

Ep.6.7
593

ISSN 0136-3549
0203-9702

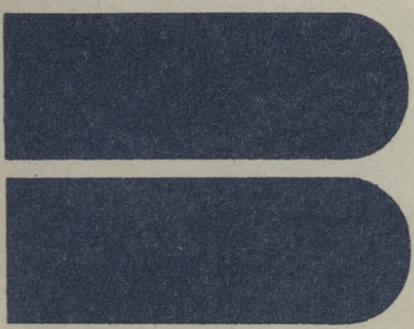
TALLINNA
POLÜTEHNILISE INSTITUUDI
TOIMETISED

№ 593

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО
ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО
ИНСТИТУТА

ТРИ
'85

НЕУСТАНОВИВШИЕСЯ ПРОЦЕССЫ
В СИСТЕМАХ ВОДОСНАБЖЕНИЯ
И ВОДООТВЕДЕНИЯ



4р.б.

№ 593

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED
ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

№ 593

**ТРИ
'85**

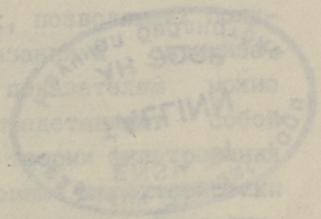
TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

УДК 628.34
532.621

**НЕУСТАНОВИВШИЕСЯ
ПРОЦЕССЫ
В СИСТЕМАХ
ВОДОСНАБЖЕНИЯ
И
ВОДООТВЕДЕНИЯ**

Санитарная техника ХУШ



Таллин 1985



ТАЛЛИНСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Труды ТПИ № 593

НЕУСТАНОВИВШИЕСЯ ПРОЦЕССЫ В СИСТЕМАХ
ВОДОСНАБЖЕНИЯ И ВОДООТВЕДЕНИЯ

Санитарная техника ХУ111

На русском языке

Отв. редактор Х. Тибар

Техн. редактор В. Ранник

Сборник утвержден коллегией Трудов ТПИ 05.12.84

Подписано к печати 24.04.85

МВ-01518

Формат 60x90/16

Печ. л. 8,25 + приложение 0,5

Уч.-изд. л. 6,0

Тираж 300

Зак. № 290

Цена 90 коп.

Таллинский политехнический институт,

200026 Таллин, Эхитаяте tee, 5

Ротапринт ТПИ, 200006 Таллин, ул. Коскла, 2/9

© Таллинский политехнический институт, 1985

ПРИМЕНЕНИЕ ИНДЕКСОВ ФИЛЬТРУЕМОСТИ ДЛЯ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОЦЕССА ФИЛЬТРОВАНИЯ

Выбор загрузки водоочистных фильтров и оптимизация режима их работы осуществляется на основе результатов технологического моделирования [1]. Это требует наличия полупроизводственной установки и проведения трудоемких экспериментальных исследований, причем полученные таким образом параметры фильтрования не всегда с достаточной точностью характеризуют процесс работы производственных фильтров. Поэтому понятен поиск более простых способов оценки фильтрационного процесса в зернистых материалах, позволяющих получить показатели, пригодные для проектирования и оптимизации работы скорых фильтров [2]. К таким показателям можно отнести индексы фильтруемости, которые представляют собой логически составленные или выводимые из теории фильтрования комплексные показатели, связывающие основные характеристики процесса фильтрования — потерю напора, скорость и продолжительность фильтрования, эффект очистки [3-6].

Индекс фильтруемости Айвеса [3] представляется в виде

$$F = \frac{HC}{VC_0t}, \quad (1)$$

где H — потеря напора в загрузке в момент времени t ;

C_0 — концентрация взвеси в исходной воде;

C — концентрация взвеси в фильтрате;

V — скорость фильтрования.

Индекс (I) выведен из логической зависимости

$$E = \frac{H}{(C_0 - C)V \cdot t} \left[\frac{M}{\Gamma/M^2} = \frac{M^3}{\Gamma} \right], \quad (2)$$

представляющей собой удельную потерю напора на единицу гряземкости загрузки.

Коэффициент пропорциональности [4] имеет вид

$$K = \frac{(1 - \frac{C}{C_0})V}{h'_t}, \quad (3)$$

где h'_t - темп прироста потери напора.

Формулу (3) можно преобразовать, имея в виду, что $h'_t = \frac{H}{t}$. В таком случае

$$K = \frac{(C_0 - C)Vt}{HC_0}, \quad (4)$$

т.е. коэффициент пропорциональности (3) является аналогичным показателем с индексом фильтруемости (I).

В работе [5] анализ параллельно работающих фильтров осуществляется на основе критерия

$$FPJ = \frac{(C_0 - C)Vt}{C}. \quad (5)$$

Отличием модернизированного индекса фильтруемости Леккаса [6] является учет предельных потери напора и концентрации взвеси в фильтрате

$$MFJ = \frac{H_t}{\Delta H_t \Delta C_t (C_0 - C_t)Vt}, \quad (6)$$

где H_t - потеря напора в загрузке в момент времени t ;

C_t - концентрация взвеси в фильтрате в момент времени t ;

$$\Delta H_t = \frac{H_{np} - H_t}{H_{np}}; \quad \Delta C_t = \frac{C_{np} - C_t}{C_{np}};$$

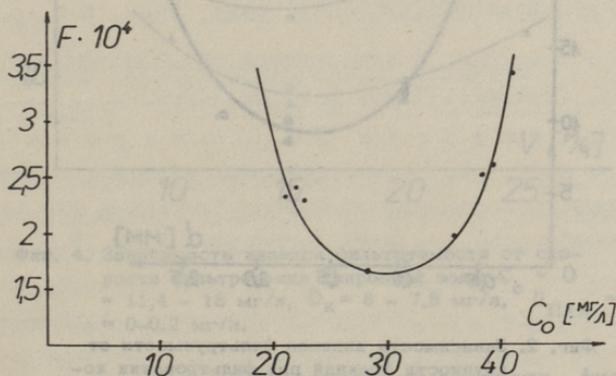
H_{np} - предельная потеря напора в загрузке;

C_{np} - предельно допустимая концентрация взвеси в фильтрате.

По данным авторов [5, 6] критерии (5, 6) определяются в конце фильтроцикла на основе конечных параметров работы производственных фильтров. Показатели (1-3) могут быть использованы как для сравнения работы существующих фильтров, так и для предварительной оценки эффективности различных фильтрующих материалов. Для последней цели необходимо лабораторное определение индекса фильтруемости на специальном приборе. Конструкция такого прибора и методика исследований предложена Айвесом [3]. Согласно этому, параметры, входящие в формулу (1), определяются фильтрованием 1 л обработанного реагентами воды через слой загрузки толщиной 40 мм при заданной скорости фильтрования.

Для уточнения возможностей использования индексов фильтруемости в качестве критериев выбора оптимальных филь-

трующих материалов и режимных параметров работы фильтров, нами проводились лабораторные и полупроизводственные исследования с применением лабораторной установки [3], а также фильтрационных колонн диаметром 195 мм. Результаты лабораторных исследований отражены на фиг. 1, 2.

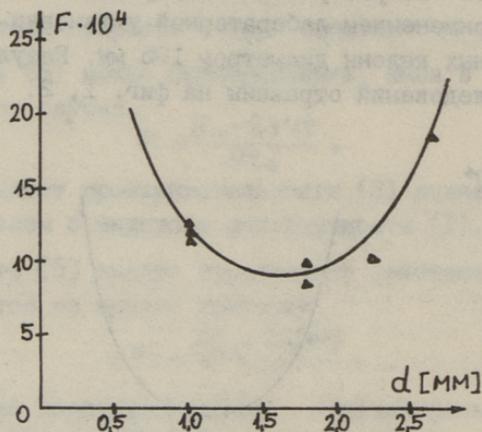


Фиг. 1. Зависимость индекса фильтруемости от исходной мутности воды при фильтровании коалиновой суспензии (без добавки реагентов) через 20 см слой активированного угля АГ-3 фракции 1,4-2,0 мм при $V = 15$ м/ч.

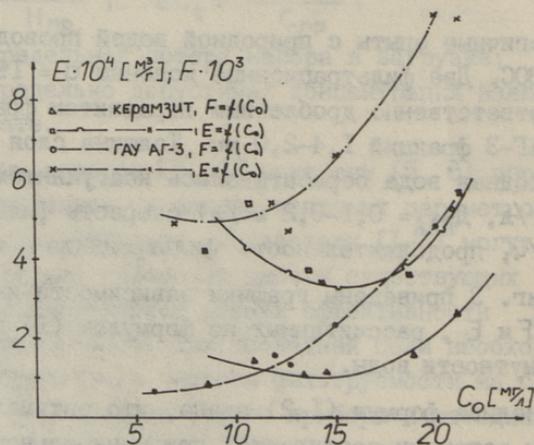
Аналогичные опыты с природной водой проводились на Нарвской ВОС. Две фильтрационные колонны $d = 195$ мм загружались соответственно дробленным керамзитом фракций 2,0 - 2,6 мм и АГ-3 фракций 1,4-2,0 мм. Толщина слоя материала - 50 см, исходная вода обрабатывалась коагулянтom и ПАА ($D_{\text{К}} = 6-7,5$ мг/л, $D_{\text{ПАА}} = 0,1-0,2$ мг/л) скорость фильтрования - 10 и 15 м/ч, продолжительность фильтроцикла - 4 ч.

На фиг. 3 приведены графики зависимости индексов фильтруемости F и E , рассчитанных по формулам (1) и (2), от исходной мутности воды.

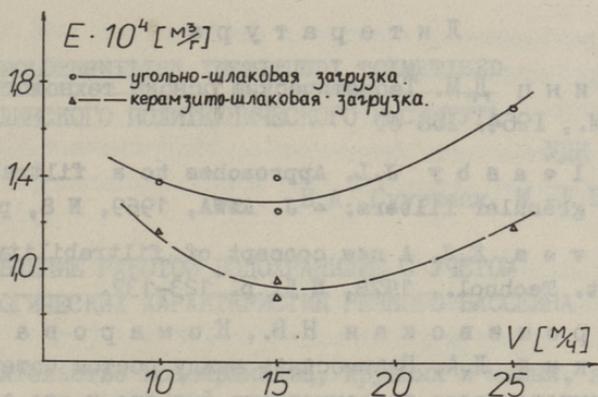
Из анализа формул (1-2) видно, что оптимальные условия работы загрузки достигаются при минимальном значении соответствующих индексов. Из графиков фиг. (1-3) явствует наличие точки оптимума зависимостей $F, E = f(C_0, d)$. Это дает возможность использовать результаты экспериментального определения индексов фильтруемости для оптимизации загрузки и режимов работы зернистых фильтров. На фиг 4 при-



Фиг. 2. Зависимость индекса фильтруемости от крупности фракций при фильтровании коагулированной каолиновой суспензии ($C = 17$ мг/л, $D_k = 8$ мг/л) через 10 см слой дробленого керамзита марки 550 при $V = 8$ м/ч.



Фиг. 3. Зависимость индексов фильтрования F и E от мутности исходной воды при фильтровании природной воды, обработанной реагентами.



Фиг. 4. Зависимость индекса фильтруемости от скорости фильтрации природной воды $C_0 = 11,4 - 18$ мг/л, $D_k = 6 - 7,5$ мг/л, $D_{ПАА} = 0-0,2$ мг/л.

веден пример определения оптимальной скорости фильтрации двухслойных угольно-шлаковых и керамзитово-шлаковых фильтров методом построения зависимости $E = f(V)$. Как видно из графиков, минимальное значение индекса фильтруемости достигается при $V = 15$ м/ч. Данную скорость фильтрации можно при данных условиях считать оптимальной.

Проведенные исследования показали, что применение индексов фильтруемости может оказаться полезным при выборе загрузки и оптимизации режимов работы фильтров. Простота экспериментального оборудования и методов расчета параметров создадут для этой цели хорошие предпосылки. Надо учесть, что индексы фильтруемости могут быть рассчитаны как в результате экспериментов на специальном лабораторном приборе, так и на основе исследований с применением фильтрационных колонн.

В дальнейших исследованиях необходимо выявить возможности использования индексов для определения всех основных параметров зернистых фильтров (скорости и продолжительности фильтрации, крупности и толщины слоя фильтрующего материала), а также уяснить, насколько и при каких условиях результаты оптимизации режима работы фильтров по индексам совпадут с результатами оптимизации по известному критерию $t_3 = t_n$.

Л и т е р а т у р а

1. М и н ц Д.М. Теоретические основы технологии очистки воды. М., 1964. 156 с.

2. С l e a s b y J.L. Approaches to a filtrability index for granular filters. - J. AWWA, 1969, N 8, p. 10-19.

3. I v e s К.Ж. A new concept of filtrability. - Progr. Wat. Technol., 1978, N 5, p. 123-137.

4. Я р о ш е в с к а я Н.В., К о м а р о в а Е.А., К у л ь с к и й Л.А. Взаимосвязь между ростом потери напора в зернистом слое водоочистного фильтра и его задерживающей способностью. - Химия и технол. воды, № 6, с. 486-489.

5. S e q u i e r a J.G. et al. Pilot plant filtration tests at the American river water treatment plant. - Public Works, 1983, N 1, p. 36-40.

6. L e k k a s T.D. A modified filtrability index for granular bed water filters. - Filtr. and Separ., 1981, N 3, p. 214-216.

A. Veski, J. Karu

Application of Filtrability Indexes for Granular Media Filtration

Summary

Filtrability indexes relate the filtrability of a suspension to a filter material taking into account clarification, clogging and flow rate.

The pilot plant and lab tests have shown that there exists a relationship between the media grain size and the turbidity of the filter influent. It is possible to determine optimum grain size for a given influent turbidity using the filtrability indexes. An example of determining the optimum velocity of filtration for the dual-media filters has been described as well.

УПРАВЛЕНИЕ РАБОТОЙ ВОДОХРАНИЛИЦ С УЧЕТОМ ЭКОЛОГИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РЕЧНОГО БАССЕЙНА

Строительство водохранилищ, крупных и малых, является одним из основных составляющих при решении различных водохозяйственных задач. Если раньше в водохранилищах видели только их положительные стороны с точки зрения различных водопотребителей, то в последние годы все большее внимание обращается влиянию водохранилищ на окружающую среду. Практика эксплуатации водохранилищ показывает их (особенно крупных) значительное влияние на климат, окружающий ландшафт, качество воды и на экологию речного бассейна. Это влияние не всегда положительное и задачей исследователей является разработка рекомендаций по доведению до минимума отрицательных последствий, вызванных строительством водохранилищ. Вышесказанное в полной мере относится и к водохранилищам, планируемым на Западно-Сибирских реках для регулирования и переброски части их стока в Среднюю Азию [1, 2]. В условиях Сибири ряд факторов влияния водохранилищ на окружающую природную среду приобретают наибольшую значимость, чем в южных районах. Создание крупных водохранилищ существенно изменит гидрологические, гидрогеологические, климатические и другие условия речного бассейна, оказывая этим непосредственное влияние на его экосистемы.

Целью наших исследований является разработка рекомендаций по управлению режимов работы водохранилищ с экологических позиций, т.е. в таком режиме, который позволил бы уменьшить отрицательные последствия создаваемых водохранилищ на окружающую природу. Для решения поставленной задачи проведена обработка и анализ различных данных, полученных в ходе эксплуатации многих водохранилищ в нашей стране. С экологических позиций очень ценной является информация, включающая:

- характеристику состава и свойств воды как среды обитания гидробионтов (наличие биогенных и органических веществ, солевой состав, активная реакция и т.п.),

- характеристику процессов самозагрязнения ("цветные" воды, обрастание откосов и др.) и биологического самоочищения,

- характеристику качества воды по критериям биоиндикации. Особое направление этого аспекта составляют экологотоксикологическая и радиоэкологическая характеристики с точки зрения оценки токсического и мутагенного влияния специфических загрязняющих веществ на гидробионты.

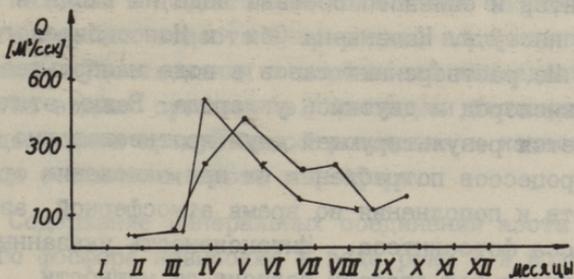
Положительное влияние на формирование качества воды в водохранилище должна оказывать река, обеспечивающая водный баланс водохранилища.

Ниже рассмотрим влияние различных характеристик воды речного бассейна на формирование качества воды в водохранилищах на примере Новосибирского водохранилища.

Водохранилище среднее по размерам, после создания водохранилища площадь водного зеркала с глубиной 5-10 м составляла 440 км², а с глубиной 15 м и больше - 40 км². Ежегодно сработка уровня составляет до 5 м, при этом полезная призма достигает 4,4 км³, гидрологический режим близок к речному (3).

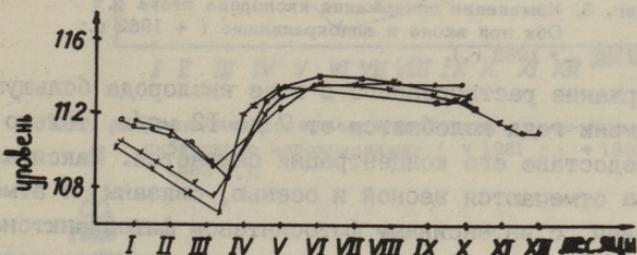
В режиме водохранилищ колебания уровней связаны с изменением объема воды в водоеме. В связи с различием приходно-расходных составляющих водного баланса они несколько отличаются по годам.

Река Обь является основным источником водного питания Новосибирского водохранилища с годовым стоком 50 км³ на входе в водохранилище. Период высоких вод длится в среднем со второй декады апреля по конец июня. Неодновременное поступление талых вод из различных частей бассейна сильно растягивает половодье. Поэтому конец половодья трудно определить в связи с его значительным расплыванием. В июле начинается медленный спад уровня реки, который продолжается вплоть до зимней межени. Уровни стока Оби на посту г. Камень на Оби (фиг. I) совпадают с многолетними гидрографами, полученными исследованиями С.Г. Бейрома и др. за



Фиг. 1. Изменение расходов р. Оби при входе в водохранилище в отдельные годы: + 1982 г.; • 1983 г.

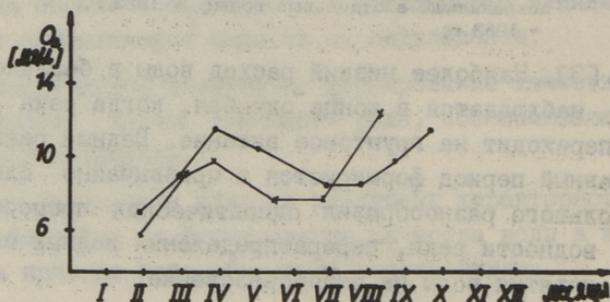
1960–66 гг. [3]. Наиболее низкий расход воды в безледоставный период наблюдается в конце октября, когда река почти полностью переходит на грунтовое питание. Водный режим в предледоставный период формируется в чрезвычайно сложных условиях большого разнообразия синоптических процессов, уменьшения водности реки, перераспределения водных масс, подпоров и изъятия воды на ледообразование.



Фиг. 2. Изменение уровня воды Новосибирского водохранилища в отдельные годы: o 1980 г.; v 1981 г.; + 1982 г.; • 1983 г.

Характер изменения уровневого режима водохранилища показан на фиг. 2. В колебаниях уровня, связанных с внутригодовым распределением стока Оби, можно проследить три характерных периода: весеннее наполнение, стояние на отметках нормального подпорного уровня и сработка. Река Обь является и главным фактором в формировании гидрохимического режима Новосибирского водохранилища. Поэтому кратко рассмотрены основные особенности режима растворенных газов, био-

генных элементов и солевого состава воды на входе в водохранилище на посту г. Камень-на-Оби и Новосибирского водохранилища. Из растворенных газов в воде наибольшее значение имеют кислород и двуокись углерода. Режим этих газов определяется результирующей двух противоположно направленных процессов потребления их при окислении органических веществ и пополнения во время атмосферной аэрации воды и процесса фотосинтеза. Интенсивность указанных процессов в значительной степени зависит от мутности, прозрачности, цветности и других физических свойств воды.



Фиг. 3. Изменение содержания кислорода стока р. Оби при входе в водохранилище (+ 1982 г.; • 1983 г.).

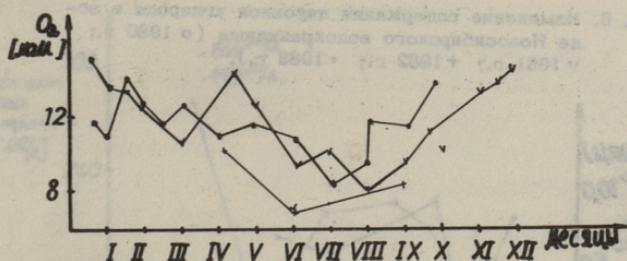
Содержание растворенного в воде кислорода большую часть времени года колеблется от 7 до 12 мг/л, только зимой при ледоставе его концентрация снижается. Максимальные количества отмечаются весной и осенью, связаны с атмосферной аэрацией с интенсивным фотосинтезом фитопланктона в это время (фиг. 3). В водохранилище концентрация растворенного кислорода изменяется с такой же динамикой, как на входе в воде реки, но с большими величинами (фиг. 4). Содержание двуокиси углерода в воде колеблется от нуля летом-осенью до 11-16 мл/л зимой (фиг. 5). В воде водохранилища максимальная концентрация двуокиси углерода зимой меньше (фиг. 6).

Значение pH в воде в течение всего года находится в области слабощелочной реакции. Возрастание значения pH воды водохранилища выше 8,0 наблюдалось в единичных случаях.

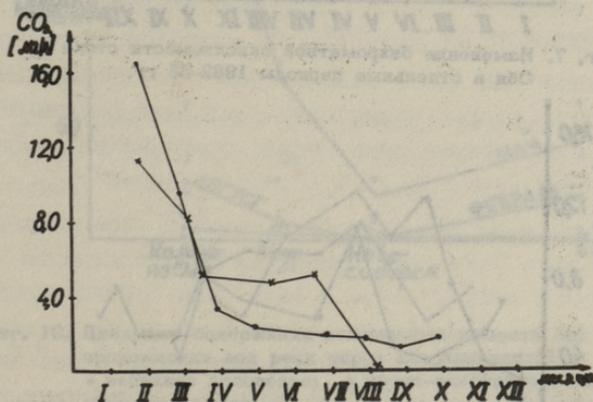
Наличие в достаточном количестве биогенных элементов и органических веществ в природной воде является важнейшим условием существования и нормальной жизнедеятельности большинства водных организмов. Основными биогенными веществами, определяющими продуктивность водоема и качество воды, являются соединения азота и фосфора.

Содержание минеральных соединений азота и содержание общего фосфора невысокие в воде реки и в воде водохранилища.

В воде реки Оби и водохранилищ бихроматная окисляемость (мл O_2 /л) в целом невысока. Возрастание бихроматной окисляемости прослеживается в вегетационный период, в целом же сезонная динамика ее выражена довольно слабо (фиг. 7 и 8).

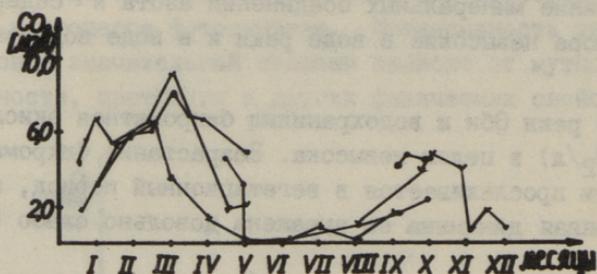


Фиг. 4. Изменение содержания кислорода в воде Новосибирского водохранилища (▽ 1981 г.; + 1982 г.; • 1983 г.).

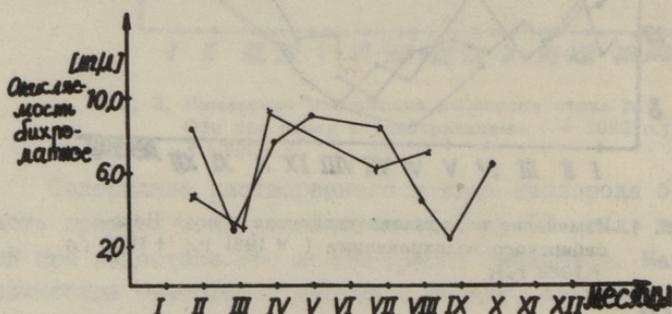


Фиг. 5. Изменение содержания двуокси углерода стока р. Оби при входе в водохранилище (+ 1982 г.; ▽ 1983 г.).

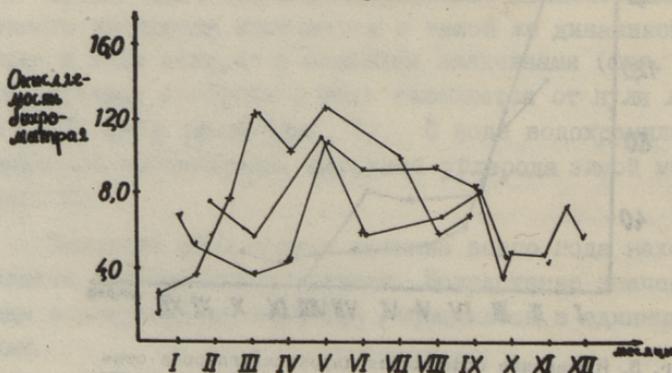
Изменение солевого состава воды в водохранилище за годы исследования носит такой же сезонный характер, как и воды Оби на входе в водохранилище (фиг. 9). Ясно выражена корреляционная связь минерализации с расходами и с уровнями воды в водохранилище. Значительное снижение взвешенных веществ, особенно в паводковых водах происходит в водохрани-



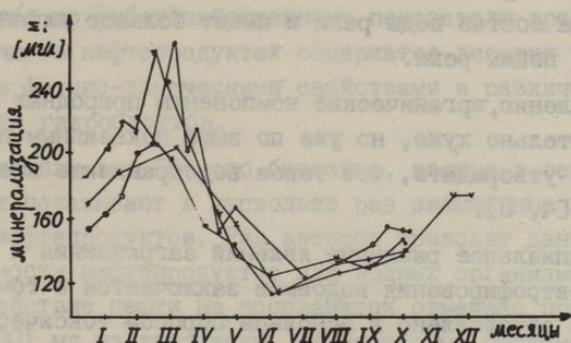
Фиг. 6. Изменение содержания двуокси углерода в воде Новосибирского водохранилища (о 1980 г.; в 1981 г.; + 1982 г.; • 1983 г.).



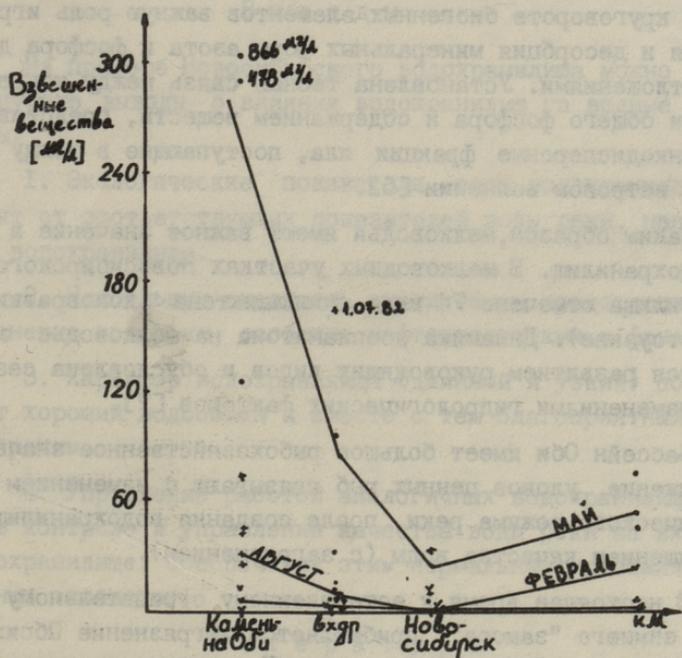
Фиг. 7. Изменение бихроматной окисляемости стока р. Оби в отдельные периоды 1982-83 гг.



Фиг. 8. Изменение бихроматной окисляемости воды Новосибирского водохранилища в отдельные периоды 1981-83 гг.



Фиг. 9. Изменение минерализации воды Новосибирского водохранилища в отдельные периоды 1980-83 гг.



Фиг. 10. Динамика содержания взвешенных веществ при прохождении вод реки через водохранилище:

- весеннее половодье; + летне-осенний период;
- v зимняя межень.

лице (фиг. 10). Это наиболее ярко выраженное влияния водохранилища на состав воды реки и имеет большое влияние на экосистемы поймы реки.

К сожалению, органические компоненты природных вод изучены значительно хуже, но уже по выше показанным показателям можно утверждать, что такое водохранилище вне пятна "цветения" [4, 5].

Принципиальное различие явлений загрязнения и антропогенного эвтрофирования водоемов заключается в том, что загрязнение обусловлено в основном сбросом токсических веществ и подавляет биологическую продуктивность водоемов. Эвтрофирование до известных пределов повышает биологическую продуктивность последних и является следствием обогащения их биогенными веществами.

В круговороте биогенных элементов важную роль играет сорбция и десорбция минеральных форм азота и фосфора донными отложениями. Установлена тесная связь между концентрациями общего фосфора и содержанием веществ, представляющих тонкодисперсные фракции ила, поступающие в толщу воды при ветровом волнении [6].

Таким образом, мелководья имеют важное значение в жизни водохранилищ. В мелководных участках Новосибирского водохранилища отмечено 74 вида зоопланктона (коловратки, ветвистоузки). Динамика зоопланктона на мелководье определяется развитием руководящих видов и обусловлена сезонными изменениями гидрологических факторов [7].

Бассейн Оби имеет большое рыбохозяйственное значение но снижение уловов ценных рыб связывают с изменением гидрологического режима реки, после создания водохранилища и с ухудшением качества воды (с загрязнением).

В настоящее время к естественному отрицательному действию зимнего "замора" прибавляется загрязнение Обских вод отходами добычи нефти и газа. Уже сейчас промышленные и коммунальные предприятия региона ежегодно сбрасывают в воды Обь-Иртышского бассейна значительный объем загрязненных сточных вод, что наносит ощутимый ущерб рыбному хозяйству [8]. В Правилах охраны поверхностных вод от загрязнения сточными водами [9] в рыбохозяйственных водоемах предельно допустимая концентрация нефти и нефтепродуктов в

растворенном и эмульгированном состоянии установлена 0,05 мг/л по рыбохозяйственному показателю вредности. Вместе с тем в нефтепродуктах содержатся десятки компонентов с разными физико-химическими свойствами и различной токсичностью для гидробионтов.

Анализы вод Обского бассейна, взятые в течение последних лет показывают в несколько раз завышенные нормы содержания нефтепродуктов. Ряд авторов приводит данные о высокой токсичности нефтепродуктов для водных организмов. Токсическое действие нефти на зоопланктон отмечено при концентрации 0,001 мл на литр воды, на бентосные организмы 0,01 мл/л, а на икру рыб 10^{-2} - 10^{-3} мг/л. Нефтепродукты в концентрации 0,025 мг/л воды вредно действуют на икру и предличинки камбалы-гlossы [10].

В ы в о д ы

На примере Новосибирского водохранилища можно сделать следующие выводы о влиянии водохранилищ на водные экосистемы:

1. Экологические показатели воды водохранилища зависят от соответствующих показателей воды реки, наполняющей водохранилище.

2. Наибольшую опасность экосистемам представляет загрязнение вод реки, особенно нефтепродуктами и фенолами.

3. Характер водохранилища (длинный и узкий) обеспечивает хороший водообмен и вместе с тем благоприятный газовый режим.

4. Управление работой аналогичных водохранилищ состоит в контроле и управлении качества воды реки на входе в водохранилище, обеспечивая этим нормальные условия жизни водных экосистем.

Л и т е р а т у р а

1. А б а к я н А.Б., М а к а р о в А.И., Ш а р и р о Л.Н. и др. Проблемы содержания водохранилищ в Сибири. - В кн.: Природные условия перспективных районов освоения Сибири. Новосибирск, 1969, с. 4-16.

2. Воскресенский К.П., Бочков А.П. Водные ресурсы и баланс воды Сибири. - Тр. Гидрол. ин-та, вып. 200, 1978, с. 103-114.

3. Бейром С.Т., Вострякова Н.В., Широков В.М. Изменение природных условий в средней Оби после создания Новосибирской ГЭС. Наука, Сибирское отделение Науки, Новосибирск, 1973.

4. Топачевский А.В., Циб Я.Я., Сиренко Л.Д. Антропогенное эвтофирование водохранилищ, "цветные" воды и методы их регулирования. - В кн.: Водные ресурсы, № 1, Наука, 1975.

5. Немцева Л.И. Роль органических веществ в гидрохимической характеристике водохранилищ - В кн.: Материалы межвуз. науч. конф. по вопросу изучения влияния водохранилищ на природу и хозяйво окружающих территорий Калинина. 1970.

6. Буторин Н.В. Некоторые результаты и перспективы гидробиол. изучения водохранилищ. - В кн.: Биол. ресурсы внутр. водоемов СССР. М., 1979.

7. Померанцева Д.П. Зоопланктон мелководий Новосибирского водохранилища и их рациональное использование. - В сб.: Круговорот вещества и энергии в водоемах, элементы биоточ. круговорота, Лиственничное на Байкале, 1977.

8. Магаков Г.Л. Водные проблемы Приобья. - В кн.: Водные ресурсы, № 2, М., Наука, 1975.

9. Правила охраны поверхностных вод от загрязнения сточными водами. М., изд-во Министерства мелиорации и водного хозяйства СССР, Министерства здравоохранения СССР, Министерства рыбного хозяйства СССР, 1975. 38 с.

10. Грушко Я.М., Кочетова О.М., Мамонтова Л.М. Влияние сточных вод нефтехимических предприятий на гидробионтов. - В кн.: Экологические исследования водоемов Сибири. Иркутск, 1978.

V. Suurkask, M.-L. Hääl

Regulation of the Working Regimen of Water Reservoirs
by Means of the Ecological Characteristics of the
River Basin

Summary

The problems concerning the foundation of water reservoirs in West-Siberia are analysed.

Besides the positive effects of new water reservoirs there are a number of unfavourable phenomena connected with the water quality and the influence of the reservoirs on the ecological system of the river basin.

The dependence of the hydrochemical characteristics of the water reservoir on those of the feeding river is analysed by means of the example of the Novosibirsk water reservoir.

It is established that there is a correlative dependence between the concentration of the sums of ions and the amount of flow; the regimen of oxygen, carbon dioxide and permanganate oxidation is good all year round; the presence of oil products is the greatest danger to the ecological system. The regulation of the working regimen of the water reservoir must include the control and improvement of water characteristics in order to secure normal conditions of the ecological system of the reservoir.

УДК 556.542

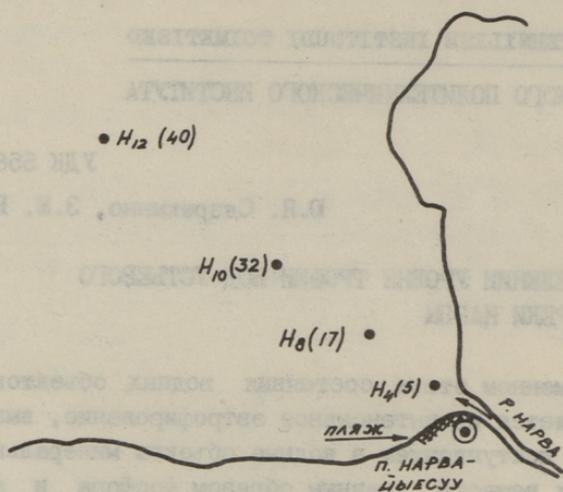
Ю.Я. Сяэрекынно, З.М. Бомзе

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ УРОВНЯ ТРОФИИ ВОД УСТЬЕВОГО
ВЗМОРЬЯ РЕКИ НАРВЫ

На современном этапе состояния водных объектов характерным является их интенсивное эвтрофирование, вызванное антропогенным поступлением в водные объекты минеральных форм биогенных веществ, главным образом фосфора и азота. Актуальнейшей становится проблема эвтрофирования во внутренних морях со слабым водообменом, когда прилегающие к водоему страны характеризуются высокоразвитой индустрией и сельским хозяйством и основное загрязнение выносится в море береговыми выпусками и реками, являющимися приемниками зачастую недостаточно очищенных сточных вод населенных пунктов и промышленных комплексов. В таком случае участки интенсивного загрязнения наблюдаются в прибрежных зонах и на пути распространения речных вод. Это обстоятельство характерно и для устьевого взморья реки Нарвы (фиг. 1) (северо-восточный район Эстонской ССР), где основным источником биогенных веществ является сток богатых биогенными веществами вод реки Нарвы, и где, на основании работы [1] состояние качества воды характеризуется свойственными эвтрофирующей среде показателями - избытие биогенных веществ ("цветение" воды), высокий водородный показатель pH, придонные отложения и интенсивная аккумуляция биогенных веществ (фиг. 2), нарушение кислородного режима (глубокий дефицит кислорода) (фиг. 3).

Исходя из практических нужд разработки конкретных водоохраных мер в борьбе с явлениями эвтрофирования водных объектов необходимо знать уровень трофии и тенденции ее развития (стадии развития трофии).

В настоящее время уровень трофии может быть определен гидробиологическими и гидрохимическими исследованиями по совокупности качественных и количественных биотических и абио-



Фиг. 1. Схема расположения станций отбора проб в устьевом взморье р. Нарвы (в скобках глубина станций в метрах).

тических признаков, что является трудоемкой операцией. Поэтому, важное научное и практическое значение имеет, безоговорочно, разработка инженерных методов оценки и прогноза уровня трофии водных объектов на основе интегральных количественных критериев трофии. В работе [2] установлены количественные связи между уровнем трофии и условиями водной среды, определяющими этот уровень. Для интегральной оценки условий среды предлагается т.н. комплексный показатель условий среды (ПУ), включающий в себя концентрации основных биогенных веществ (минеральные формы азота, фосфора и кремния) в сочетании с гидродинамическими (скорость v в см/с), термодинамическими (температура $t^{\circ}\text{C}$) и морфометрическими (глубина h в м) характеристиками водного объекта:

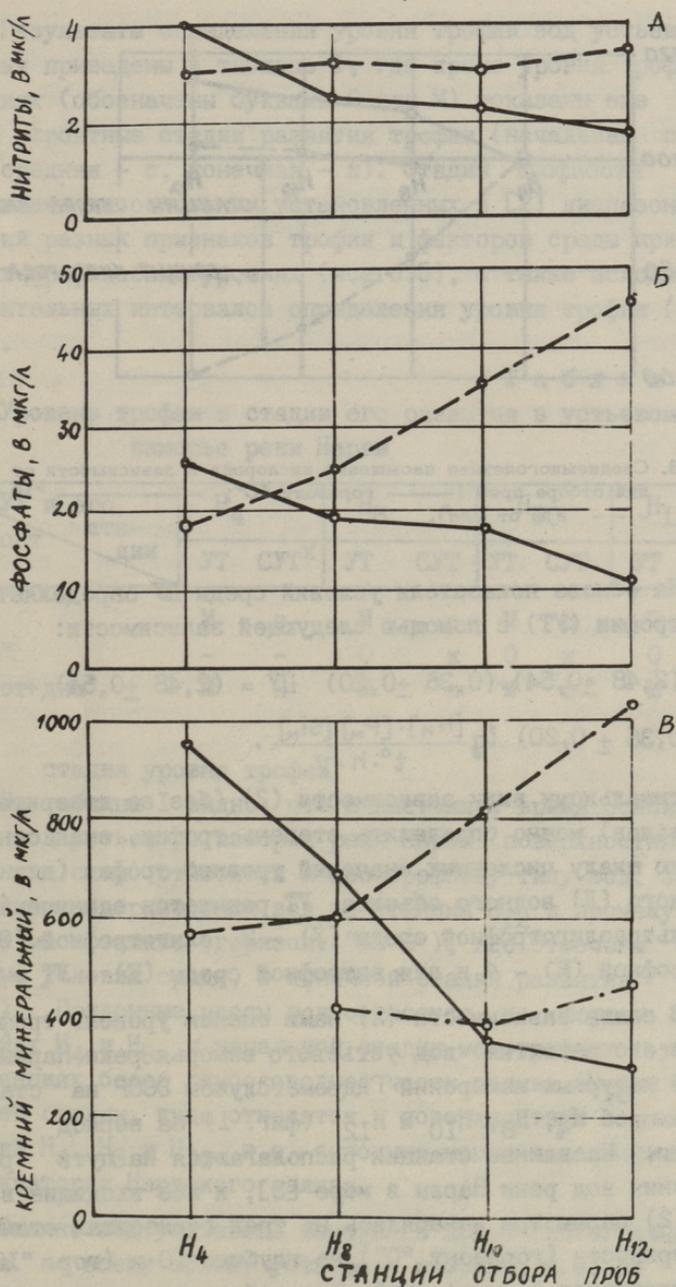
$$\text{ПУ} = \lg \frac{[N_M] \cdot [P_M] \cdot [Si_M]}{t^{\circ} \cdot h \cdot v}, \quad (I)$$

где $[N_M]$ - сумма минеральных форм азота $[(\text{NH}_4^+ - \text{N}) + (\text{NO}_2^- - \text{N}) + (\text{NO}_3^- - \text{N})]$, мкг/л;

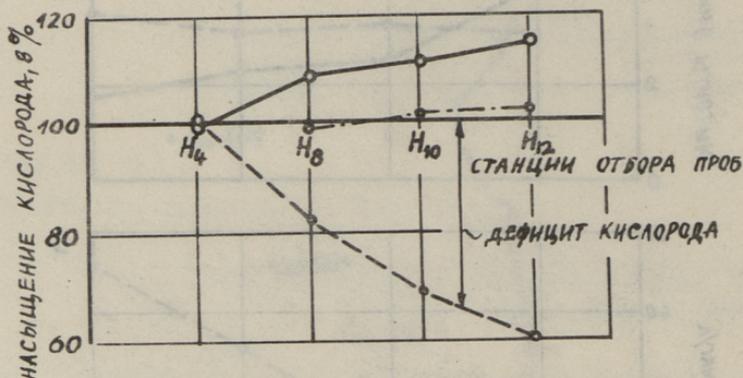
$[P_M]$ - минеральный фосфор $(\text{PO}_4^{3-} - \text{P})$, мкг/л;

$[Si_M]$ - минеральный кремний $(\text{SiO}_3^{2-} - \text{Si})$, мкг/л.

В зависимости (I) все величины должны быть рассчитаны как средние из достаточного числа натуральных измерений (разовые замеры не пригодны).



Фиг. 2. Изменение среднемноголетнего содержания нитритов (а), фосфатов (б) и минерального кремния (в) по станциям отбора проб (— горизонт "0"; — · — "10м"; - - - "1 м от дна").



Фиг. 3. Среднегодовое насыщение кислорода в зависимости от станций отбора проб (----- горизонт "0"; "10 м"; - - - "1 м от дна").

На основе показателя условий среды ПУ определяется уровень трофии (УТ) с помощью следующей зависимости:

$$УТ = (2,48 \pm 0,54) + (0,36 \pm 0,20) ПУ = (2,48 \pm 0,54) + (0,36 \pm 0,20) \lg \frac{[N_M] \cdot [P_M] \cdot [Si_M]}{t^{\circ} \cdot h \cdot v} \quad (2)$$

По оптимальному виду зависимости (2) (без ее доверительных интервалов) можно определить степень трофии, зная относительную шкалу численных значений уровней трофии (для дистрофного (Д) водного объекта УТ равняется единице (УТ = 1), для ультраолиготрофной среды (У) - 2, олиготрофной (О) - 3, мезотрофной (М) - 4 и для эвтрофной среды (Е) - УТ = 5 [2]).

В свете зависимости (2) нами оценен уровень трофии (и стадии его развития) вод устьевого взморья реки Нарвы по данным натуральных измерений Гидрометслужбы ЭССР на станциях отбора проб N4, N8, N10 и N12 (фиг. 1) за период 1976 - 1981 гг. Названные станции располагаются на пути распространения вод реки Нарвы в море [3], и все входящие в формулу (2) параметры измерялись на трех горизонтах станций - у поверхности (горизонт "0"), на глубине 10 м (гор. "10 м") и на горизонте "1 м от дна". Все наблюдения проведены за безледоставный период года (от мая до ноября месяца включительно). По всем параметрам были рассчитаны их среднегодовые величины.

Результаты определения уровня трофии вод устьевого взморья приведены в таблице I, где кроме уровня трофии на станциях (обозначены буквами О или М) показаны еще наиболее вероятные стадии развития трофии (начальная стадия - н, средняя - с, конечная - к). Стадии трофности среды определены на основании установленных в [2] диапазонов колебаний разных признаков трофии и факторов среды при различных трофических уровнях (всего 5), а также исходя из доверительных интервалов определения уровня трофии (формула 2).

Т а б л и ц а I

Уровень трофии и стадии его развития в устьевом взморье реки Нарвы

Горизонт \ УТ и его стадии	Н ₄		Н ₈		Н ₁₀		Н ₁₂	
	УТ	СУТ ^х	УТ	СУТ	УТ	СУТ	УТ	СУТ
"0"	М	с	М	с	М	с	О	к
"10 м"	-	-	О	к	О	к	О	к
"1 м от дна"	М	н	М	н	М	с	М	с

^х СУТ - стадия уровня трофии

Из таблицы I видно, что в настоящее время основные массы вод устьевого взморья реки Нарвы (поверхностные и придонные слои) относятся к мезотрофному типу вод, за исключением поверхностных вод на станции Н₁₂ и промежуточных водных масс залива (горизонт "10 м"), где отмечены олиготрофные условия среды, в конечной стадии развития (УТ-0, СУТ-к). Придонные массы вод относятся, на первых двух станциях Н₄ и Н₈, к начальной стадии мезотрофных условий, на станциях более глубоководной части залива (Н₁₀ и Н₁₂) к средней стадии, куда относятся и поверхностные водные слои станций Н₄, Н₈ и Н₁₀, т.е. основные массы вод рассматриваемой акватории Нарвского залива.

Оценка вод устьевого взморья в целом (интегральная оценка по всему объему устьевого взморья, т.е. по всем измерениям на всех станциях за период 1976-1981 гг.) позволяет отнести воды залива к мезотрофному типу среды (УТ = 3,6).

Из таблицы видно, что воды устьевого взморья не являются по их трофности однородными, а отличаются как разными уровнями трофии, так и разными стадиями их развития. Это может быть объяснено тем, что с позиции гидрологии, морфометрии и разных гидродинамических условий водный объект зачастую не оказывается однородным, что и создает разные условия для эвтрофирования водной среды.

Высокое содержание биогенных веществ в водной среде сопровождается обычно интенсивным развитием фитопланктона ("цветением" воды). Это наблюдается по всей акватории Нарвского залива. При этом отмечается корреляционная связь между интенсивностью "цветения" и величиной водородного показателя рН.

В верхнем 10-метровом слое Нарвского залива величина рН достигает нормы или превышает ее (рН изменяется от 8,0 до 9,0), снижаясь с глубиной (по мере увеличения глубины снижается и интенсивность развития фитопланктона). У дна залива рН составляет 7,2...7,5.

Как показано в работах [1, 3], в устьевом взморье реки Нарвы существует наглядная связь между содержанием биогенных веществ и растворенного в воде кислорода, особенно у дна водоема (фиг. 2 и 3), т.е. при определении качества воды (степени трофии) определяющим фактором является, помимо биогенных веществ, кислородный режим. В свете сказанного можно ожидать наглядную связь между содержанием в воде растворенного кислорода и водородным показателем рН, что и реализуется для конкретных водных объектов в виде зависимости водородного показателя рН от процента насыщения воды кислородом [2], т.е.

$$pH = a_0 + a_1 O_2, \quad (3)$$

где a_0 - коэффициент, отражающий количественно соотношение массы фотосинтезируемого и окисленного органического вещества;

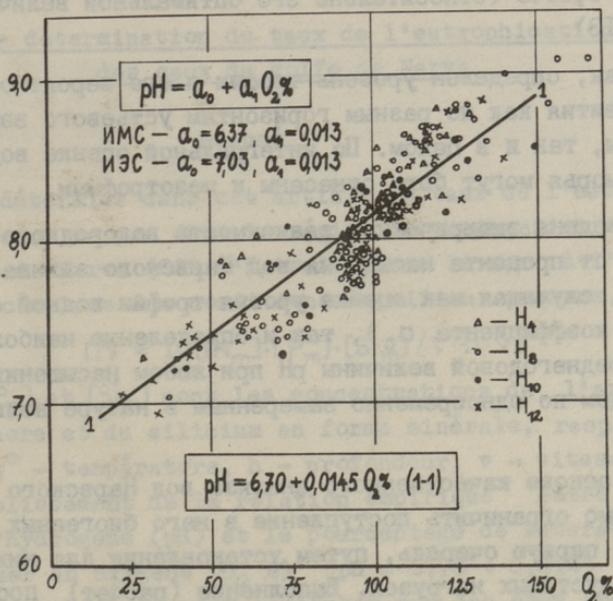
a_1 - коэффициент, выражающий соотношение скоростей процессов продукции и деструкции.

Очевидно, что чем больше a_0 , тем выше концентрация образовавшегося органического вещества, т.е. тем выше уровень трофии водного объекта. Следовательно, величина свободного члена a_0 служит мерой степени (уровня) трофии среды.

При кинетическом равновесии процессов продукции и деструкции коэффициент a_1 принимает значения от 0,012 до 0,014 (в среднем 0,013). Если $a_1 < 0,012$, в водоеме преобладают процессы деструкции, а при $a_1 > 0,014$ – процессы продукции.

Обработка натуральных измерений устьевого взморья р. Нарвы за период 1976–1981 гг. в виде зависимости (3) привела к следующей эмпирической формуле (фиг. 4):

$$pH = 6,70 + 0,0145 O_2. \quad (4)$$



Фиг. 4. Определение эмпирической зависимости водородного показателя pH от насыщения кислородом в водах устьевого взморья р. Нарвы (ИМС – идеально мезотрофная среда, ИЭС – идеально эвтрофная среда).

На фиг. 4 нанесены значения pH и соответствующие им величины насыщения кислородом на всех станциях отбора проб.

На основании шкалы гипотетических величин коэффициента a_0 для идеальных сред с разной степенью трофии [2], величина a_0 экспериментальной зависимости (4) для вод устьевого взморья ($a_0 = 6,70$) располагается практически в области гипотетической идеальной мезотрофной среды ($a_0 = 6,37$), что совпадает с полученным выше результатом (мезотрофные воды).

Немного завышенные параметры эмпирической зависимости ($a_0 = 6,70$, $a_1 = 0,0145$) относительно идеальной связи ($a_0 = 6,37$, $a_1 = 0,013$) могут быть объяснены отсутствием для среды исходных данных измерений зимнего периода (не ведутся Гидрометслужбой). Это должно привести к завышенным значениям коэффициента a_0 , т.е. к завышенным концентрациям фотосинтезируемого органического вещества (мерой которого является a_0) или, что то же самое, к преобладающим процессам продукции, свойственным безледоставному периоду года. Это отражается и в немного увеличенном значении коэффициента a_1 , равного 0,0145 (относительно его оптимальной величины, равной 0,013).

Итак, определен уровень трофии и его вероятностные стадии развития как по разным горизонтам устьевого взморья реки Нарвы, так и в целом. По интегральной оценке воды устьевого взморья могут быть отнесены к мезотрофным.

Выведена эмпирическая зависимость водородного показателя pH от процента насыщения вод Нарвского залива кислородом (4), служащая как оценке уровня трофии водной среды (с помощью коэффициента a_0), так и определению наиболее вероятной среднегодовой величины pH при любом насыщении воды кислородом по одновременно замеренным в природе величинам pH и O_2 .

На основе качественного анализа вод Нарвского залива необходимо ограничить поступление в него биогенных веществ, и это, в первую очередь, путем установления для них нормативов допустимых нагрузок. Выполнение (расчет) последних может быть осуществлено путем установления экологических предельно допустимых концентраций для морской среды. Подобные работы в этом направлении нами уже ведутся.

Л и т е р а т у р а

1. С я э р е к ы н н о Ю.Я. О пространственном распределении биогенных веществ и растворенного кислорода в водах устьевого взморья реки Нарвы. - В сб.: Моделирование процессов загрязнения Балтийского моря (в печати).

2. Ц в е т к о в а Л.И. Оценка и прогноз эвтрофирования в слабоминерализованных нестратифицированных водоемах. - Автореф. дис. на соискание ученой степени д-ра. биол. наук. Л., 1981. 44 с.

3. Промежуточный отчет хоздоговорной работы № 032 "Определение предельно допустимых сбросов для городов Таллина и Нарвы, исходя из действующих норм качества воды водоемов", Таллин, ТПИ, 1982. 184 с.

J. Saarekynno, Z. Bomzé

De la détermination du taux de l'eutrophication
des eaux du golfe de Narva

Résumé

On détermine dans cet article le taux de l'eutrophication des eaux de mer dans la région de propagation des eaux du fleuve de Narva (SSR d'Estonie) dans la mer à l'aide de l'indice complexe des conditions du milieu aqueux sous forme

$$IY = \lg([N_m] \cdot [P_m] \cdot [Si_m] / t^0 \cdot h \cdot v)$$

où $[N_m]$, $[P_m]$ et $[Si_m]$ sont les concentrations de l'azote, du phosphore et du silicium en forme minérale, respectivement; t^0 - température, h - profondeur, v - vitesse), et de l'établissement de la relation empirique entre l'exposant d'hydrogène (pH) et le pourcentage de saturation des eaux de mer en oxygène (O_2 %) ($pH = 6,70 + 0,0145 O_2$). Suivant le calcul on peut constater que des eaux considérées du golfe de Narva se rapportent à celles de type mésotrophe.

Р.Р. Мунтер, С.Б. Каменев, С.В. Прейс,
Э.К. Сийрде (ТПИ), В.И. Худак (НИОПИК)

ОЗОНИРОВАНИЕ СТОЧНЫХ ВОД АНИЛИНО-КРАСОЧНОЙ ПРОМЫШЛЕННОСТИ

Стоки промышленности органических полупродуктов и красителей характеризуются высокой цветностью, интенсивным запахом и токсичностью к живым организмам. В настоящей работе изучена возможность окислительной деструкции органических веществ в указанных стоках озоном.

Т а б л и ц а I

Основные показатели озонируемых стоков

Показатель	Размерность	Пределы изменения
ХПК (без филтвр.)	мгО ₂ /л	3100-4500
БПК ₅	мгО ₂ /л	600-810
ООУ	мг/л	950-1420
pH	-	7,2-9,4
Аминопродукты	мг/л	317-636
Нитропродукты	мг/л	705-802
Нитриты	мгN/л	0,16-1,7
Нитраты	мгN/л	172-342
Азот (аммонийный)	мгN/л	104-582
Хлориды	г/л	1,6-8,4
Сульфаты	г/л	16-18
Взвешенные вещества	г/л	0,2-0,52
Цветность	градус	2600-5300
Запах	интенс.	20000-40000

Пределы изменения основных показателей исследуемых стоков даны в табл. I. Из данных этой таблицы видно, что исследуемые стоки представляют собой сложные растворы различных ароматических, в основном amino- и нитросоединений (фенол, нитрофенол, п-крезол, динитронафталин, нитробензол,

нитробензойная кислота, пикриновая кислота, динитрофенол, динитрохлорбензол, дихлорнитробензол, диэтиламин, анилин и др.) с высоким содержанием (20–25 г/л) неорганических солей.

Экспериментальная часть

Опыты по озонированию стоков анилино-красочного производства проводились на лабораторной барботажной установке. Пределы проведения опытов даны в табл. 2. В ходе опытов определяли спектрофотометрически концентрацию озона во входящем и в выходящем из реактора газе, а также отбирали пробы озонируемого раствора для определения ХПК, рН, цветности и других показателей по общепринятой методике [1].

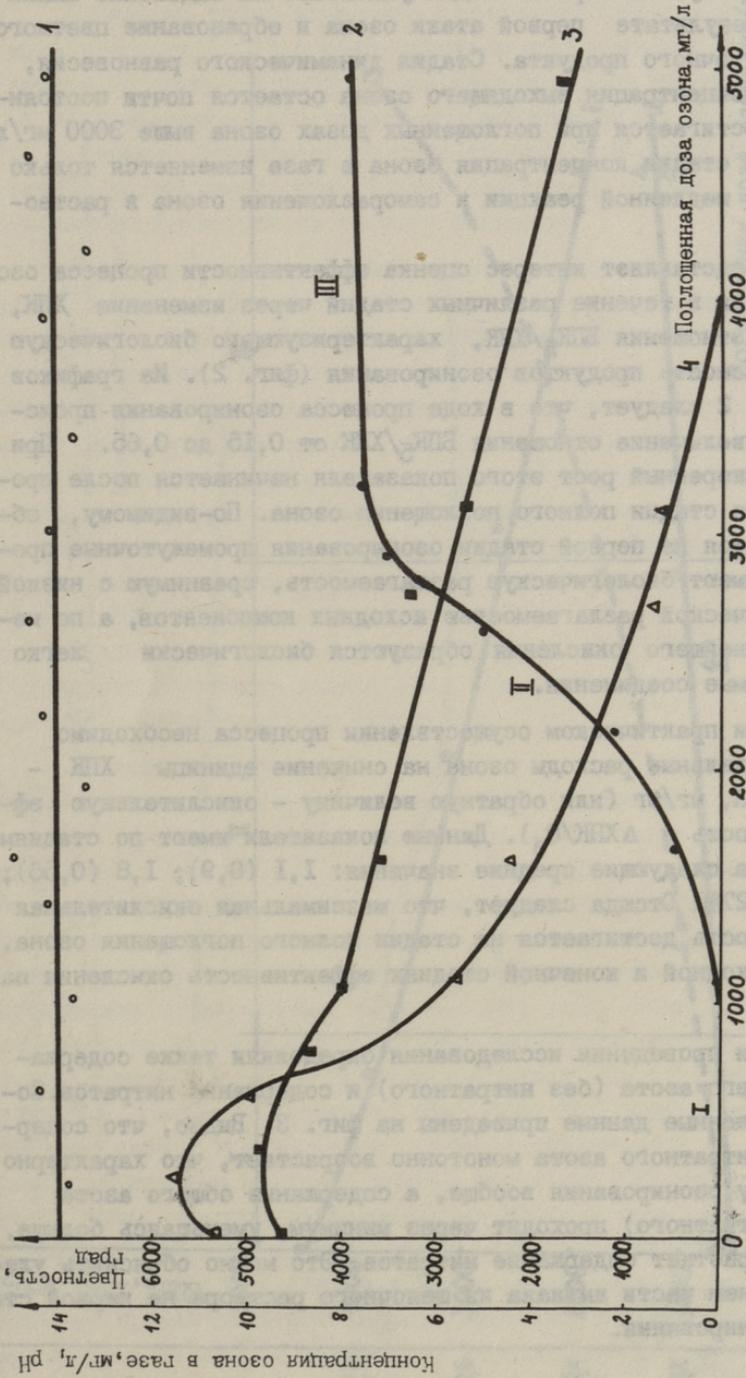
Т а б л и ц а 2

Характерные показатели рабочего режима лабораторной установки

Параметр	Размерность	Пределы изменения
Напряжение в озонаторе	В	до 10000
Концентрация озона в воздухе	мг/л	3–18
Объемная скорость воздуха	л/мин	1–18
Диаметр реактора	см	8
Высота слоя	см	22–35
Время озонирования	час	до 10
Введенная доза озона	мг/л	до 8000
Поглощенная доза озона	мг/л	до 5000

Результаты и обсуждение

Изменение характерных параметров общего стока анилино-красочного производства в ходе озонирования показано в табл. 3. На фиг. 1 дана общая картина процесса: изменение концентрации выходящего из реактора озона, рН и цветности стока в зависимости от поглощенной дозы озона. Видно, что по изменению концентрации выходящего озона можно весь процесс озонирования разбить на три стадии: стадию полного поглощения озона (I), переходную стадию (II) и стадию т.н. динамического равновесия (III). Полное поглощение озона происходило до 1000 мг/л. Прохождение кривых рН и цветности че-



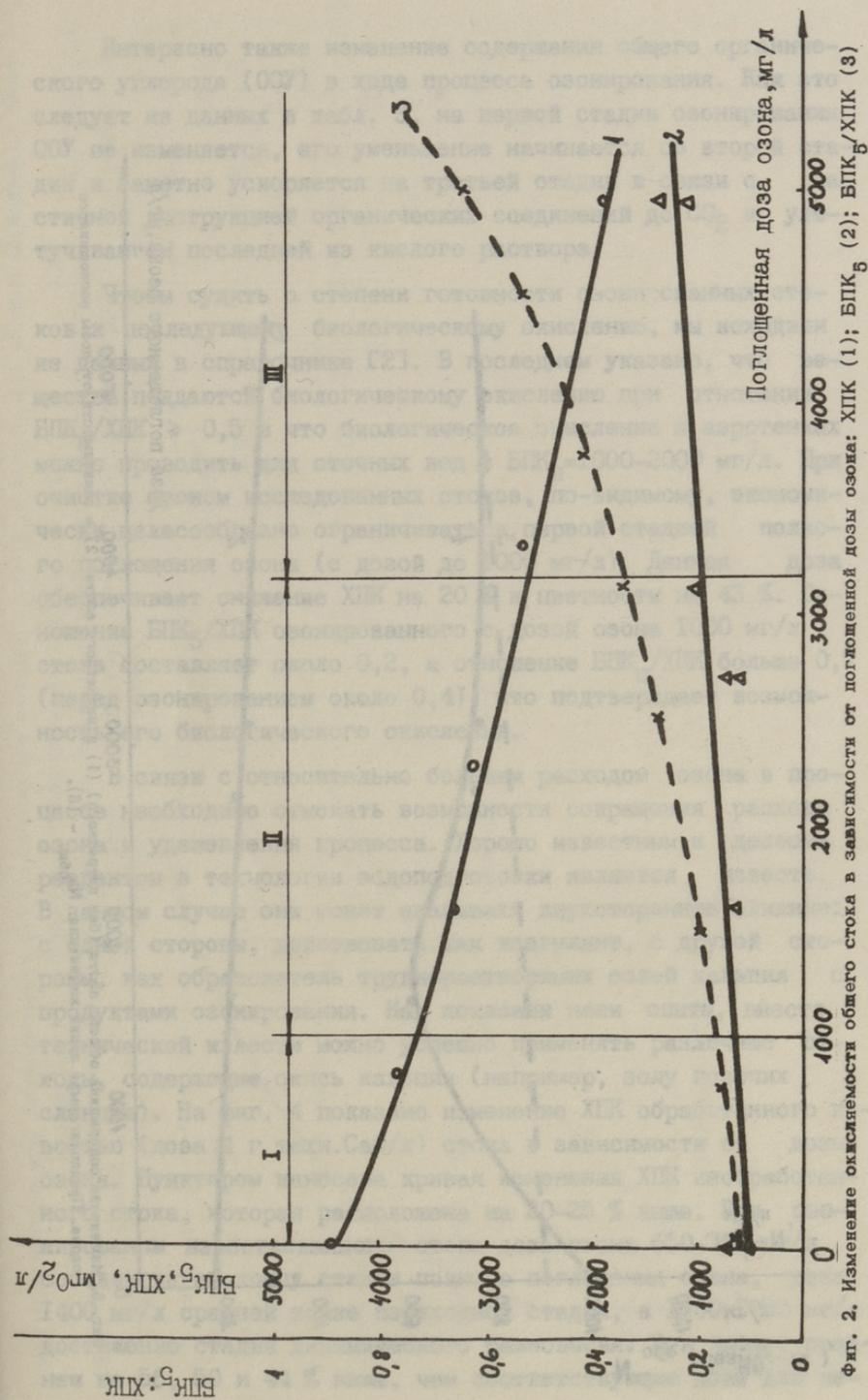
Фиг. 1. Общая картина озонирования стока анлино-красочного производства: изменение концентрации входящего (1) и выходящего (2) озона, pH (3) и швёлости (4).

рез максимум на первой стадии указывает на выделение аммиака в результате первой атаки озона и образование цветного промежуточного продукта. Стадия динамического равновесия, когда концентрация выходящего озона остается почти постоянной, достигается при поглощенных дозах озона выше 3000 мг/л. На этой стадии концентрация озона в газе изменяется только за счет медленной реакции и саморазложения озона в растворе.

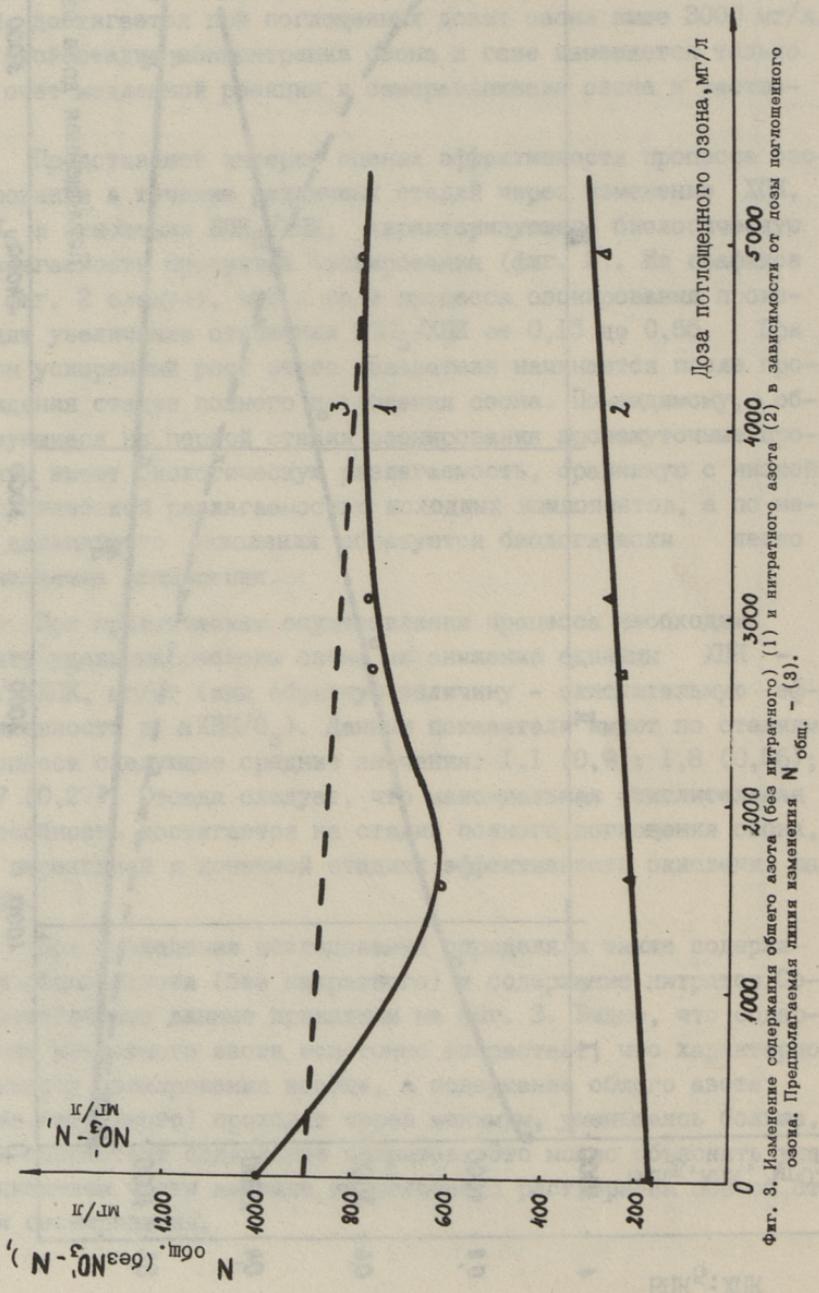
Представляет интерес оценка эффективности процесса озонирования в течение различных стадий через изменение ХПК, БПК₅ и отношения БПК₅/ХПК, характеризующего биологическую разлагаемость продуктов озонирования (фиг. 2). Из графиков на фиг. 2 следует, что в ходе процесса озонирования происходит увеличение отношения БПК₅/ХПК от 0,15 до 0,65. При этом ускоренный рост этого показателя начинается после прохождения стадии полного поглощения озона. По-видимому, образующиеся на первой стадии озонирования промежуточные продукты имеют биологическую разлагаемость, сравнимую с низкой биологической разлагаемостью исходных компонентов, а по мере дальнейшего окисления образуются биологически легко окисляемые соединения.

При практическом осуществлении процесса необходимо знать удельные расходы озона на снижение единицы ХПК - $O_3 / \Delta \text{ХПК}$, мг/мг (или обратную величину - окислительную эффективность в $\Delta \text{ХПК} / O_3$). Данные показатели имеют по стадиям процесса следующие средние значения: 1,1 (0,9); 1,8 (0,56); 3,7 (0,27). Отсюда следует, что максимальная окислительная способность достигается на стадии полного поглощения озона, на переходной и конечной стадиях эффективность окисления падает.

При проведении исследования определяли также содержание общего азота (без нитратного) и содержание нитратов. Соответствующие данные приведены на фиг. 3. Видно, что содержание нитратного азота монотонно возрастает, что характерно процессу озонирования вообще, а содержание общего азота (без нитратного) проходит через минимум, уменьшаясь больше, чем возрастает содержание нитратов. Это можно объяснить улетучиванием части аммиака из щелочного раствора на первой стадии озонирования.



Фиг. 2. Изменение окисляемости общего стока в зависимости от поглощенной дозы озона: BPK₅ (1); BPK₆ (2); BPK₇/ХПК (3)

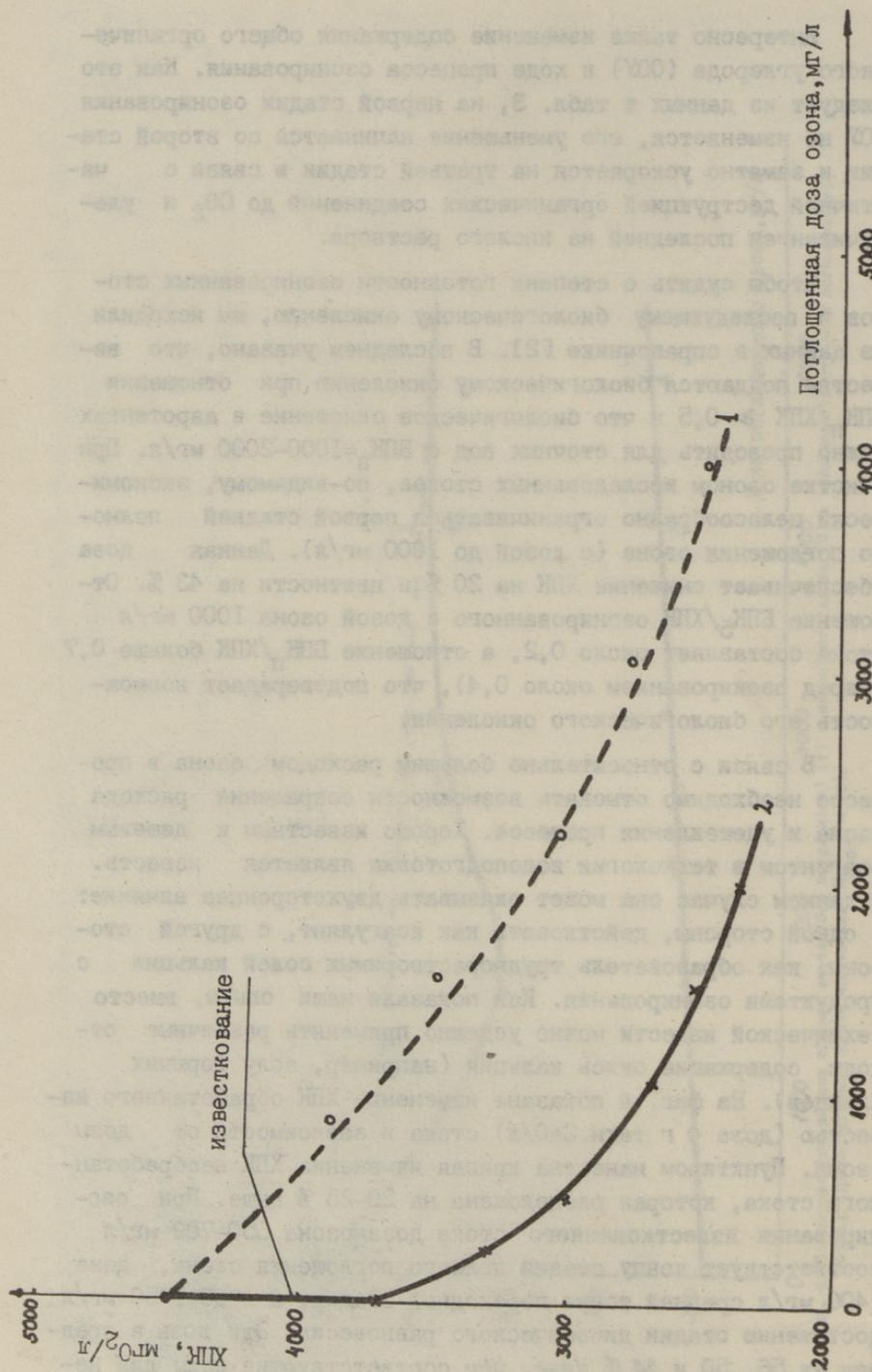


Фиг. 3. Изменение содержания общего азота (без нитратного) (1) и нитратного азота (2) в зависимости от дозы поглощенного озона. Предполагаемая линия изменения N общ. - (3).

Интересно также изменение содержания общего органического углерода (ООУ) в ходе процесса озонирования. Как это следует из данных в табл. 3, на первой стадии озонирования ООУ не изменяется, его уменьшение начинается со второй стадии и заметно ускоряется на третьей стадии в связи с частичной деструкцией органических соединений до CO_2 и улетучиванием последней из кислого раствора.

Чтобы судить о степени готовности озонированных стоков к последующему биологическому окислению, мы исходили из данных в справочнике [2]. В последнем указано, что вещества поддаются биологическому окислению при отношении $\text{БПК}_\Pi/\text{ХПК} \geq 0,5$ и что биологическое окисление в аэротенках можно проводить для сточных вод с $\text{БПК}_\Pi=1000-2000$ мг/л. При очистке озоном исследованных стоков, по-видимому, экономически целесообразно ограничиваться первой стадией полного поглощения озона (с дозой до 1000 мг/л). Данная доза обеспечивает снижение ХПК на 20 % и цветности на 43 %. Отношение $\text{БПК}_5/\text{ХПК}$ озонированного с дозой озона 1000 мг/л стока составляет около 0,2, а отношение $\text{БПК}_\Pi/\text{ХПК}$ больше 0,7 (перед озонированием около 0,4), что подтверждает возможность его биологического окисления.

В связи с относительно большим расходом озона в процессе необходимо отыскать возможности сокращения расхода озона и удешевления процесса. Хорошо известным и дешевым реагентом в технологии водоподготовки является известь. В данном случае она может оказывать двухстороннее влияние: с одной стороны, действовать как коагулянт, с другой стороны, как образователь труднорастворимых солей кальция с продуктами озонирования. Как показали наши опыты, вместо технической извести можно успешно применять различные отходы, содержащие окись кальция (например, золу горючих сланцев). На фиг. 4 показано изменение ХПК обработанного известью (доза 4 г техн. CaO /л) стока в зависимости от дозы озона. Пунктиром нанесена кривая изменения ХПК необработанного стока, которая расположена на 20-25 % выше. При озонировании известкованного стока доза озона 650-700 мг/л соответствует концу стадии полного поглощения озона, доза 1400 мг/л средней точке переходной стадии, а 1700-1750 мг/л достижению стадии динамического равновесия. Эти дозы в среднем на 56, 50 и 44 % ниже, чем соответствующие дозы для не-



Фиг. 4. Изменение ХПК необработанного (1) и обработанного известью стока (2) в зависимости от дозы поглощенного озона.

Результаты озонирования промгрязного стока

Показатель	Размерность	Значение для исходной воды	Озонированные пробы с дозой поглощенного озона, мг/л			
			1600	2730	3120	4950
ХПК (без фильтр.)	мгО ₂ /л	4500	3256	3100	3050	1942
БПК ₅	мгО ₂ /л	650; 810	620; 1000	560; 880	980; 760	1040
pH	-	9,31	7,07	6,53	5,42	3,31
Общий азот (без нитратов)	мгN/л	1170	795	980	1000	1038
Нитраты	мгN/л	171	208; 205	223; 240	226; 265	254; 294
ОЗУ	мг/л	-	1230	1180	1100	950
Цветность	градус	5280	2400	730	580	0
Взвешенные вещества	мг/л	224	-	-	5,0	0
Запах	интен.	40000	-	-	-	2000

обработанного стока. В результате добавления извести исходное значение ХПК падает примерно на 18 %. Все это показывает, что при очистке сильнозагрязненных стоков следует комбинировать озонирование с другими физико-химическими методами обработки, например, с известкованием.

В ы в о д ы

1. При озонировании сильнозагрязненных стоков процесс проходит через три стадии: стадию полного поглощения озона, переходную стадию и стадию динамического равновесия. Максимальная эффективность окисления ($\Delta\text{ХПК}/\text{O}_3$) достигается на первой стадии.

2. В ходе озонирования происходит снижение ХПК и повышение БПК₅, в результате чего отношение БПК₅/ХПК для исследованного стока возрастает от 0,15 до 0,65 при дозе озона 5000 мг/л

3. На переходной и конечной стадиях озонирования происходит частичная деструкция органических соединений до CO_2 и уменьшение OOU .

4. Для сокращения расхода озона процесс целесообразно комбинировать с физико-химическими методами обработки (известкованием).

Л и т е р а т у р а

1. Л у р ь е Ю.Ю., Р ы б н и к о в а А.Н. Химический анализ производственных сточных вод. М., Химия, 1974. 335 с.

2. Предельно-допустимые концентрации вредных веществ в воздухе и воде. Химия, Л., 1975, с. 259, 321.

R. Munter, S. Kamenev,
S. Preis, E. Siirde, V. Hudak

Ozonation of Wastewater of Aniline-Dyes Production

Summary

The influence of ozone on such parameters of the wastewater as COD, BOD, total nitrogen, TOC and pH has been studied. Results obtained during the ozonation have shown that the process occurs in three steps: period of 100 % absorption of ozone, intermediate period and period of dynamic equilibrium. The maximum oxidation efficiency has been achieved at the first period. As a result of ozonation the relation of BOD₅/COD increased from 0,15 to 0,65 (at the ozone dosage 5000 mg/l). To reduce ozone consumption it is suitable to combine the ozonation process with coagulation by lime.

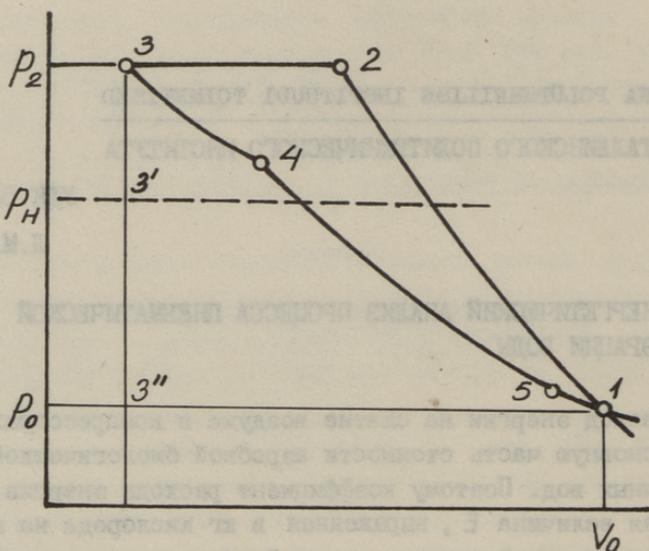
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПРОЦЕССА ПНЕВМАТИЧЕСКОЙ АЭРАЦИИ ВОДЫ

Расход энергии на сжатие воздуха в компрессорах составляет основную часть стоимости аэробной биологической очистки сточных вод. Поэтому коэффициент расхода энергии или его обратная величина E , выраженная в кг кислорода на кВт·ч., является основной характеристикой аэрационных сооружений. Являясь основой для сравнения различных аэраторов, величина E , однако, не может характеризовать степень совершенства, пока не известно его теоретическое максимальное значение. В связи с этим в настоящей работе рассматривается структура энергетических затрат процесса пневматической аэрации с определением возможных теоретических и реальных пределов увеличения коэффициента E .

Работу системы компрессор-аэротенк можно изображать на p - V диаграмме для воздуха (фиг. 1). Атмосферный воздух с состояния 1 подвергается политропическому сжатию в компрессоре до состояния 2 с последующим выталкиванием через систему распределения и аэратор (состояние 3) в расширяющийся пузырек, давление в котором p_n складывается из атмосферного давления p_0 , гидростатического давления p_n и капиллярного давления p_σ

$$p_n = p_0 + p_n + p_\sigma = p_0 + 10000H + \frac{4\sigma}{d}. \quad (I)$$

По мере увеличения диаметра растущего пузырька d давления p_σ и p_n падают и к моменту его отрыва от аэратора достигается состояние 4. Дальнейшее расширение воздуха происходит изотермически при всплывании пузырька до поверхности воды (состояние 5). Исходное состояние 1 наступает после обрыва пузырька. Принимая, что диаметр пузырька в начале его образования равняется диаметру отверстия ддува воздуха



Фиг. 1. Изменение состояния воздуха в процессе пневматической аэрации воды.

d_1 , по известному соотношению между диаметрами отрывающегося пузырька d_0 и d_1 [1]

$$d_0 = \frac{g \Delta \rho d_1^3}{\sigma} \quad (2)$$

получаем выражение для конечного давления компримирования

$$p_2 = p_0 + 10000H + \frac{4\sigma^2}{g \Delta \rho d_0^3} \quad (3)$$

Работа политропического сжатия A_n (площадь 1233")

$$A_n = V p_0 \frac{n}{n-1} \left[\left(\frac{p_2}{p_0} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] \quad (4)$$

частично возвращается при расширении (площадь 34513"). За счет этой полезной работы совершаются два процесса, необходимые для растворения кислорода - образование поверхности контакта воздуха с водой в виде поверхности пузырьков (работа A_1) и всплытие пузырьков с определенной скоростью, определяющей длительность и интенсивность процесса контактного растворения (работа движения A_2). Степень использования работы сжатия в этих целях может быть выражена через термодинамический коэффициент полезного действия

$$\eta_T = \frac{A_1 + A_2}{A_n} \quad (5)$$

Согласно диаграмме на фиг. 1 и формулам (2-3), η_{τ} растет при увеличении диаметра пузырьков и приближается к термодинамическому соотношению работ изотермического и адiabатического процессов, равному 0,7. В то же время увеличение d_0 приводит к перераспределению работ A_1 и A_2

$$A_1 = \frac{6V\sigma}{d_0}; \quad A_2 = V\rho_0 \ln \left[\frac{\rho_0 + 10000H + \frac{4\sigma}{d_0}}{\rho_0 + \frac{4\sigma}{d_0}} \right] \quad (6)$$

и нежелательному уменьшению поверхности контакта и растворения кислорода.

При выводе количественной зависимости между скоростью растворения и работами A_1 и A_2 используется решение уравнений дифференциальных балансов кислорода для единицы объема воздуха, составленных отдельно для стадий образования пузырьков ($i = 1$) и всплывания ($i = 2$), преобразуя их в форму безразмерных коэффициентов извлечения кислорода φ_i

$$\varphi_i = 1 - \frac{\Delta y}{\Delta y_0} = 1 - \exp\left(-\frac{F_i}{V_i} \kappa_i \tau_i\right). \quad (7)$$

Из переменных функций (7) работами A_1 и A_2 могут быть связаны F_i , κ_i и τ_i . Для стадии образования пузырьков ($i = 1$) по [2]

$$\kappa_1 = \left(\frac{2D\varepsilon_F}{\pi}\right)^{0,5}, \quad (8)$$

а скорость деформации поверхности ε_F , величина контактной поверхности F_1 и время контакта τ_1 определяются из балансов для энергии, для поверхности контакта и для воздуха:

$$GA_1 = \varepsilon_F F_1 \sigma; \quad F_1 \varepsilon_F = \frac{G F_1}{V_1}; \quad \tau_1 = \frac{V_1}{G}. \quad (9)$$

С учетом соотношений (8-9)

$$\varphi_1 = 1 - \exp(-B_1 A_1^{0,5}); \quad B_1 = \frac{22,4\rho}{M\Gamma} \left(\frac{2D\varepsilon_F}{\pi G \sigma}\right)^{0,5}. \quad (10)$$

Для стадии всплывания пузырьков, согласно [3]

$$\kappa_2 = 2 \left(\frac{DU}{\pi d_0}\right)^{0,5}. \quad (11)$$

Зависимость времени контакта отделившихся пузырьков τ_2 , прямо пропорциональная по отношению к глубине аэратора H , при умеренных значениях ее будет достаточно близкая к пропорциональной и по отношению к работе A_2 . Ограничивая анализ малыми пузырьками, движущимися в ламинарном режиме, имеем

$$U = \frac{d^2 \Delta \rho g}{36 \mu}; \quad \tau_2 = \frac{36 \mu A_2}{\Delta \rho^2 g^2 d_0^2}. \quad (12)$$

Связь удельной поверхности контакта с A_1 вытекает из соотношения (6)

$$\frac{F}{V} = \frac{6}{d}; \quad d = \frac{6\sigma}{A_1 V}. \quad (13)$$

С учетом (II-13)

$$\varphi_2 = 1 - \exp(-B_2 A_1^{2,5} A_2); \quad B_2 = \frac{0,8 \cdot 22,4 p}{\text{МГ}} \left(\frac{D}{\Delta \rho^3 g^3 \sigma^3} \right)^{0,5}. \quad (14)$$

Коэффициенты извлечения φ_1 и φ_2 определяют общую массу кислорода m , растворенную из единицы объема воздуха

$$m = 3,6 \cdot 10^6 \Phi \Delta y_0; \quad \Phi = \varphi_1 + \varphi_2 - \varphi_1 \varphi_2, \quad (15)$$

где Δy_0 - движущая сила растворения по концентрациям кислорода в воздухе в начале контакта.

Соотношения (10, 14, 15) показывают, что масса растворенного кислорода при заданной сумме A_1 и A_2 в большей мере зависит еще от их соотношения. Согласно результатам численной оптимизации этих уравнений по общему коэффициенту извлечения Φ и по m , начиная с величины полезной работы $A_1 + A_2$, равной 100 Дж/м³, оптимальное соотношение работ диспергирования A_1 и движения A_2 принимает постоянное значение, близкое к 2,5. При этом φ_2 превышает φ_1 на 2 порядка величины. С учетом последнего, можно для общего извлечения Φ , равного 0,05 и больше, это же оптимальное соотношение и минимальную суммарную работу

$$A_0 = \min(A_1 + A_2)$$

определить теоретически из уравнения (14)

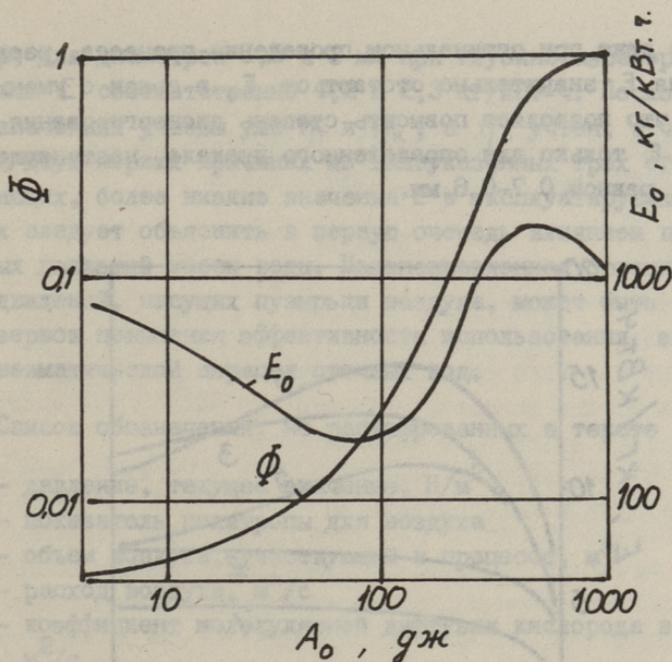
$$A_0 = \left(\frac{2,5}{B_2} \ln \frac{1}{1-\Phi} \right)^{2/7}. \quad (16)$$

Результаты расчета, выполненного для условий растворения кислорода в чистой воде, представлены на фиг. 2. Наблюдаемые там высокие значения E_0 представляют только теоретический интерес, поскольку в них учитывается минимально необходимая часть полезной работы

$$E_0 = \frac{m}{A_0} \quad (17)$$

и нет ограничений по отношению уменьшения диаметра пузырька.

В реальных условиях необходимая полезная работа процесса может быть больше A_0 по следующим причинам:



Фиг. 2. Изменение общего коэффициента извлечения кислорода Φ и теоретической энергетической эффективности E_0 при оптимальном использовании работы расширения воздуха.

1) Распределение работ по стадиям не является оптимальным.

2) Коэффициенты массопередачи понижены по сравнению с (8) и (II) от растворенных в воде примесей и загрязнений.

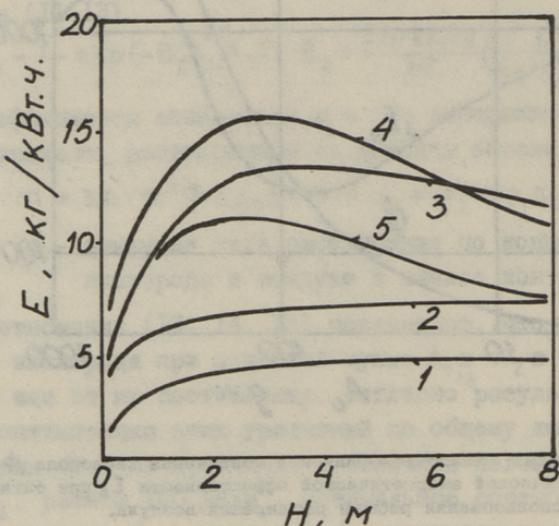
3) Часть полезной работы воздуха идет на перемешивание воды в аэротенке, что приводит, с одной стороны, к уменьшению A_1 и A_2 , а с другой стороны, к уменьшению времени контакта τ_2 по сравнению с (I2).

Влияние этих факторов можно объединить в коэффициент массообменной эффективности полезной работы η_0 .

$$\eta_0 = \frac{A_0}{A_1 + A_2} \quad (18)$$

Наибольшее отклонение процесса пневматической аэрации от оптимального связано с трудностями получения пузырьков меньше 1 мм, что заставляет для увеличения массы растворенного кислорода увеличить τ_2 и глубину аэратора H , т.е. повысить роль второй стадии.

Но даже при оптимальном проведении процесса, реальные значения E значительно отстают от E_0 в связи с уменьшением η_T , что позволяет повысить степень диспергирования воздуха и E только для определенного предела, наступающего при d_0 , равном 0,7–0,8 мм.



Фиг. 3. Изменение энергетической эффективности аэрации E в зависимости от глубины аэратора H и диаметра пузырьков d_0 при неучете потерь энергии в компрессоре и на перемешивание воды. Диаметр пузырька d_0 равняется: 1 – 2 мм, 2 – 1,5 мм, 3 – 1 мм, 4 – 0,7 мм, 5 – 0,5 мм.

На фиг. 3 представлены результаты вычисления функции

$$E = f(d_0 H) \quad (19)$$

для сточной воды, значения U и κ_2 у которой были определены экспериментально. Как видно по фигуре, максимальное значение E при этом может достигать не более 15 кг/кВт.ч.

Если учесть, что эксплуатационные значения коэффициента E включают и потери энергии в компрессоре, характеризуемые соответствующим коэффициентом полезного действия η_k , окончательная структура использования затрат энергии при пневматической аэрации выражается соотношением

$$E = E_0 \eta_T \eta_0 \eta_k \quad (20)$$

Принимая η_k равным 0,6, на основе данных фиг. 3, можно вычислить эффективность для заданных d_0 и H . Так, на-

пример, для диаметров 1,5 и 2 мм при глубине аэратора 4 м получаем E соответственно 4,2 и 2,3 кг/кВт·ч. Поскольку в этих значениях учтены уже η_T и η_K , а η_0 учтен, в частности, в двух первых причинах из вышеуказанных трех его составляющих, более низкие значения E в эксплуатируемых аэротенках следует объяснить в первую очередь влиянием циркуляционных движений массы воды. Целенаправленная организация этих движений, несущих пузырьки воздуха, может быть одним из резервов повышения эффективности использования энергии при пневматической аэрации сточных вод.

Список обозначений, не расшифрованных в тексте

- p - давление, текущее значение, Н/м²
- n - показатель политропы для воздуха
- V - объем воздуха, участвующий в процессе, м³
- G - расход воздуха, м³/с
- D - коэффициент молекулярной диффузии кислорода в воде, м²/с
- U - скорость всплывания пузырька, м/с
- σ - коэффициент поверхностного натяжения, Н/м
- μ - коэффициент вязкости, Н с/м²
- $\Delta\rho$ - разность плотностей воды и воздуха, кг/м³
- M - молярная масса кислорода
- Γ - константа Генри для кислорода.

Л и т е р а т у р а

1. К у т а т е л а д з е С.С., С т ы р и к о в и ч М.А. Гидродинамика газожидкостных систем. М., Энергия, 1976, с. 44.
2. П и к к о в Л.М., С и й р д е Э.К. Деформационная модель массопередачи на свободной поверхности. Редколлегия Ж. прикл. химии, Деп. в ВИНТИ № 2362-81.
3. Л е в и ч В.Г. Физико-химическая гидродинамика. М., Физматгиз, 1956, с. 466.

Analysis of the Energy Consumption in the
Pneumatic Water Aeration Process

Summary

The structure of the energy consumption in the water aeration process was theoretically analysed.

It has been shown that the practical energy demand depends on the theoretically minimum amount of energy and various efficiency coefficients.

The practical energy consumption in various process conditions has been calculated.

ОТДАЧА КИСЛОРОДА И СКОРОСТЬ ВСПЛЫВАНИЯ ПУЗЫРЬКОВ ВОЗДУХА В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ И В СТОЧНЫХ ВОДАХ

Кинетика растворения кислорода в воде определяет размеры аэрационных устройств и влияет на стоимость аэробной биологической очистки сточных вод. В существующей практике проектирования и расчета аэрационных сооружений кинетика растворения учитывается через объемный коэффициент массопередачи K_d , который зависит еще от степени диспергирования воздуха, от скорости движения пузырьков в воде и от скорости циркуляционного движения воды. Значения объемных коэффициентов массопередачи, зависящие от такого большого числа факторов, не могут быть перенесены с одних физических или гидродинамических условий на другие, или на другие конструкции аэраторов. Поэтому для моделирования и расчета аэраторов при измененных условиях, а особенно при расчетном нахождении оптимальных решений, степень диспергирования воздуха, движение пузырьков относительно воды, движение водной среды и поверхностный коэффициент массопередачи от пузырьков к воде необходимо рассматривать в их действительной взаимосвязи, с учетом влияния внешних факторов на каждый из них в отдельности.

По теоретическим соображениям коэффициент массопередачи отдельного газового пузырька в жидкости зависит от скорости его всплывания, а последняя — от размеров. Однако, как кинетика растворения кислорода, так и скорость всплывания в значительной мере зависят еще от наличия в воде различных примесей. Очевидно, такие примеси являются основной причиной большого разброса коэффициентов массопередачи, измеренных отдельными исследователями [1]. Значительное расхождение характеризует и данные по скорости движения пузырь-

ков воздуха в воде [2]. В практике пневматической аэрации воды чаще всего имеют дело с пузырьками воздуха диаметром $d = 1-5$ мм, с наиболее сложной, охватывающей ряд режимов гидродинамикой движения [3, 4]. Воздействие примесей на движение и кинетику абсорбции может проявляться через торможение подвижности свободной поверхности жидкости, приводящее к режиму, свойственному движению твердых сферических частиц [3]. При ламинарном режиме ($Re < 600$) массопередача пузырьков описывается известным уравнением Буссинеска

$$Sh = 1,13 (ReSc)^{0,5}, \quad (1)$$

а для твердых сфер в работе [5] предложено уравнение

$$Sh = 2 + 0,6 Re^{0,5} Sc^{0,33}. \quad (2)$$

Для пузырьков воздуха в воде уравнение (1) применимо только при $d \leq 1,5$ мм. У более крупных пузырьков движение усложняется турбулентным следом, что приводит к колебанию их формы и к некоторой интенсификации массопередачи. Для таких пузырьков в работе [6] предложено уравнение

$$Sh = 2 + 1,5 \cdot 10^{-2} Re^{0,89} Sc^{0,7}, \quad (3)$$

которое удовлетворительно аппроксимируется с экспериментальными данными только при $Re > 8000$.

Таким образом, нет надежных данных о скорости массопередачи для значительной части диапазона размеров пузырьков, встречающихся при пневматической аэрации. Отсутствуют и проверенные теоретические основы определения скорости массопередачи в присутствии поверхностноактивных примесей и в сточных водах.

Для исследования массопередачи от пузырьков заданного диаметра в чистой воде, в растворах поверхностноактивных веществ и в сточных водах были проведены эксперименты по следующей методике.

Вертикальную стеклянную трубу диаметром 28 мм и длиной 1,5 м, окруженную прозрачной термостатирующей рубашкой, заполняли исследуемой водой и пропускали через нее воздух в виде отдельных пузырьков. Равномерная подача воздуха была обеспечена дозирующим устройством. В ходе эксперимента были зарегистрированы температура и объем воды, количество пузырьков и объем пропускаемого воздуха, время всплывания пу-

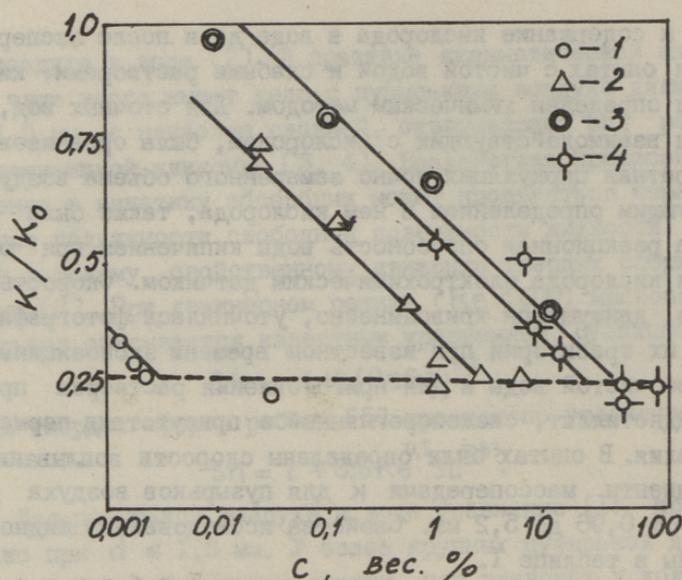
зырька и содержание кислорода в воде до и после эксперимента. При опытах с чистой водой и слабыми растворами, кислород был определен химическим методом. Для сточных вод, химически взаимодействующих с кислородом, была организована многократная циркуляция точно замеренного объема воздуха с последующим определением в нем кислорода, также была подавлена реакционная способность воды кипячением при определении кислорода электрохимическим датчиком. Скорость пузырьков, движущихся криволинейно, уточнялась фотографированием их траектории при известном времени экспозиции. В качестве чистой воды и для приготовления растворов применяли бидистиллят, свежеперегранный в присутствии перманганата калия. В опытах были определены скорости всплывания и коэффициенты массопередачи k для пузырьков воздуха диаметром от 0,96 до 5,2 мм. Свойства исследованных жидкостей показаны в таблице I.

Т а б л и ц а I

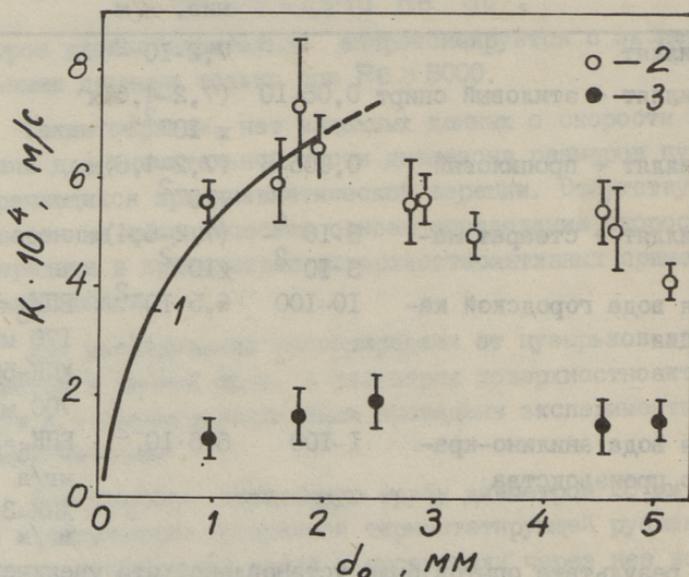
Характеристика вод и растворов

Наименование воды и примеси	Концентрация, %	Поверхностное натяжение, н/м	Характеристика
Бидистиллят		$7,2 \cdot 10^{-2}$	
Бидистиллят + этиловый спирт	0,06-10	$(7,2-4,6) \times 10^{-2}$	
Бидистиллят + пропиловый спирт	0,005-5	$(7,2-4,6) \times 10^{-2}$	
Бидистиллят + стеарат натрия	$3 \cdot 10^{-6}$ - $3 \cdot 10^{-2}$	$(7,2-6,4) \times 10^{-2}$	
Сточная вода городской канализации	10-100	$6,5 \cdot 10^{-2}$	БПК ₅ =130-170 мг/л ХПК=500-700 мг/л
Сточная вода анилино-красочного производства	1-100	$6,6 \cdot 10^{-2}$	БПК ₅ =2250 мг/л ХПК=3600 мг/л

В результате опытов было установлено, что увеличение в воде любой из рассмотренных индивидуальных примесей приводит к постепенному снижению k до предела, который мало зависит от вида примеси и близкий к значению k для сточных вод. Найденные зависимости изображены на фиг. I, а ми-

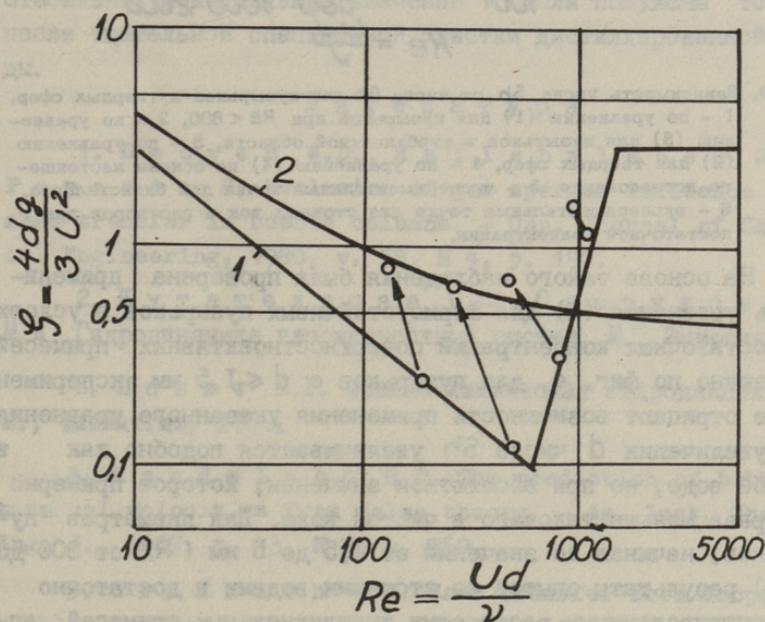


Фиг. 1. Относительное понижение коэффициентов массопередачи пузырьков воздуха в воде в зависимости от содержания примесей. Вид примеси: 1 - стеарат натрия, 2 - пропиловый спирт, 3 - этиловый спирт, 4 - сточная вода.

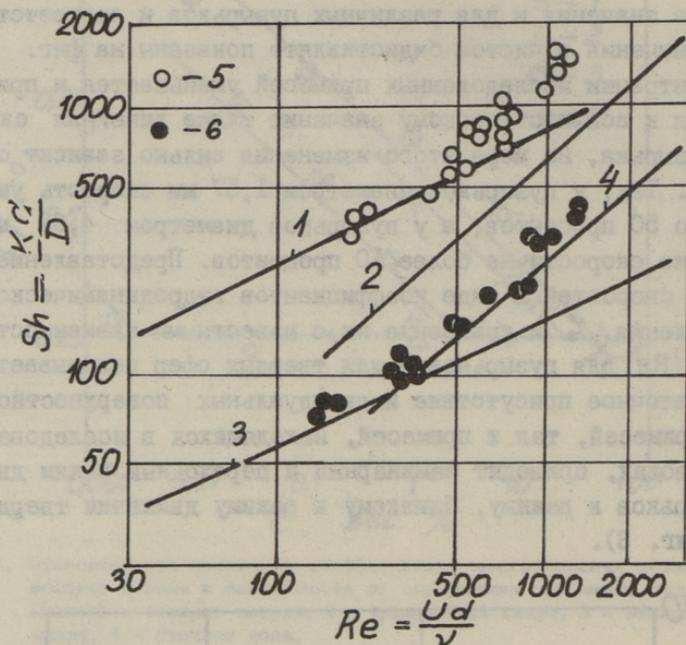


Фиг. 2. Изменение коэффициента массопередачи в зависимости от диаметра пузырьков. 1 - по уравнению (1), 2 - экспериментальные данные для бидистиллята, 3 - экспериментальные данные для сточной воды и растворов отдельных примесей при их достаточной концентрации.

нимальные значения ζ для различных пузырьков и соответствующие значения в чистом бидистилляте показаны на фиг. 2. От концентрации исследованных примесей уменьшается и приближается к асимптотическому значению также линейная скорость пузырька, но мера этого изменения сильно зависит от диаметра. Так, у пузырьков диаметром 1,57 мм скорость уменьшается до 50 процентов, а у пузырьков диаметром 4,65 мм уменьшение скорости не более 10 процентов. Представление измеренных скоростей в виде коэффициентов гидродинамического сопротивления ζ и сравнение их с известными зависимостями $\zeta = f(Re)$ для пузырьков и для твердых сфер показывает, что достаточное присутствие индивидуальных поверхностноактивных примесей, так и примесей, находящихся в исследованных сточных водах, приводят ламинарный и переходный режим движения пузырьков к режиму, близкому к режиму движения твердых шаров (фиг. 3).



Фиг. 3. Изменение коэффициента гидродинамического сопротивления пузырьков различных диаметров при переходе от бидистиллята к растворам и сточной воде. 1 - зависимость для пузырьков в жидкости [8], 2 - зависимость для твердых сфер в жидкости [7].



Фиг. 4. Зависимость числа Sh от числа Re для пузырьков и твердых сфер. 1 - по уравнению (1) для пузырьков при $Re < 600$, 2 - по уравнению (3) для пузырьков в турбулентной области, 3 - по уравнению (2) для твердых сфер, 4 - по уравнению (4) на основе настоящего исследования, 5 - экспериментальные точки для бидистиллята, 6 - экспериментальные точки для сточных вод и растворов при достаточной концентрации.

На основе такого наблюдения была проверена применимость уравнения (2) для формоустойчивых пузырьков в условиях достаточных концентраций поверхностноактивных примесей. Как видно по фиг. 4, для пузырьков с $d \leq 1,5$ мм эксперименты не отрицают возможности применения указанного уравнения. При увеличении d число Sh увеличивается подобно как в чистой воде, но при абсолютном значении, которое примерно в 4 раза меньше такового в чистой воде. Для диаметров пузырьков, начиная со значений от 1,5 до 5 мм (Re от 300 до 1500) результаты опытов со сточными водами и достаточно концентрированными растворами индивидуальных примесей аппроксимируются уравнением

$$Sh = 0,55 Re^{0,9} \quad (4)$$

В общем итоге настоящее исследование показывает, что представленная в [3] гипотеза о "затвердевании" пузырьков

от присутствия поверхностноактивных примесей применима для пузырьков воздуха как по отношению к гидродинамике, так и массоотдаче. В сточных водах различного состава, а также в достаточно концентрированных растворах индивидуальных примесей, абсолютные значения поверхностных коэффициентов массоотдачи составляют в среднем 25 % от значений их в чистой воде. Для пузырьков с d от 1 до 5 мм k имеет значение $(1-2)10^{-4}$ м/с. В пределах статистической точности определения сточные воды сохраняли указанные значения k еще при трехкратном разбавлении с чистой водой. Из этого можно заключить, что естественные колебания свойств очищаемых сточных вод практически не влияют на кинетику растворения кислорода. Зато уже малейшие количества примесей могут привести к значительному снижению скорости растворения в чистой воде. В этом отношении даже дистиллированная вода, а тем более водопроводная, могут быть недостаточно чистыми. Стабильные максимальные значения k были получены только после тщательной специальной очистки дистиллированной воды.

Л и т е р а т у р а

1. Deswer W.D., Hallensleben J., Porovic M. Exclusion of gas sparger influence on mass transfer in bubble columns. - Can. Journal of Chemical Engineering, 1980, v. 58, N 4, p. 190.
2. Кутателадзе С.С., Стырикович М.А. Гидродинамика газожидкостных систем. М., Энергия, 1976.
3. Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика. М., Физматгиз, 1959.
4. Mendelson H.D. The prediction of bubble terminal velocities from walve theory. - Am. Inst. Chem. Eng. J., 1967, v. 13, N 2, p. 250.
5. Griffith R.M. Mass transfer from drops and bubbles. - Chem. Engng. Sci., 1960, v. 12, N 3, p. 198.
6. Brauer H. Turbulenz in mehrphasigen Strömungen. - Chem. Ing. Techn., 1979, B. 51, Nr. 10, S. 937.
7. Перри Дж. Г. Справочник инженера-химика. Л., Химия, т. I, 1969.

L. Pikkov

The Rise Velocity of Air Bubbles and Oxygen
Transfer in Water Solutions and Waste Waters

Summary

Experimental data on the solution of oxygen from air bubbles to the liquid phase in the case of aeration of pure water, water solutions and waste waters are presented.

It has been shown that at the presence of detergents the mechanisms of air bubbles movement and mass transfer become similar to the corresponding parameters of solid spherical particles.

Э.Г. Каск, Т.А. Коппель, Р.Ю. Руубель

РАЗГОННОЕ ДВИЖЕНИЕ ЖИДКОСТИ С ПОПЛАВКОМ В ТРУБЕ

В последнее время в научной литературе можно найти все чаще работы, посвященные проблемам течения жидкости в трубах вместе с различными твердыми телами, в том числе работы, относящиеся к контейнерному транспорту и течению жидкости с поплавками [1].

В лаборатории гидравлики Таллинского политехнического института проводятся исследования движения поплавка вместе с жидкостью в течение уже нескольких лет. Нашими сотрудниками, профессорами Л.Я. Айнола и У.Р. Лийвом, разработана математическая модель для определения скорости течения при разгоне жидкости вместе с поплавком в цилиндрической трубе [2].

Для контроля полученных теоретических результатов проведена нами серия экспериментальных исследований, включающих следующие этапы:

1) Определение одновременно скорости течения жидкости электромагнитным расходомером и скорости поплавка скоростной съемкой.

2) Определение скорости течения жидкости и поплавка визуализацией лазерным пучком света и последующей скоростной съемкой [3].

Рассмотрим ниже приведенные теоретические и экспериментальные исследования:

I. Теоретическая модель

В работе [2] приведена теоретическая модель разгона несжимаемой жидкости в цилиндрической трубе в случае, когда в трубе вместе с жидкостью движется цилиндрический поплавок. При этом среднее сопротивление его пропорционально скорости движения.

Ламинарное нестационарное движение несжимаемой жидкости в цилиндрической трубе описывается уравнением

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} - \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{\partial p}{\partial x} = 0, \quad (1)$$

где u - скорость движения жидкости в направлении оси трубы;

ρ - плотность жидкости;

μ - динамический коэффициент вязкости;

p - давление;

x, r - координаты в направлении оси и радиуса трубы;

t - время.

В трубе находится цилиндрический поплавок, радиус которого меньше радиуса трубы. Скорость перемещения поплавка вместе с жидкостью совпадает со средней скоростью движения жидкости. При этом предполагаем, что сила сопротивления, вызванная трением между стенкой трубы и поплавком линейно пропорциональна скорости движения поплавка.

Поэтому уравнение движения поплавка можно представить в виде

$$m \frac{dv}{dt} + kv = q\pi R^2, \quad (2)$$

где v - средняя скорость движения жидкости

$$v = \frac{2}{R^2} \int_0^R ur dr, \quad (3)$$

q - разность давления на торцовых плоскостях поплавка;

m - масса поплавка;

k - коэффициент сопротивления;

R - радиус трубы.

В начале разгона жидкости (момент времени $t = 0$) к трубе приложен постоянный градиент давления i , имеем

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = i - \frac{q}{L}, \quad (4)$$

где L - длина поплавка.

Учитывая (2) и (4), можно уравнение (1) представить в виде

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} - \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{m}{\pi R^2 L} \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{k}{\pi R^2 L} v - i. \quad (5)$$

В дальнейшем переходим к безразмерным координатам η , τ , коэффициентам m_1, k_1 и переменным v_1, U, I по формулам

$$\eta = \frac{r}{R}; \quad \tau = \frac{\mu \cdot t}{\rho R^2}; \quad m_1 = \frac{m}{\pi \rho R^2 L};$$

$$\kappa_1 = \frac{\kappa}{\pi L \mu}; \quad I = \frac{i R^2}{\mu v_0}; \quad v_1 = \frac{U}{v_0};$$

где v_0 - конечная скорость течения

$$U = 2 \int_0^1 v_1 \eta d\eta. \quad (7)$$

Получим

$$\frac{\partial v_1}{\partial t} - \left(\frac{\partial^2 v_1}{\partial \eta^2} + \frac{1}{\eta} \frac{\partial v_1}{\partial \eta} \right) + m_1 \frac{\partial U}{\partial \tau} + \kappa_1 U - I = 0. \quad (8)$$

Уравнение (8) рассматривается при начальном и граничном условиях

$$v_1 = 0 \quad \text{при} \quad \tau = 0; \quad (9)$$

$$v_1 = 0 \quad \text{при} \quad \eta = 1. \quad (10)$$

Используя преобразование Лапласа и асимптотические разложения функций Бесселя, получается для средней скорости течения при малых временах следующее разложение

$$U(\tau) = \frac{I}{1+m_1} \left(\tau + \frac{4}{3} \frac{\alpha_1}{\sqrt{\pi}} \tau^{\frac{3}{2}} + \frac{\alpha_2}{2} \tau^2 + \frac{8}{15} \frac{\alpha_3}{\sqrt{\pi}} \tau^{\frac{5}{2}} + \frac{\alpha_4}{6} \tau^3 + \dots \right), \quad (11)$$

где

$$\alpha_1 = - \frac{2}{1+m_1};$$

$$\alpha_2 = \frac{4}{(1+m_1)^2} - \frac{3+\kappa_1}{1+m_1};$$

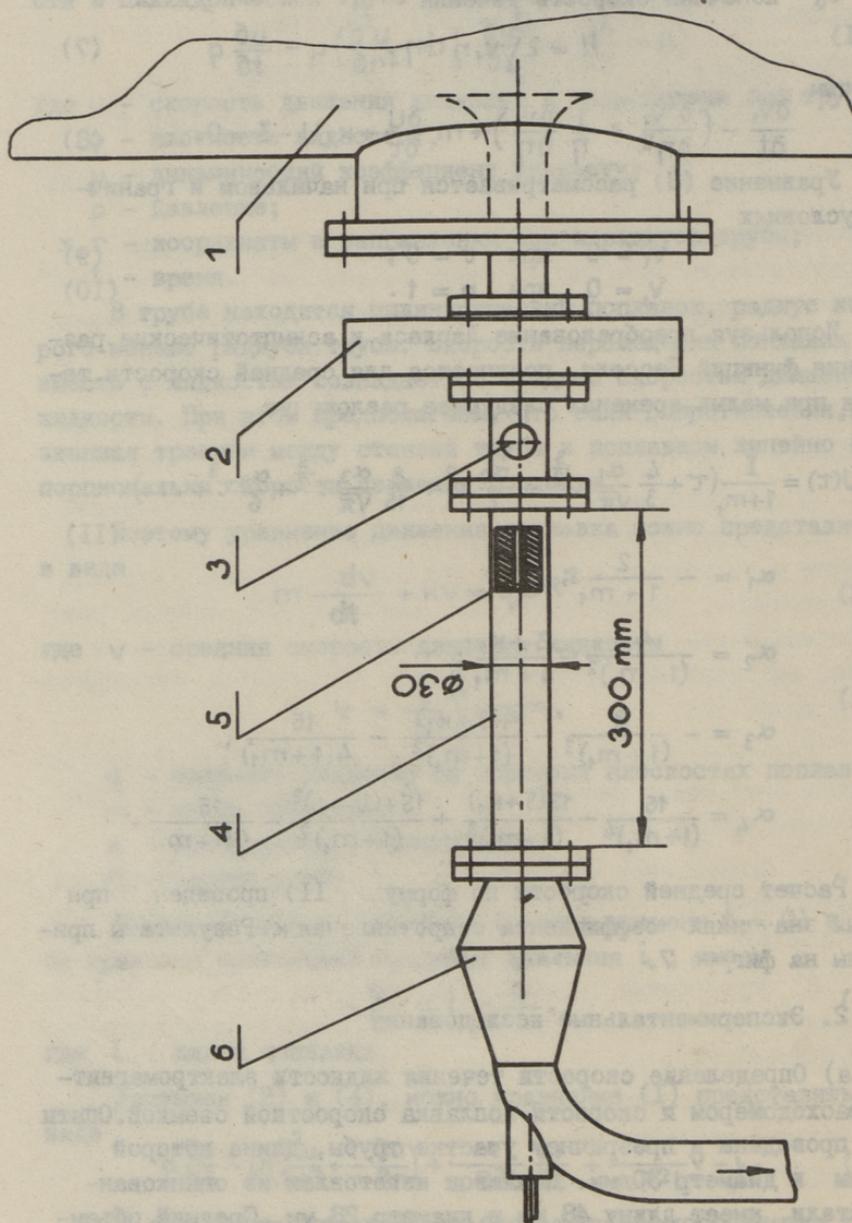
$$\alpha_3 = - \frac{8}{(1+m_1)^3} - \frac{4(3+\kappa_1)}{(1+m_1)^2} - \frac{15}{4(1+m_1)};$$

$$\alpha_4 = \frac{16}{(1+m_1)^4} - \frac{12(3+\kappa_1)}{(1+m_1)^3} + \frac{15+(3+\kappa_1)^2}{(1+m_1)^2} - \frac{15}{1+m_1}.$$

Расчет средней скорости по формуле (11) проведен при разных значениях коэффициента сопротивления κ . Результаты приведены на фигуре 7.

2. Экспериментальные исследования

а) Определение скорости течения жидкости электромагнитным расходомером и скорости поплавок скоростной съемкой. Опыты были проведены в прозрачном участке трубы, длина которой 300 мм и диаметр 30 мм. Поплавок изготовлен из оцинкованной стали, имеет длину 48 мм и диаметр 28 мм. Средний объемный вес поплавок, благодаря внутренней пустоте, равняется объемному весу воды. Скоростная съемка производится кинокамерой "Пентацет 35" со скоростью 1000 кадров/с (фиг. I).

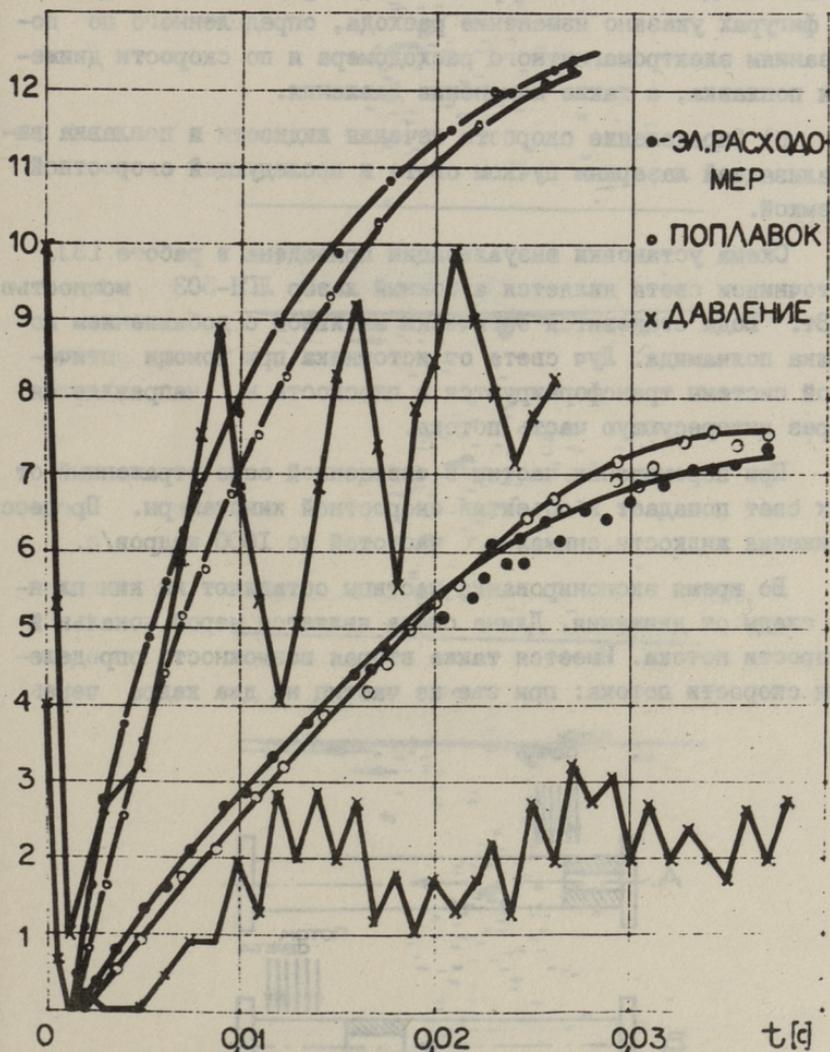


Фиг. 1. Схема экспериментальной установки для исследования разгона полавка вместе с жидкостью. 1 - напорный бак, 2 - электромагнитный расходомер, 3 - датчик давления, 4 - прозрачный трубопровод, 5 - поплавок, 6 - быстродействующий затвор.

При открытии быстродействующего затвора жидкость вместе с поплавком стремится вперед. Зная частоту кадров и определяя положение за каждую 0,001 с, можно определить скорость движения поплавка, соответствующую определенному моменту времени.

$$V \left[\frac{\text{м}}{\text{с}} \right]$$

$$P \cdot 10^4 \text{ кПа}$$



Фиг. 2. Опытные данные о разгоне поплавка вместе с жидкостью из состояния покоя.

Кроме скорости поплавок, для установления связи между различными физическими характеристиками нестационарного процесса, измерению подлежало и давление, определяемое тензометрическим датчиком ЛХ-415 на 130 мм ниже по течению от датчика электромагнитного расходомера.

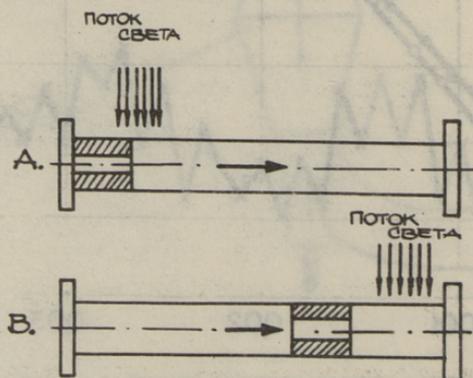
Экспериментальные данные, полученные для двух разных начальных давлений в напорном баке, приведены на фиг. 2. На фигурах указано изменение расхода, определенного по показаниям электромагнитного расходомера и по скорости движения поплавок, а также изменение давления.

б) Определение скорости течения жидкости и поплавок визуализацией лазерным пучком света и последующей скоростной съемкой.

Схема установки визуализации приведена в работе [3]. Источником света является аргоновый лазер ЛН-503 мощностью 3 Вт. Вода становится оптически активной с добавлением порошка полиамида. Луч света от источника при помощи оптической системы трансформируется в плоскость и направляется через интересующую часть потока.

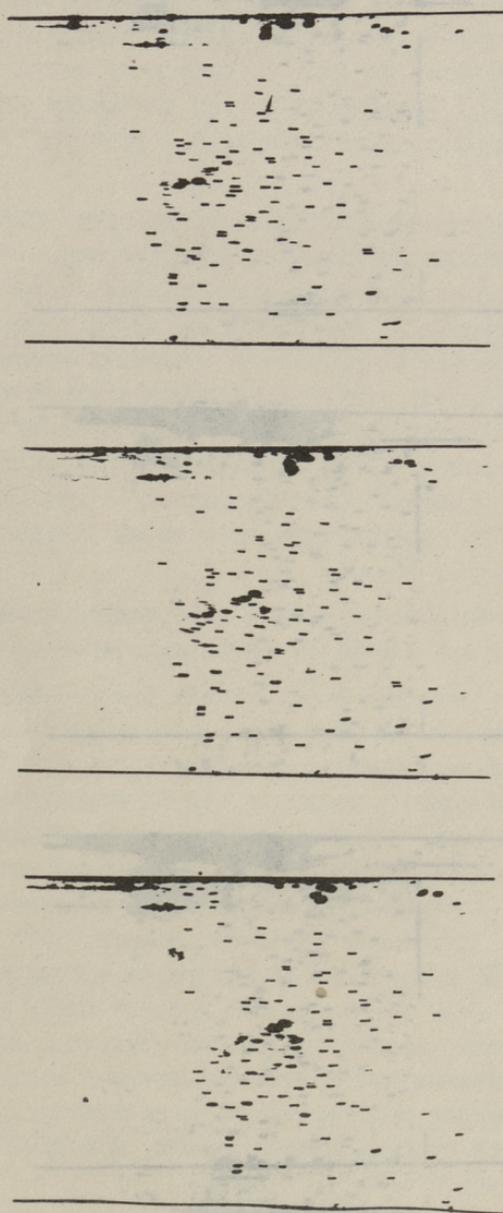
При перемещении частиц в освещенной зоне отраженный от них свет попадает в объектив скоростной кинокамеры. Процесс движения жидкости снимался с частотой до 1000 кадров/с.

Во время экспонирования частицы оставляют на киноплёнке следы от движения. Длина следа является мерой локальной скорости потока. Имеется также вторая возможность определения скорости потока: при съемке частиц на два кадра через



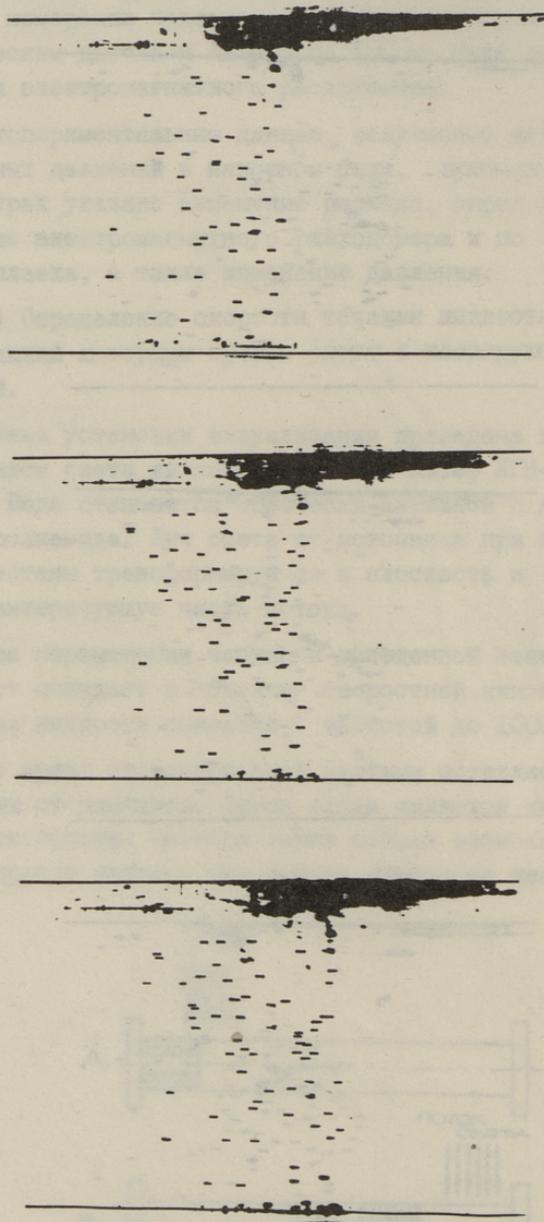
Фиг. 3. Схема освещения течения пучком лазерного света.

определенные временные интервалы частицы образуют на кино-
плёнке следы, расстояние между которыми пропорционально ско-
рости течения.



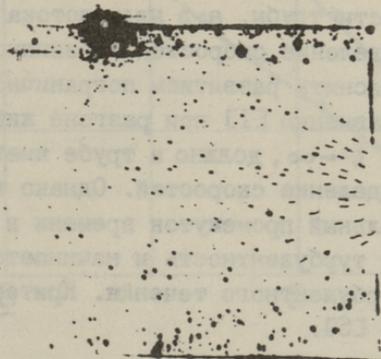
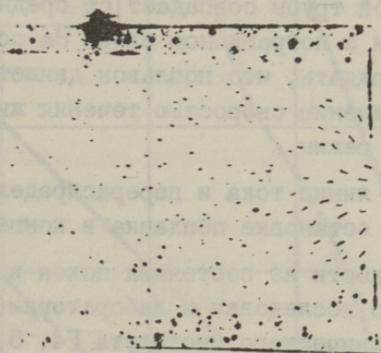
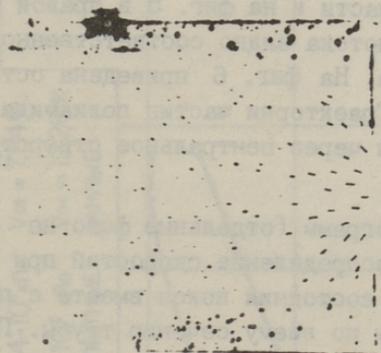
Фиг. 4. Жидкость находится перед поплавком.

Опыты были проведены с водой в прозрачной трубе (фиг. I). Схема освещения потока представляется на фиг. 3.



Фиг. 5. Жидкость находится за поплавком.

Начальное давление в напорном баке было в пределах 0,05-1 мПа. Поплавок находится перед опытом в начале трубы и ускоряется вместе с жидкостью из состояния покоя.



Фиг. 6. Торможение поплавка в конце трубы.

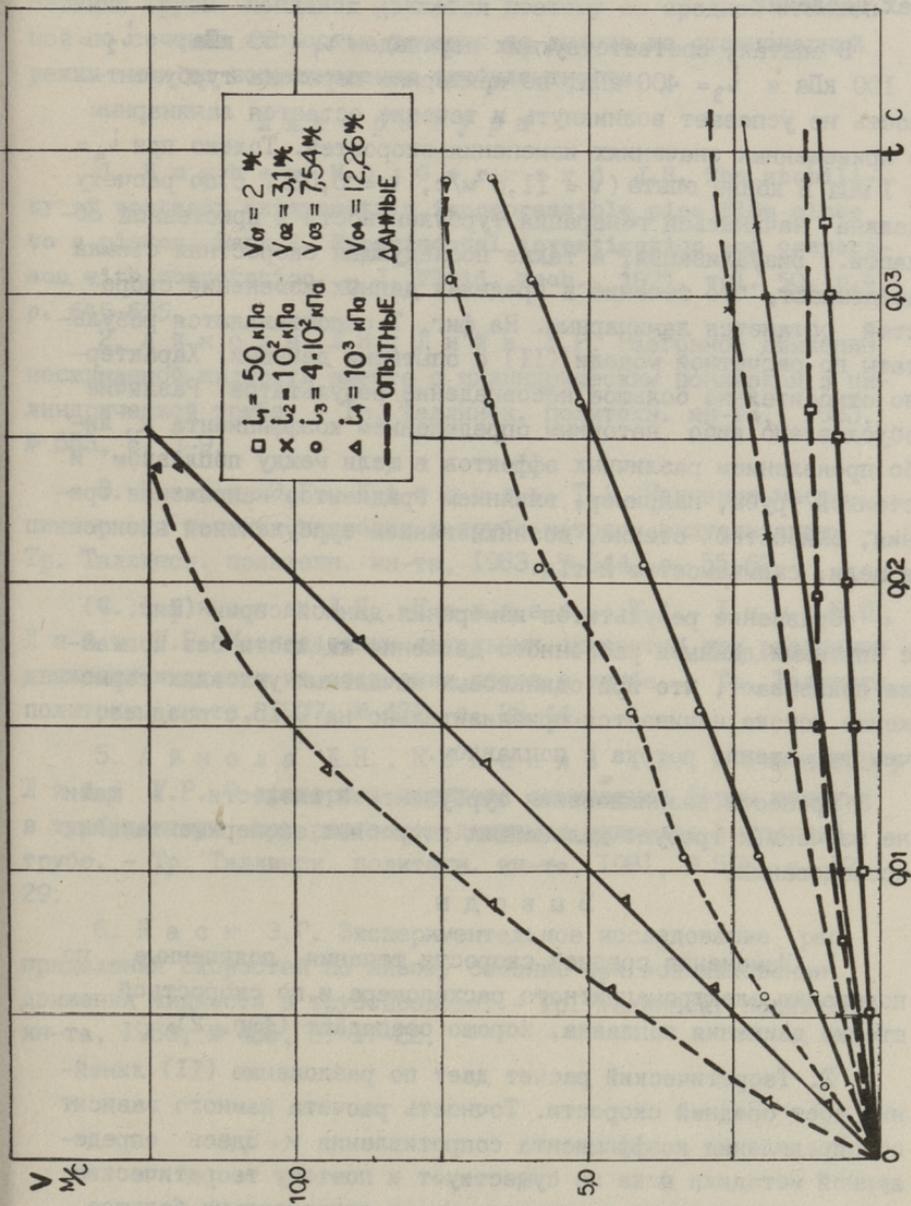
Отдельные результаты скоростной съемки представляются на фиг. 4, 5, 6. Освещенные следы частиц порошка полиамида характеризуют поле скоростей. Местоположение поплавка на фиг. 4 в левой части и на фиг. 5 в правой части снимка, т.е. поле скорости потока видно соответственно перед поплавком и после поплавка. На фиг. 6 приведена остановка поплавка в конце трубы. Траектории частиц полиамида указывают на течение жидкости через центральное отверстие внутри поплавка.

Анализ кинограмм (отдельные фото на фиг. 4 и 5) показывает, что распределение скоростей при разгонном движении жидкости из состояния покоя вместе с поплавком остается равномерным по всему сечению трубы. Градиент скорости возникает только в пристенной области в пограничном слое течения. Скорость движения жидкости в узкой щели между поплавком и стенкой трубы совпадает со средней мгновенной по сечению скорости в пограничном слое. На основе вышесказанного можно утверждать, что поплавок движется со средней мгновенной по сечению скоростью течения жидкости до выхода на стационарный режим.

Деформация линии тока и перераспределение скоростей четко видно при остановке поплавка в конце трубы (фиг. 6).

Разгон жидкости из состояния покоя в цилиндрических трубах тщательно исследован в лаборатории гидравлики Таллинского политехнического института [4, 5, 6]. По этим исследованиям можно утверждать, что в начальные моменты течения начинается развитие эпюры скоростей только в тонкой пристенной области трубы, а в ядре потока имеет место равномерное распределение скоростей. Возникновение турбулентности можно объяснить развитием пограничного слоя во времени [5]. По уравнению [1] при разгоне жидкости из состояния покоя, если $t \rightarrow \infty$, должно в трубе иметь место параболическое распределение скоростей. Однако в действительности за окончательный промежуток времени в пристенной области возникает турбулентность и начинается развитие эпюры скоростей турбулентного течения. Критерии перехода выведены в работе [5].

Хотя в данном исследовании речь идет о короткой трубе, постараемся оценить по этим критериям временное начало



Фиг. 7. Сопоставление расчетных и опытных величин средней скорости при разных начальных давлениях.

турбулизации потока. На фиг. 7 приведены четыре вида изменения средней скорости течения при разных начальных перепадах давления.

В опытах, соответствующих перепадам $i_1 = 50$ кПа, $i_2 = 100$ кПа и $i_3 = 400$ кПа, по критериям перехода турбулентность не успевает возникнуть и течение остается ламинарным в приведенных значениях изменения скоростей. Только при $i_4 = 1$ МПа в конце опыта ($v = 11,6$ м/с, $t = 0,0212$ с) по расчету должна начинаться генерация турбулентности в пристенной области. Визуализация, а также последующая скоростная съемка показывают, что течение в пределах данных изменений скоростей останется ламинарным. На фиг. 7 сопоставляются результаты по расчетной модели (II) с опытными данными. Характерно относительно большое несовпадение результатов. Различие обусловлено либо неточным определением коэффициента K , либо проявлением различных эффектов в щели между поплавком и стенкой трубы, например, влиянием градиентов напряжения трения, близостью стенки, возникновением турбулентной вязкости в щели, сжимаемостью и т.д.

Сравнение результатов измерения данной серии (фиг. 7) с опытными данными разгонного движения жидкости без поплавка показывают, что при одинаковых начальных условиях торможение потока начинается приблизительно на $0,15$ с позднее, чем торможение потока с поплавком.

Процессы возникновения турбулентной вязкости в щели не изучены и требуют дальнейших подробных экспериментальных исследований.

В ы в о д ы

1. Изменения средней скорости течения, полученные по показанию электромагнитного расходомера и по скоростной съемке движения поплавка, хорошо совпадают (фиг. 2).

2. Теоретический расчет дает по разложению (II) линейный рост средней скорости. Точность расчета намного зависит от определения коэффициента сопротивления k . Здесь определенной методики пока не существует и поэтому теоретические и экспериментальные результаты имеют относительно большое расхождение. По изменению давления на фиг. 2 можно предполагать, что учет сжимаемости жидкости в теоретической постановке должен дать лучшие результаты.

3. Экспериментальные результаты показывают, что распределение скоростей при разгонном движении жидкости из состояния покоя вместе с поплавком остается равномерным по всему сечению трубы. Поплавок движется поэтому со средней мгновенной по сечению скоростью течения до выхода на стационарный режим или до возникновения турбулентности.

Л и т е р а т у р а

1. Hughes M.D., G e r g a r d J.H. The stability of unsteady axisymmetric incompressible pipe flow close to a piston. Part 2. Experimental investigation and comparison with computation. - J. Fluid. Mech., 1971, vol. 50. p.4, p. 645-655.

2. А й н о л а Л.Я., Л и й в У.Р. Разгонное движение несжимаемой жидкости вместе с цилиндрическим поплавком в цилиндрической трубе. - Тр. Таллинск. политехн. ин-та, 1983, № 553, с. 3-9.

3. К а с к Э.Г., К о п п е л ь Т.А. Изучение нестационарного течения жидкости в трубе методом визуализации. - Тр. Таллинск. политехн. ин-та, 1983, № 544, с. 55-62.

4. А й н о л а Л.Я., К о п п е л ь Т.А., Л а м п Ю.Ю., Л и й в У.Р. Исследование локальных скоростей при разгонном движении жидкости из состояния покоя в трубе. - Тр. Таллинск. политехн. ин-та, 1977, № 472, с. 35-44.

5. А й н о л а Л.Я., К о п п е л ь Т.А., Л а м п Ю.Ю., Л и й в У.Р. О критериях перехода ламинарной формы течения в турбулентную при разгонном движении жидкости в круглой трубе. - Тр. Таллинск. политехн. ин-та, 1981, № 505, с. 17-29.

6. К а с к Э.Г. Экспериментальное исследование распределения скоростей по живому сечению при возникновении движения жидкости в трубопроводе. - Тр. Таллинск. политехн. ин-та, 1980, № 485, с. 17-22.

E. Kask,
T. Koppel, R. Ruubel

Anlaufrohrströmung der Flüssigkeit mit einem
Schwimmer

Zusammenfassung

Im vorliegenden Artikel wird die Strömung einer Flüssigkeit mit einem Schwimmer betrachtet.

Es wird eine Formel für die Berechnung der Geschwindigkeit dargelegt. Die Berechnungsergebnisse werden mit experimentellen Ergebnissen verglichen.

Э.Н. Даниель, У.Р. Лийв, Р.Ю. Руубель,
Л.Э. Сарв

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ РЕЙНОЛЬДСОВЫХ НАПРЯЖЕНИЙ, ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ УСКОРЕННЫХ ТЕЧЕНИЯХ ЖИДКОСТИ В ТРУБАХ

Вопросы изменения во времени турбулентных напряжений при неустановившемся движении жидкости в трубах являются пока малоизученными. Такое положение объясняется сложностью проведения двумерных экспериментальных исследований в нестационарных потоках и вопросами обработки, а также интерпретации полученных результатов.

Наибольшее количество экспериментальных данных по этому вопросу относится к пульсирующим течениям [1, 2, 3] и лишь в [4, 5] рассматриваются аperiodические нестационарные течения.

В статье затрагиваются вопросы исследования изменения во времени рейнольдсовых напряжений при движении жидкости из состояния покоя. Указанная гидродинамическая характеристика имеет первоочередное значение при рассмотрении вопросов замыкания уравнений, описывающих как стационарные, так и нестационарные турбулентные течения.

1. Опытная установка и обработка экспериментальных данных

Экспериментальная часть настоящей работы выполнена на опытной установке, описанной в [6]. Рабочий участок состоит из нержавеющей трубы диаметром $d = 0,061$ м с длиной $L = 16,85$ м. Сечение, в котором проводились измерения, находится на расстоянии $\sim 155d$ от входа в трубу. Для измерения использовался двухплечный термоанемометрический датчик типа 55R72 вместе с двуканальной усилительной аппаратурой фирмы "ДИСА". Экспериментальные данные, вначале за-

писанные с помощью системы X-I, были позже обработаны на ЭВМ типа СМ-4. Для экспериментального определения касательного напряжения на стенке применялся термоанемометрический датчик типа 55R46.

В работе [7] предложена методика расчета и обработки экспериментальных данных двухплечных датчиков в условиях установившегося движения жидкости. Исходя из этой методики были ранее обработаны измеренные ансамбли рейнولدсовых напряжений, приведенные в работе [5]. Однако более поздний анализ показывает, что методика, приведенная в [7], не подходит для расчета нестационарных течений. Поэтому в настоящей работе для обработки экспериментальных данных принят следующий способ: в разных точках по радиусу трубы на двух разных чувствительных элементах термоанемометра измеряются изменяющиеся во времени величины $U_1(t)$ и $U_2(t)$. По схеме, приведенной на фиг. 1, из этих величин вычислялись соответственно продольные $u(t)$ и радиальные $v(t)$ составляющие скорости с помощью формул

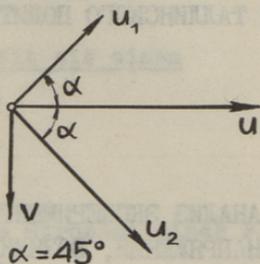
$$u = \frac{U_1 + U_2}{\sqrt{2}} \quad \text{и} \quad v = \frac{U_1 - U_2}{\sqrt{2}} \quad (I)$$

на каждом фиксированном радиусе трубы проводилось N реализаций, которые составляют ансамбль в данной точке. Из этих данных сперва были определены осредненные значения составляющих скоростей $\langle u \rangle$ и $\langle v \rangle$, а затем рейнولدсовые напряжения по формуле

$$\langle u'v' \rangle = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \{ [u_k(t) - \langle u \rangle] [v_k(t) - \langle v \rangle] \}, \quad (2)$$

где $u_k(t)$ и $v_k(t)$ - мгновенные значения продольных и радиальных составляющих скоростей.

На основе экспериментальных данных для расчета рейнولدсовых напряжений в нестационарном потоке составлена программа "HYDRA".



Фиг. 1.

К расчету пульсации составляющих скоростей по показаниям термоанемометрического датчика.

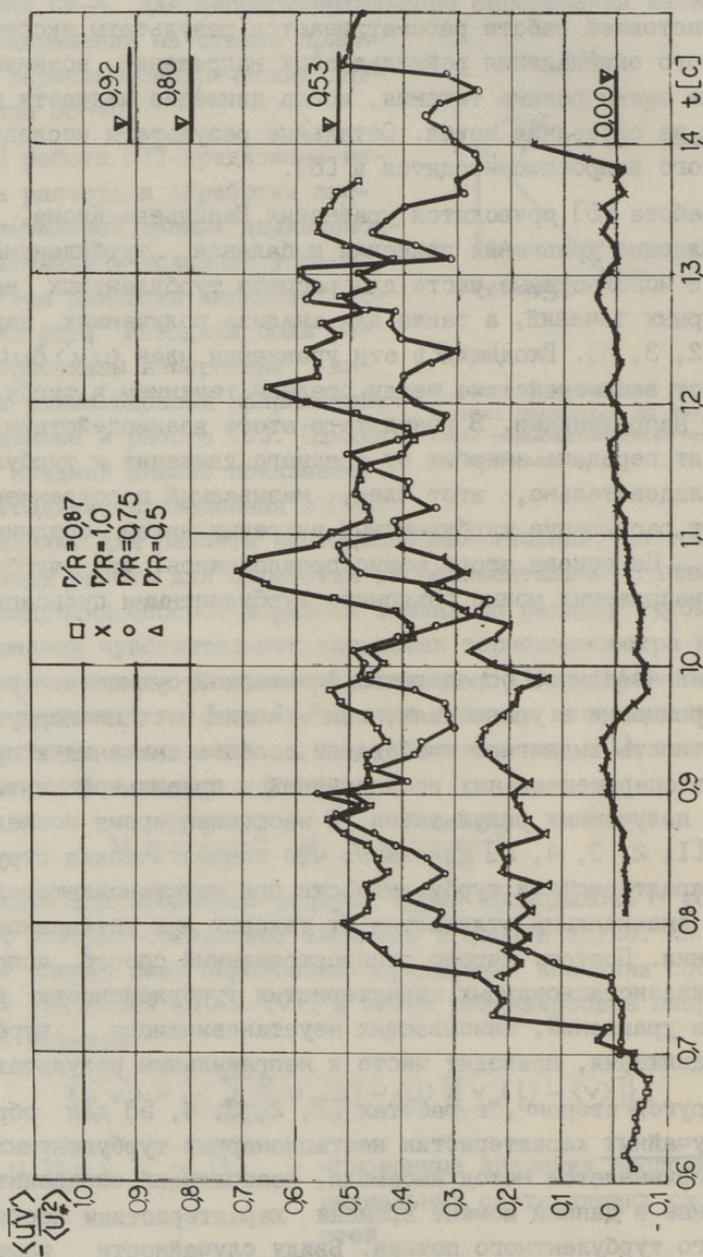
2. Результаты обработки экспериментальных данных

В настоящей работе рассматриваются результаты экспериментального определения рейнольдсовых напряжений, возникающих после смены режима течения, когда движение жидкости начинается из состояния покоя. Остальные результаты исследования этого вопроса приводятся в [6].

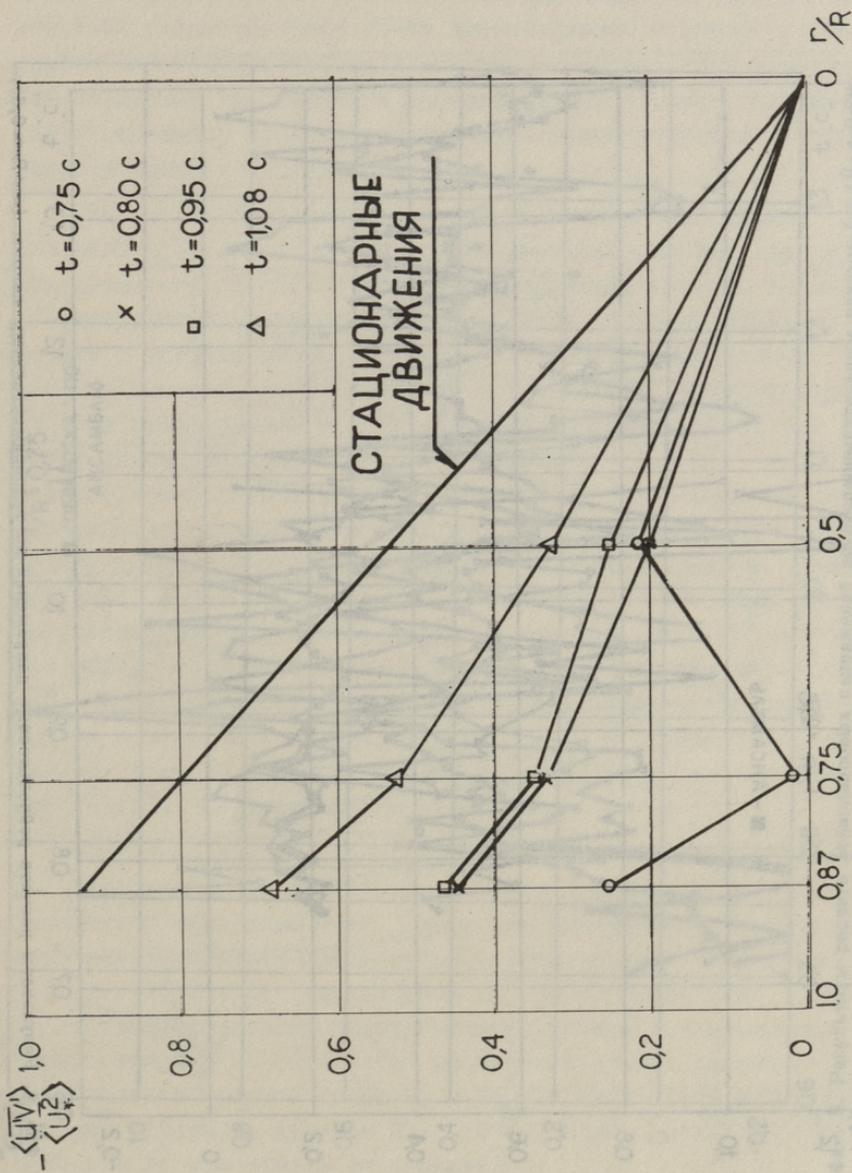
В работе [5] приводятся уравнения Васильева-Квона, представляющие уравнения движения и баланса турбулентной энергии и используемые часто для расчета турбулентных нестационарных течений, а также для анализа полученных данных [1, 2, 3, 5]. Входящий в эти уравнения член $\langle u'v' \rangle \partial u / \partial r$ определяет взаимодействие между средним течением и турбулентными напряжениями. В результате этого взаимодействия происходит передача энергии от среднего движения к турбулентному. Следовательно, этот член, называемый порождением, описывает растяжение турбулентных вихревых нитей средним течением. На основе этого можно предположить, что турбулентные напряжения можно объяснить турбулентными гудсапиями [8].

Вышеприведенное определение физической сущности роли члена порождения в уравнениях, описывающих нестационарную турбулентность выдвигает требование особого внимания к проведению экспериментальных исследований и правильной интерпретации полученных результатов. В настоящее время исследованиями [1, 2, 3, 4, 5] доказано, что кинематическая структура и характеристики турбулентности при неустановившемся движении значительно отличаются от таковых при установившемся движении. Поэтому широко распространенный способ использования квазистационарных характеристик турбулентности при замыкании уравнений, описывающих неустановившиеся турбулентные движения, приводит часто к неправильным результатам.

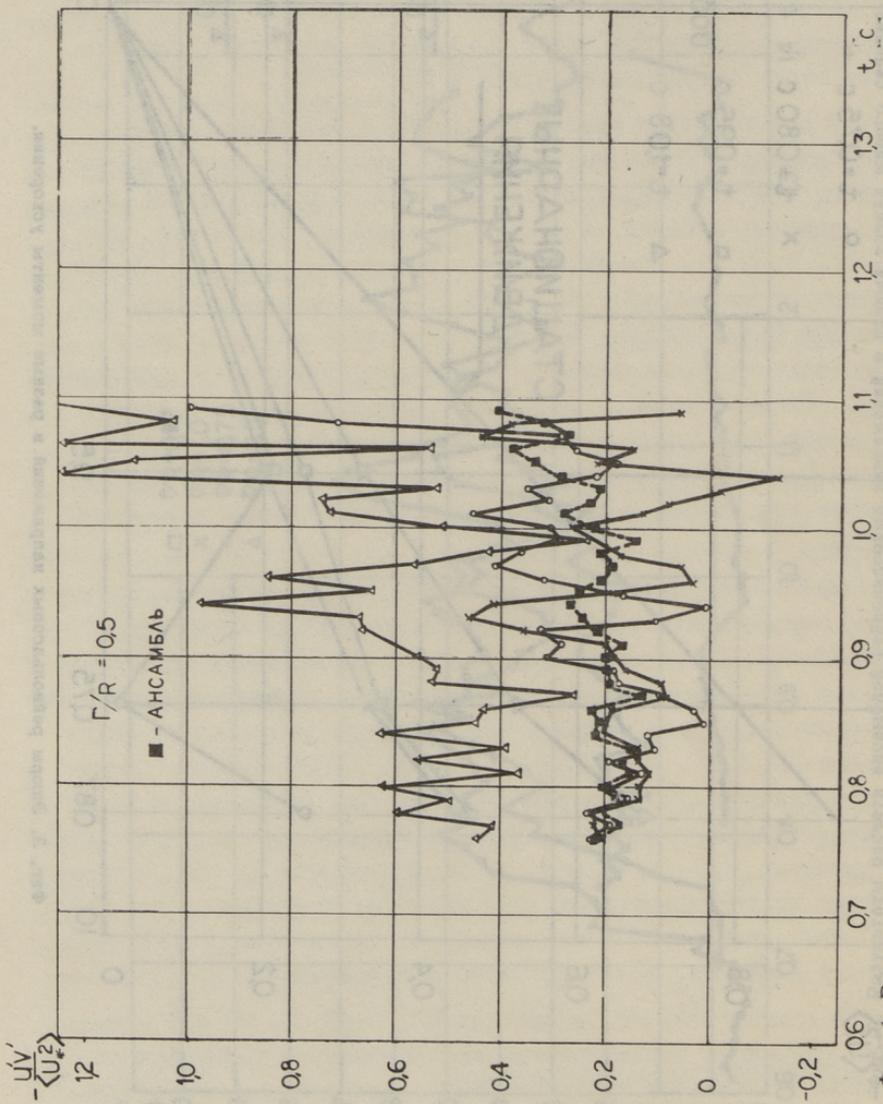
С другой стороны, в работах [1, 2, 3, 4, 5] для обработки случайных характеристик нестационарных турбулентных потоков применяется метод ансамбля, позволяющий определить осредненные в данный момент времени характеристики нестационарного турбулентного потока. Ввиду случайности измеряемой характеристики число реализаций в ансамблях принято от 20 до 100, тем самым обеспечиваются достаточно хорошие результаты по определению т.н. "средних величин по ансамб-



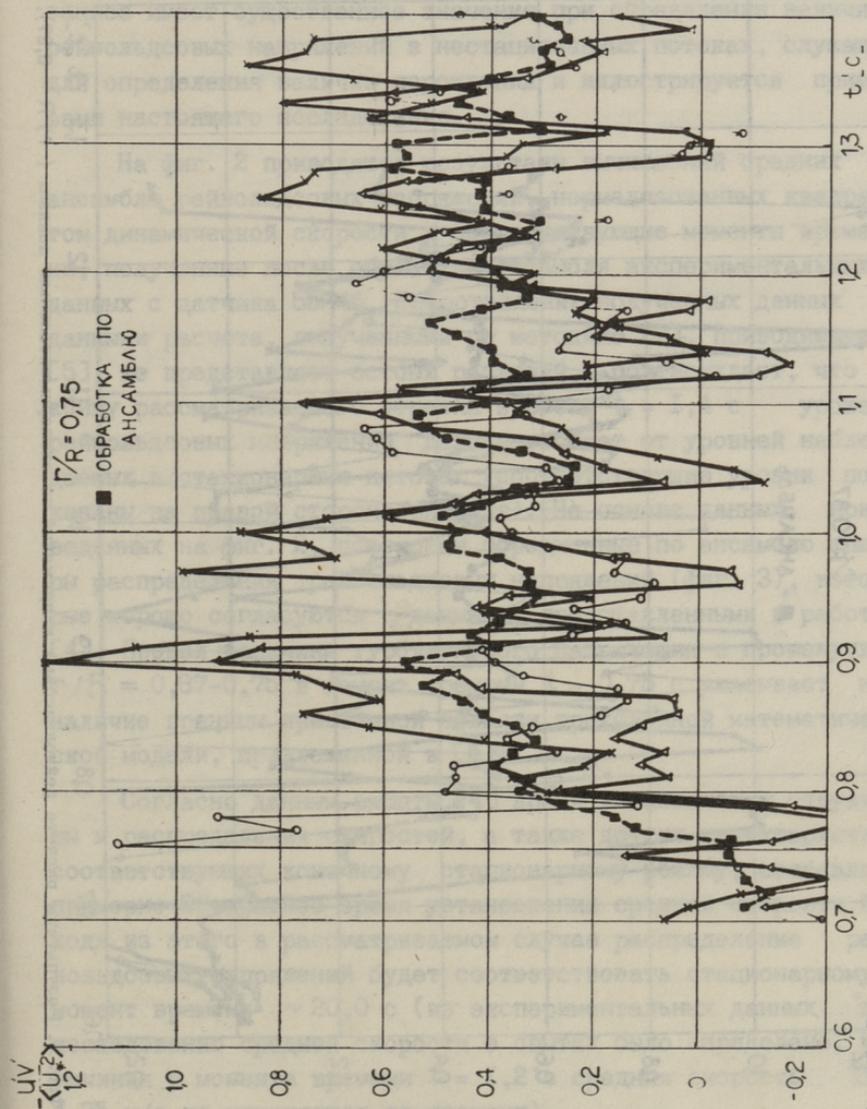
Фиг. 2. Результаты расчета ансамблей реинольдсовых напряжений в разных точках живого сечения.



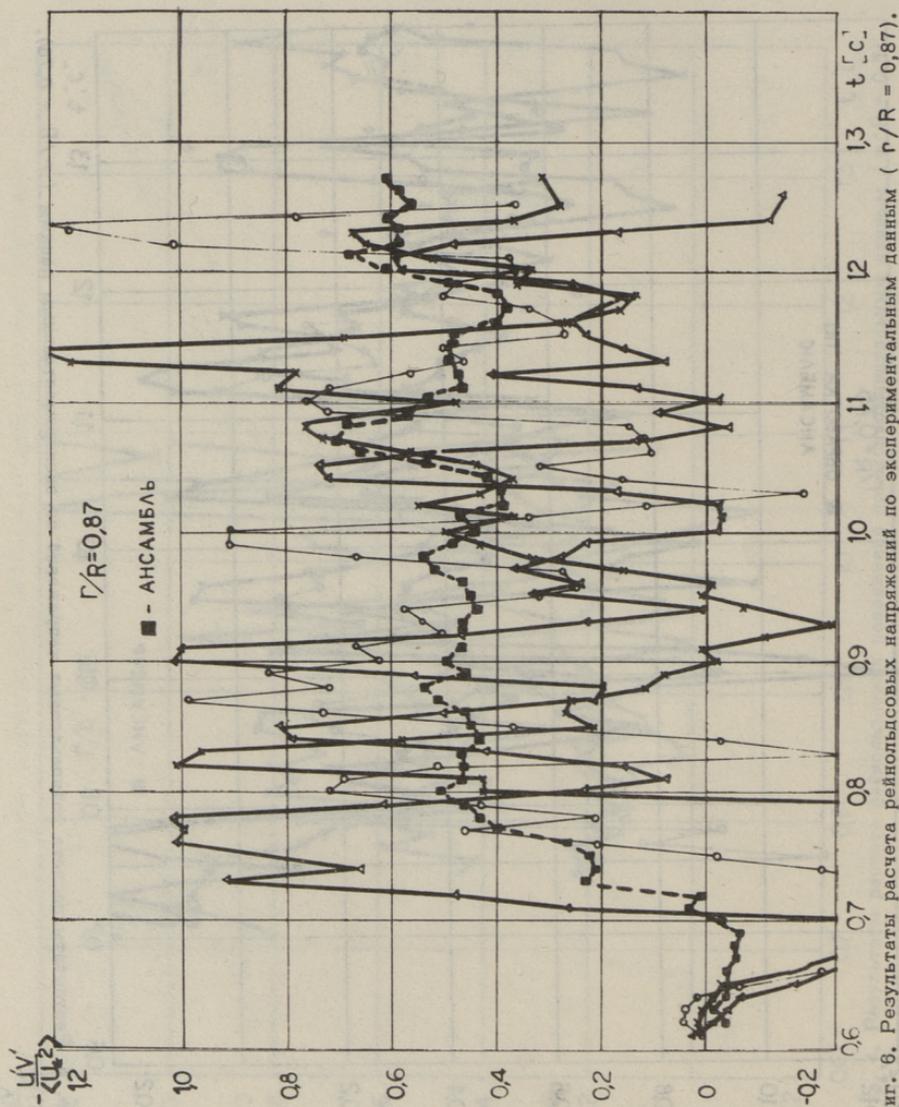
Фиг. 3. Эпюры реинольдсовых напряжений в разные моменты ускорения.



Фиг. 4. Результаты расчета реингольдсовых напряжений по экспериментальным данным ($\Gamma/R = 0,5$).



Фиг. 5. Результаты расчета реинольдсовых напряжений по экспериментальным данным ($\Gamma/R = 0,75$).



Фиг. 6. Результаты расчета рейнольдсовых напряжений по экспериментальным данным ($\Gamma/R = 0,87$).

лю". Однако ввиду случайности появления рассматриваемого события может произойти исчезновение максимальных величин измеряемой характеристики из-за противофазных событий. Сказанное имеет существенное значение при определении величин рейнولدсовых напряжений в нестационарных потоках, служащих для определения величин порождения и иллюстрируется примерами настоящего исследования.

На фиг. 2 приводятся результаты вычислений средних по ансамблю рейнولدсовых напряжений, нормализованных квадратом динамической скорости в соответствующие моменты времени, полученные после обработки ансамбля экспериментальных данных с датчика 55R46. Сопоставление полученных данных с данными расчета, полученными по методике [7], приводимыми в [5], не представляет особых различий и подтверждает, что к концу рассматриваемого отрезка времени $t = 1,4$ с уровень рейнولدсовых напряжений далеко отстает от уровней наблюдаемых в стационарных потоках (соответствующие уровни показаны на правой стороне рисунка). На основе данных, приведенных на фиг. 2, построены осредненные по ансамблю эпюры распределения рейнولدсовых напряжений (фиг. 3), которые хорошо согласуются с данными, представленными в работе [4]. Провал величины турбулентного напряжения в промежутке $r/R = 0,87-0,75$ в момент времени $t = 0,75$ с указывает на наличие границы пристенной области трехслойной математической модели, предложенной в [5].

Согласно данным работы [4] время установления структуры и распределения скоростей, а также других характеристик, соответствующих конечному стационарному режиму, составляет примерно 20-кратное время установления средней скорости. Исходя из этого в рассматриваемом случае распределение рейнولدсовых напряжений будет соответствовать стационарному в момент времени $\sim 20,0$ с (из экспериментальных данных по исследованию средней скорости в опытах было определено, что начиная с момента времени $t = 1,2$ с средняя скорость $U = 4,75$ м/с не изменяется во времени).

На фиг. 4-6 приводятся данные изменения рейнولدсовых напряжений для единичных реализаций, определенных по измеренным пульсационным составляющим скорости u' и v' после возникновения турбулентности в рассматриваемой точке, и норми-

рованных по измеренной динамической скорости в соответствующие моменты времени. Время t , приведенное на оси, измеряется от начала разгона жидкости из состояния покоя. Пунктирной линией на графике приводятся для сравнения представленные на фиг. 2 осредненные по ансамблю средние величины рейнольдсовых напряжений, рассчитанные по 20 реализациям по формуле (2). Приведенные графики показывают, что между величинами рейнольдсовых напряжений, полученных по методу ансамбля и по единичному методу реализации существуют большие расхождения.

3. Заключение

На основе вышеизложенного материала можно сделать следующие выводы:

1. Мгновенные характеристики распределения рейнольдсовых напряжений значительно отличаются от таковых, полученных по методу осреднения по ансамблю (например, на приведенные на фиг. 3 эпюры распределения). Последние, в свою очередь, значительно отличаются от квазистационарных.

2. Ввиду случайного характера турбулентности следует осторожно относиться к величинам пульсационного характера определенным методом ансамбля. Сказанное можно объяснить следующим примером: хотя начальные и граничные условия каждого эксперимента, входящие в ансамбль, одинаковые, момент генерации турбулентности в этих опытах колеблется в известных пределах. Момент турбулизации потока по ансамблю определяется по реализации, имеющей самый ранний момент возникновения турбулентных пульсаций. Соответствующая этому моменту дисперсия турбулентной характеристики разделяется на число реализаций в ансамбле N . В следующей реализации появление турбулентности будет позже и теперь сумма двух дисперсий разделяется снова на N и т.д. Следовательно, пульсационные характеристики после генерации турбулентности по ансамблю растут медленнее, чем в действительности.

3. Увеличение количества реализаций в ансамбле N приводит к более гладкой функции исследуемой осредненной характеристики по ансамблю.

4. В единичных реализациях рейнولدсовых напряжений в разные моменты времени появляются величины рассматриваемой характеристики, имеющие обратный знак. Физически означает, что в эти моменты в точках действуют такие импульсы сил, вызывающие появление пульсаций радиальной составляющей v' с обратным знаком.

5. Рейнольдсовые напряжения в разные моменты ускорения ниже соответствующих величин при стационарных величинах.

Л и т е р а т у р а

1. Букреев В.И., Шахин В.М. Статистически нестационарное турбулентное течение в трубе. Новосибирск, Институт гидродинамики ИГиЛ, Деп. ВИНТИ № 866-81. 1977 г.

2. Kirmsе R. Experimentelle Untersuchungen pulsierender turbulenter Wasserströmungen in geraden Kreisrohr unter Verwendung eines Laser-Doppler-Anemometers. Diss. Dokt. Ing. Tech. Univ. München, 1976. 110 S.

3. Hartner E. Turbulenzmessung in pulsierender Röhrrströmung. Diss. Dokt. Ing. Tech. Univ. München, 1984. 136 S.

4. Maruyama T., Kuribayashi T., Mizushima T. The structure of the turbulence in transient pipe flows. - Journ. of Chem. Eng. of Japan, 1976, v. 9, N 6, p. 431-439.

5. Лийв У.Р. К расчету турбулентных неустановившихся движений жидкости в трубах. - Тр. Таллинск. политехн. ин-та, 1984, № 569, с. 33-34.

6. Айнола Л.Я., Коппель Т.А., Ламп Ю.Ю., Лийв У.Р. Исследование локальных скоростей при разгонном движении жидкости из состояния покоя в трубе. - Тр. Таллинск. политехн. ин-та, 1979, № 472, с. 35-45.

7. Resch F.J. Use of the dual-sensor hot-film probe in water flow. - Disa Information, March 1973, N 14, p. 5-11.

8. Рейнольдс А.Дж. Турбулентные течения в инженерных приложениях. М., Энергия. 408 с.

9. Ш л и х т и н г Г. Теория пограничного слоя. М., Наука, 1974. 711 с.

10. C a r r L.W. A review of unsteady turbulent boundary-layer experiments. IUTAM Symposium, Toulouse, France, Springer-Verlag, 1981, p. 3-34.

E. Daniel, U. Liiv,
R. Ruubel, L. Sarv

Analysis of an Experimental Investigation of the Reynolds Shear Stresses in Accelerated Pipe Flow

Summary

The paper deals with the results of an experimental investigation of Reynolds stresses during the acceleration from the rest pipe flow. A twin hot-film "Disa" made probe 55R72 was used to measure both axial and radial velocity pulsation components during accelerated turbulent flow along the radius of a cross-section.

The problem of the "ensemble averaging" of the unsteady flow investigation results is observed. It is concluded that during the acceleration the averaged Reynolds shear stresses over the cross-section are less than steady state ones.

МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ДЛЯ НЕСТАЦИОНАРНЫХ
ТЕЧЕНИЙ В ТРУБАХ

В зависимости от изменения физических величин во времени нестационарные гидродинамические процессы в трубах разделяются на периодические и переходные. Кроме того режим движения среды при нестационарном процессе может быть ламинарным или турбулентным. При этом переход от ламинарного к турбулентному режиму движения среды происходит при критических числах, зависящих от параметров рассматриваемого процесса. Такое большое разнообразие нестационарных гидродинамических процессов затрудняет их математическое и экспериментальное моделирование.

Наиболее обстоятельные исследования в области нестационарных движений среды проведены с периодическими процессами. Число работ по переходным нестационарным процессам в трубах более скромное. Более подробно исследован случай несжимаемой жидкости. Разгонное движение несжимаемой жидкости в трубе при внезапном изменении давления рассмотрено в классических работах [1, 2]. Исследованию гидравлического трения в трубах при переходных процессах в ламинарном режиме течения несжимаемой жидкости посвящены работы [3-13]. Математические модели и некоторые задачи для переходных нестационарных процессов в трубах с учетом сжимаемости жидкости приведены в работах [14-21]. Процесс перехода ламинарной формы движения в турбулентную рассмотрен в исследованиях [6, 10, 19, 22-24].

В настоящей работе рассматривается математическое моделирование нестационарных переходных процессов при напорном движении жидкости в цилиндрических трубах. Исходя из уравнений Навье-Стокса для сжимаемой жидкости выводятся упрощенные уравнения для случая длинных труб. Показывается,

что для моделирования переходных процессов эти уравнения содержат только один безразмерный параметр. Указываются условия, при которых возможно дальнейшее упрощение этих уравнений к форме, не содержащей ни одного безразмерного параметра. Общее исследование ускоряющих переходных процессов проводится на основе рассмотрения модельной задачи, в качестве которой выбран переходный процесс в трубе при мгновенном изменении давления. Указываются условия, при которых можно перейти к моделям движения несжимаемой жидкости и к движениям с большим затуханием. Приводится критерий перехода от ламинарного режима движения к турбулентному, позволяющий определить пределы применимости рассмотренных моделей ламинарного движения.

1. Уравнения движения жидкости в длинных трубах

Уравнения осесимметричного движения в круглых трубах для сжимаемой вязкой жидкости можно записать в следующем безразмерном виде:

$$\begin{aligned} \text{Sh} \frac{\partial u}{\partial \tau} + \varepsilon u \frac{\partial u}{\partial \xi} + \varepsilon v \frac{\partial u}{\partial \eta} = -Eu \varepsilon \frac{\partial p}{\partial \xi} + \frac{1}{\text{Re}} \left[\varepsilon^2 \frac{\partial^2 u}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2} + \frac{1}{\eta} \frac{\partial u}{\partial \eta} \right] + \\ + \frac{\varepsilon^2}{3\text{Re}} \left[\frac{\partial^2 u}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial \xi \partial \eta} + \frac{1}{\eta} \frac{\partial v}{\partial \xi} \right], \end{aligned} \quad (\text{I.1})$$

$$\begin{aligned} \text{Sh} \frac{\partial v}{\partial \tau} + \varepsilon u \frac{\partial v}{\partial \xi} + \varepsilon v \frac{\partial v}{\partial \eta} = -\frac{Eu}{\varepsilon} \frac{\partial p}{\partial \eta} + \frac{1}{\text{Re}} \left[\varepsilon^2 \frac{\partial^2 v}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial \eta^2} + \frac{1}{\eta} \frac{\partial v}{\partial \eta} - \frac{v}{\eta} \right] + \\ + \frac{1}{3\text{Re}} \left[\varepsilon^2 \frac{\partial^2 v}{\partial \xi^2} + \frac{1}{\eta} \frac{\partial v}{\partial \eta} - \frac{v}{\eta} + \frac{\partial^2 u}{\partial \xi \partial \eta} \right], \end{aligned} \quad (\text{I.2})$$

$$\text{Sh} \frac{\partial p}{\partial \tau} + \varepsilon \varepsilon \left(\frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{\partial v}{\partial \eta} + \frac{v}{\eta} \right) + \varepsilon u \frac{\partial p}{\partial \xi} + \varepsilon v \frac{\partial p}{\partial \eta} = 0. \quad (\text{I.3})$$

Здесь

$$\begin{aligned} u^* = U_0 u, \quad v^* = \frac{R}{L} U_0 v, \quad p^* = p_0 p, \\ z = L \xi, \quad r = R \xi, \quad t = T \tau, \end{aligned} \quad (\text{I.4})$$

где U_0, p_0, T, L - характерные масштабные значения для соответствующих переменных;

R - радиус трубы и безразмерные комплексы обозначены следующим образом

$$\begin{aligned} Sh &= \frac{R}{U_0 T}, \quad Eu = \frac{p_0}{\rho U_0^2}, \quad Re = \frac{U_0 R}{\nu}, \\ \varepsilon &= \frac{R}{L}, \quad \varkappa = \frac{\rho c^2}{p_0}. \end{aligned} \quad (I.5)$$

Здесь Sh - число Струхала;
 Eu - число Эйлера;
 Re - число Рейнольдса.

В случае длинных труб $\varepsilon \ll 1$.

Если предполагать, что

$$Sh \gg \varepsilon, \quad Eu \gg 1, \quad \frac{1}{Re} \gg \varepsilon, \quad \varkappa \gg 1, \quad (I.6)$$

то уравнения (I.1)-(I.3) для длинных труб упрощаются к виду

$$\alpha_1 \frac{\partial u}{\partial \tau} = -\frac{\partial p}{\partial \xi} + \alpha_2 \left(\frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2} + \frac{1}{\eta} \frac{\partial u}{\partial \eta} \right), \quad (I.7)$$

$$\frac{\partial p}{\partial \eta} = 0, \quad (I.8)$$

$$\alpha_3 \frac{\partial p}{\partial \tau} + \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{\partial v}{\partial \eta} + \frac{v}{\eta} = 0, \quad (I.9)$$

где

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= \frac{Sh}{Eu \varepsilon} = \frac{\rho L U_0}{p_0 T}, \\ \alpha_2 &= \frac{1}{\varepsilon Re Eu} = \frac{\nu \rho L U_0}{p_0 R^2}, \\ \alpha_3 &= \frac{Sh}{\varkappa \varepsilon} = \frac{p_0 L}{\rho c^2 U_0 T}. \end{aligned} \quad (I.10)$$

Уравнения (I.7) - (I.9) являются уравнениями известной диссипативной модели [I4-I8].

При заданном масштабе давления p_0 имеется три естественных варианта выбора T и U_0 времени и скорости.

При первом варианте

$$\alpha_1 = \alpha_3 = 1 \quad \text{или} \quad \varepsilon Eu = Sh; \quad \varepsilon \varkappa = Sh. \quad (I.11)$$

При втором варианте

$$\alpha_1 = \alpha_2 = 1 \quad \text{или} \quad \varepsilon Eu = Sh; \quad Re Sh = 1. \quad (I.12)$$

При третьем варианте

$$\alpha_2 = \alpha_3 = 1 \quad \text{или} \quad \varepsilon Re Eu = 1; \quad \varepsilon \varkappa = Sh. \quad (I.13)$$

Масштабы T и U_0 , полученные из условий (I.11)-(I.13), приведены в следующей таблице

	T	U_0	α_1	α_2	α_3
1	$\frac{L}{c}$	$\frac{p_0}{\rho c}$	1	$\frac{\sqrt{L}}{cR^2}$	1
2	$\frac{R^2}{\nu}$	$\frac{p_0 R^2}{\rho \nu L}$	1	1	$\frac{\nu^2 L^2}{c^2 R^4}$
3	$\frac{\nu L^2}{c^2 R^2}$	$\frac{p_0 R^2}{\nu \rho L}$	$\frac{c^2 R^4}{\nu^2 L^2}$	1	1

Если ввести обозначения

$$T_1 = \frac{L}{c}, \quad T_2 = \frac{R^2}{\nu}, \quad T_3 = \frac{\nu L^2}{c^2 R^2}, \quad (I.I4)$$

$$\alpha = \frac{\nu L}{c R^2}, \quad \beta = \frac{p_0}{\rho c},$$

то эту таблицу можно представить в виде

	T	U_0	α_1	α_2	α_3
1	T_1	β	1	α	1
2	T_2	$\beta \frac{T_2}{T_1}$	1	1	α^2
3	T_3	$\beta \frac{T_1}{T_3}$	α^{-2}	1	1

Из приведенной таблицы видно, что единственным безразмерным параметром для нестационарных процессов в данных трубах является α . На этот факт указывается также в работе [I9].

Для указанных вариантов масштабов условия применимости модели для длинных труб (I.6) принимают соответственно следующий вид:

1) Для первого варианта $Sh \gg \varepsilon, \quad \frac{1}{Re} \gg \varepsilon$
или $\alpha \varepsilon \gg 1, \quad \varepsilon \gg 1. \quad (I.I5)$

2) Для второго варианта $Sh \gg \varepsilon, \quad \varepsilon \gg 1$
или $\alpha^2 \varepsilon \gg 1, \quad \varepsilon \gg 1. \quad (I.I6)$

3) Для третьего варианта $Sh \gg \varepsilon, \quad Eu \gg 1$
или $\alpha^2 \varepsilon \gg 1, \quad \varepsilon \gg 1. \quad (I.I7)$

2. Диссипативная модель

Рассмотрим задачу о внезапном приложении постоянного давления в конце трубы с помощью диссипативной модели при первом варианте выбора масштабов. Соответствующая математи-

ческая модель задачи вытекает из соотношений (I.7)-(I.9) при $\alpha_1 = 1$, $\alpha_2 = \alpha$, $\alpha_3 = 1$.

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = -\frac{\partial p}{\partial \xi} + \alpha \left(\frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2} + \frac{1}{\eta} \frac{\partial u}{\partial \eta} \right), \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial \eta} = 0, \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial \tau} + \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{\partial v}{\partial \eta} + \frac{v}{\eta} = 0. \quad (2.3)$$

Начальные и граничные условия рассматриваемой задачи имеют вид

$$u = 0; \quad p = 1 \quad \text{при} \quad \tau = 0; \quad (2.4)$$

$$p = 1 \quad \text{при} \quad \xi = 0; \quad p = 0 \quad \text{при} \quad \xi = 1; \quad (2.5)$$

$$u = 0; \quad v = 0 \quad \text{при} \quad \eta = 1. \quad (2.6)$$

Численное значение параметра α определяет влияние сил вязкого трения на переходный процесс. Дальнейшее упрощение диссипативной модели и тем самым исключение единственного безразмерного параметра α из задачи возможно, если кроме условий (I.I5)-(I.I7) ввести дополнительные условия относительно порядка параметра α .

Если в рассматриваемом случае первого варианта выбора масштабов считать, что

$$Sh \ll \frac{1}{Re} \quad \text{или} \quad \alpha \ll 1 \quad (2.7)$$

и пренебрегать соответствующим членом в уравнении (2.1), получается модель для удельной жидкости с уравнениями

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = -\frac{\partial p}{\partial \xi}, \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial p}{\partial \eta} = 0, \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial p}{\partial \tau} + \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{\partial v}{\partial \eta} + \frac{v}{\eta} = 0. \quad (2.10)$$

3. Модель несжимаемой жидкости

Рассматриваем широко известную модель несжимаемой жидкости. Если в случае второго варианта выбора масштабов принять, что

$$Sh \ll \varepsilon \varepsilon \quad \text{или} \quad \alpha^2 \ll 1, \quad (3.1)$$

и пренебречь соответствующим членом в уравнении (I.9), имеем

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = -\frac{\partial p}{\partial \xi} + \frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2} + \frac{1}{\eta} \frac{\partial u}{\partial \eta}. \quad (3.2)$$

Из соотношений (I.I6) и (3.1) вытекает, что эту модель можно применить, если

$$\varepsilon \ll Sh < \varepsilon \varkappa \quad \text{или} \quad 1 \ll \alpha^2 \varkappa < \varkappa, \quad (3.3)$$

причем

$$Eu = \frac{Sh}{\varepsilon}, \quad Re = \frac{1}{Sh}. \quad (3.4)$$

При мгновенном изменении градиента давления

$$\frac{\partial p}{\partial \xi} = -1. \quad (3.5)$$

4. Модель движения с большим затуханием

Наконец, если в случае третьего варианта выбора масштабов (I.13) считать, что

$$Sh \ll \varepsilon Eu \quad \text{или} \quad \alpha^2 \gg 1, \quad (4.1)$$

и пренебречь членом в коэффициентом α_1 в уравнении (I.7), имеем систему

$$\frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2} + \frac{1}{\eta} \frac{\partial u}{\partial \eta} - \frac{\partial p}{\partial \xi} = 0, \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial \eta} = 0, \quad (4.3)$$

$$\frac{\partial p}{\partial \tau} + \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{\partial v}{\partial \eta} + \frac{v}{\eta} = 0. \quad (4.4)$$

Эта модель описывает движения жидкости с большим затуханием, так как в первом уравнении не учитывается инерционный член.

Из соотношений (I.17) и (4.1) получается, что эта модель применима, если

$$\varepsilon \ll Sh \ll \varepsilon Eu \quad \text{или} \quad 1 \ll \varkappa \ll \alpha^2 \varkappa, \quad (4.5)$$

причем

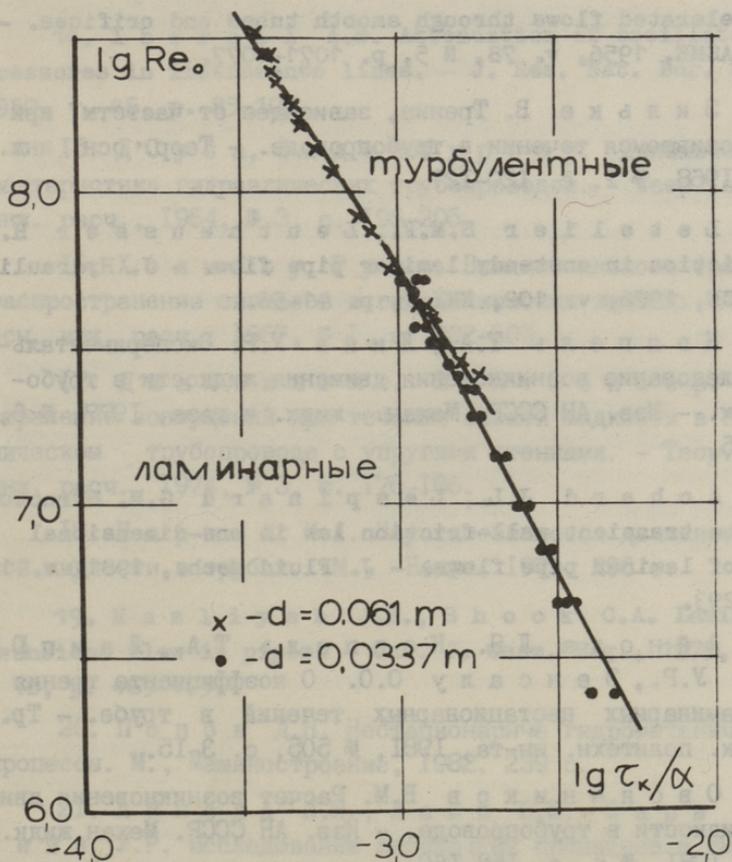
$$Re = \frac{1}{\varepsilon Eu}, \quad \varepsilon \varkappa = Sh. \quad (4.6)$$

5. Критерии перехода ламинарной формы течения в турбулентную

До настоящего времени отсутствует теория расчета момента потери устойчивости ламинарного режима течения и перехода к турбулентному режиму в нестационарных потоках. Тем самым отсутствуют также границы применимости моделей ламинарного движения рассматриваемых выше. Поэтому пока необходимо пользоваться результатами физического моделирования, полученными из экспериментальных данных.

На фиг. I приводится зависимость между моментом возникновения турбулентности и начальным давлением, полученная

при испытании трубопроводов при разгонном движении жидкости из состояния покоя.



Фиг. 1. Граница перехода от ламинарного режима к турбулентному.

Л и т е р а т у р а

1. Г р о м е к а И.С. К теории движения жидкости в узких цилиндрических трубах. - Уч. зап. Казанского ин-та, I 82. Собр. соч. Изд. АН СССР, 1952, с. 149-171.

2. S z y м а н с к и П. Quelques solutions exactes des equations de l'hydrodynamique de fluides visqueux dans le cas d'un tube cylindrique. - J. Math. Pures et Appl., 1932, v. 11(9), p. 67-107.

3. Daily J.W., Hankey W.L., Olive R.W., Jordan J.M. Resistance coefficients for accelerated and decelerated flows through smooth tubes and orifices. - Trans. ASME, 1956, v. 78, N 5, p. 1071-1077.

4. Зильке В. Трение, зависящее от частоты, при неустановившемся течении в трубопроводе. - Теор. осн. инж. расч., 1968, № I, с. I20-I27.

5. Letelier S.M.F., Leuthesser H.J. Skin friction in unsteady laminar pipe flow. - J. Hydraulic Div. ASCE, 1976, v. 102, NHY 1, p. 41-56.

6. Коппель Т.А., Лийв У.Р. Экспериментальное исследование возникновения движения жидкости в трубопроводах. - Изв. АН СССР. Механ. жидк. и газа, 1977, № 6, с. 79-85.

7. Achara J.L., Lespinard G.M. Structure of the transient wall-friction law in one-dimensional models of laminar pipe flows. - J. Fluid Mech., 1981, v. 113, p. 263-293.

8. Айнола Л.Я., Коппель Т.А., Ламп Ю.Ю., Лийв У.Р., Эенсалу О.О. О коэффициенте трения для ламинарных нестационарных течений в трубе. - Тр. Таллинск. политехн. ин-та, 1981, № 505, с. 3-15.

9. Овсянников В.М. Расчет возникновения движения жидкости в трубопроводе. - Изв. АН СССР. Механ. жидк. и газа, 1981, № 5, с. I58-I60.

10. Байбаков Б.С., Орешкин О.Ф., Прудовский А.М. Сопротивление трения при ускоренном течении в трубе. - Изв. АН СССР. Механ. жидк. и газа, 1981, № 5, с. I37-I39.

11. Ainola L.J., Korrel T.A., Lamp J.J., Liiv U.R. The skin friction coefficient during accelerated flows in pipes. - Proc. XX Cong. IAHR, Moscow 1983, v. VI, p. 453-460.

12. Letelier S.M.F., Leuthesser H.J. Unified approach to the solution of problems of unsteady flow in long pipes. - J. Appl. Mech., 1983, v. 50, N 1, p. 8-12.

13. Л о г о в И.Л. К вопросу о сопротивлении трения при ускоренном течении в трубе. - Изв. АН СССР. Механ. жидк. и газа, 1983, № 6, с. 169-174.

14. I b e r a l l A.S. Attenuation of oscillatory pressures in instruments lines. - J. Res. Nat. Bur. Stand., 1950, v. 45, p. 85-108.

15. Д'С у з а, О л д е н б у р г е р. Динамическая характеристика гидравлических трубопроводов. - Теор. осн. инж. расч., 1964, № 3, с. 196-205.

16. Х о л м б о у, Р у л о. Влияние вязкого трения на распространение сигналов в гидравлических линиях. - Теор. осн. инж. расч., 1967, № 1, с. 202-209.

17. Д ж а я с и н г х е, Л о й т х о й з е р. Распространение возмущений при течении вязкой жидкости в гидравлическом трубопроводе с упругими стенками. - Теор. осн. инж. расч., 1974, № 3, с. 176-186.

18. Ч а р н ы й И.А. Неустановившееся движение реальной жидкости в трубах. М., Недра, 1975. 296 с.

19. M a s l i y a h J.H., S h o o k C.A. Laminar Transient flow in pipes. - Can. J. Chem. Eng., 1975, v. 53, N 10, p. 469-475.

20. П о п о в Д.Н. Нестационарные гидромеханические процессы. М., Машиностроение, 1982. 239 с.

21. А й н о л а Л.Я., Л а м п Ю.Ю., С а р в Л.Э., Л и й в У.Р. Исследование переходных процессов в сжимаемой жидкости в трубах с помощью численных методов. - Гидротехн. строит., 1981, № 1, с. 22-25.

22. L e u t h e u s s e r H.J. Problems of accelerated fluid motion. - Proc. XVII Cong. IAHR, Baden-Baden, Germany, 1977, v. 6, p. 247-252.

23. L e u t h e u s s e r H.J., Л а м К.В. Laminar-to-turbulent transition in accelerated fluid motion. - Proc. XVII Cong. IAHR, Baden-Baden, Germany, 1977, v. 2, p. 343-350.

Mathematical Models for Unsteady Flows in Pipes

Summary

The article deals with mathematical modelling of laminar unsteady hydrodynamic processes in circular long pipes. Proceeding from nondimensionalized Navier-Stokes equations for compressible viscous fluid motion in long pipes, the conditions for transition to simplified compressible fluid model which is characterized by one non-dimensional parameter are discussed. Also the conditions for transition to non-compressible model and to fluid model with large viscous friction forces are given. In the case of start-up flow initially at rest a criterion for the transition from laminar to turbulent, obtained from experimental data, is presented.

РАЗВИТИЕ ТЕЧЕНИЯ НА ВХОДНОМ УЧАСТКЕ КРУГЛОЙ
ТРУБЫ ПРИ РАЗГОННОМ ДВИЖЕНИИ ЖИДКОСТИ

Рассматривается нестационарное течение несжимаемой жидкости на входном участке круглой цилиндрической трубы. Соответствующая задача для стационарного течения рассмотрена во многих работах. Нестационарное течение на входном участке рассматривается только в нескольких исследованиях. В работе [1] задача для пульсирующего течения на входном участке трубы решена, используя линейную аппроксимацию при помощи приближения Тарга. Соответствующие экспериментальные результаты, подтверждающие правомерность этого приближения, опубликованы в работе [2]. С помощью линейной аппроксимации исследуется тонкий пограничный слой на входном участке трубы, подвергающийся периодическим возмущениям, и в работе [3]. Но в этой работе влиянием радиуса трубы на пограничный слой пренебрегается и действительно рассматривается пограничный слой около плоской пластины.

В исследовании [4] задача для внезапно приложенной скорости на входе трубы решена приближенно при применении гипотезы автомодельности профилей скорости в пограничном слое и уравнения импульсов. Эта же гипотеза применена совместно с уравнением энергии, проинтегрированным по поперечному сечению трубы, в работе [5] при произвольной скорости на входе. В работе [6] задача для внезапно приложенной скорости на входе при малых числах Рейнольдса была решена численным интегрированием уравнения Навье-Стокса.

В настоящей работе приводится приближенное решение задачи о развитии течения на входном участке круглой трубы при разгонном движении жидкости. Используется линейная аппроксимация при помощи приближения Тарга аналогично работе [1], а также приближение для малых времен.

1. Постановка задачи

Описываем нестационарную задачу осесимметричного движения несжимаемой жидкости в полубесконечной круглой трубе при помощи следующих упрощенных дифференциальных уравнений

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} + V \frac{\partial v_x}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\nu}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r \frac{\partial v_x}{\partial r}), \quad (I.1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial r} = 0, \quad (I.2)$$

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r v_r) = 0, \quad (I.3)$$

$$V = \frac{2}{R^2} \int_0^R v_x r dr, \quad (I.4)$$

где v_x, v_r - составляющие вектора скорости в направлении координат x, r ;

p - давление;

ρ - плотность жидкости;

ν - кинематическая вязкость;

V - средняя по сечению скорость;

R - радиус трубы;

t - время.

К этим уравнениям присоединяем следующие начальные и граничные условия

$$v_x = 0 \quad \text{при } t = 0, \quad (I.5)$$

$$v_x = V, \quad v_r = 0 \quad \text{при } x = 0, \quad 0 \leq r < R, \quad (I.6)$$

$$v_x = 0, \quad v_r = 0 \quad \text{при } x > 0, \quad r = R, \quad (I.7)$$

$$v_x = v'_x, \quad v_r = 0 \quad \text{при } x \rightarrow \infty, \quad 0 \leq r < R. \quad (I.8)$$

Здесь

$$\frac{\partial v'_x}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\nu}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r \frac{\partial v'_x}{\partial r}). \quad (I.9)$$

Если ввести безразмерные величины при помощи соотношений:

$$\xi = \frac{x}{R}, \quad \eta = \frac{r}{R}, \quad \tau = \frac{Wt}{R},$$

$$v_x = Wu, \quad v_r = Wv, \quad q = \frac{p}{\rho W^2}$$

$$Re = \frac{WR}{\nu}, \quad (I.10)$$

то уравнения (I.1)-(I.4) и условия (I.5)-(I.9) можно представить в безразмерном виде:

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} + U \frac{\partial u}{\partial \xi} = -\frac{\partial q}{\partial \xi} + \frac{1}{Re} \frac{1}{\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} (\eta \frac{\partial u}{\partial \eta}), \quad (I.11)$$

$$\frac{\partial q}{\partial \eta} = 0, \quad (I.12)$$

$$\frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} (\eta \cdot v) = 0, \quad (I.13)$$

$$U = 2 \int_0^1 u \eta d\eta; \quad (I.14)$$

$$u = 0 \quad \text{при} \quad \tau = 0, \quad (I.15)$$

$$u = U, \quad v = 0 \quad \text{при} \quad \xi = 0, \quad 0 \leq \eta < 1, \quad (I.16)$$

$$u = 0, \quad v = 0 \quad \text{при} \quad \xi > 0, \quad \eta = 1, \quad (I.17)$$

$$u = u', \quad v = 0 \quad \text{при} \quad \xi \rightarrow \infty, \quad 0 \leq \eta < 1, \quad (I.18)$$

где

$$\frac{\partial u'}{\partial \tau} = -\frac{\partial q}{\partial \xi} + \frac{1}{R_e} \frac{1}{\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} (\eta \frac{\partial u'}{\partial \eta}). \quad (I.19)$$

2. Решение для входного участка трубы в общем виде

Исключаем давление $q(\xi, \tau)$ из уравнения (I.11). Для этого умножаем это уравнение на 2η и интегрируем по η от 0 до 1. Учитывая соотношение (I.14) и несжимаемость жидкости, имеем

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} = -\frac{\partial q}{\partial \xi} + \frac{2}{R_e} \left(\frac{\partial u}{\partial \eta} \right)_{\eta=1}, \quad (2.1)$$

отсюда найдем, что

$$\frac{\partial q}{\partial \xi} = \frac{1}{R_e} \left(\frac{\partial u}{\partial \eta} \right)_{\eta=1} - \frac{\partial U}{\partial \tau}. \quad (2.2)$$

Подставляя это выражение в уравнение (I.11), имеем

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} + U \frac{\partial u}{\partial \xi} = \frac{\partial U}{\partial \tau} + \frac{1}{R_e} \frac{1}{\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} (\eta \frac{\partial u}{\partial \eta}) - \frac{2}{R_e} \left(\frac{\partial u}{\partial \eta} \right)_{\eta=1}. \quad (2.3)$$

Аналогично из уравнения (I.19) получаем

$$\frac{\partial u'}{\partial \tau} = \frac{\partial U}{\partial \tau} + \frac{1}{R_e} \frac{1}{\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} (\eta \frac{\partial u'}{\partial \eta}) - \frac{2}{R_e} \left(\frac{\partial u'}{\partial \eta} \right)_{\eta=1}, \quad (2.4)$$

где

$$U' = 2 \int_0^1 u' \eta d\eta. \quad (2.5)$$

Отметим, что при несжимаемости жидкости

$$U = U'. \quad (2.6)$$

Представим теперь скорость в виде

$$u(\xi, \eta, \tau) = u_1(\xi, \eta, \tau) + u'(\eta, \tau) \quad (2.7)$$

и подставим в уравнение (2.3). Учитывая соотношение (2.4), имеем для функции u_1 уравнение

$$\frac{\partial u_1}{\partial \tau} + U \frac{\partial u_1}{\partial \xi} = \frac{1}{R_e} \frac{1}{\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} (\eta \frac{\partial u_1}{\partial \eta}) - \frac{2}{R_e} \left(\frac{\partial u_1}{\partial \eta} \right)_{\eta=1}, \quad (2.8)$$

здесь мы учитывали равенство

$$\int_0^1 u_1 \eta d\eta = 0, \quad (2.9)$$

которое вытекает из соотношений (2.6). Функция u_1 должна удовлетворять следующим начальным и граничным условиям

$$u_1 = 0 \quad \text{при } \tau = 0, \quad (2.10)$$

$$u_1 = U - u' \quad \text{при } \xi = 0, \quad 0 \leq \eta < 1, \quad (2.11)$$

$$u_1 = 0 \quad \text{при } \xi > 0, \quad \eta = 1. \quad (2.12)$$

Разделяем переменные и ищем решение задачи (2.8), (2.10) - (2.12) в виде

$$u_1(\xi, \eta, \tau) = \psi(\xi, \tau) \cdot \Phi(\eta). \quad (2.13)$$

Подставляя выражение (2.13) в уравнение (2.8), имеем

$$\frac{1}{\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\eta \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} \right) - 2 \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \eta} \right)_{\eta=1} + \lambda^2 \Phi = 0, \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial \tau} + U \frac{\partial \psi}{\partial \xi} + \frac{1}{Re} \lambda^2 \psi = 0. \quad (2.15)$$

Решение уравнения (2.14), которое является ограниченным при $\eta = 0$, имеем вид

$$\Phi(\eta) = C \cdot j_0(\lambda \eta) + \frac{2}{\lambda^2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \eta} \right)_{\eta=1}. \quad (2.16)$$

Отсюда получим, что

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial \eta} \right)_{\eta=1} = -C \lambda j_1(\lambda). \quad (2.17)$$

Соответственно общее решение уравнения (2.14) имеет вид

$$\Phi(\eta) = C \left[j_0(\lambda \eta) - \frac{2}{\lambda} j_1(\lambda) \right]. \quad (2.18)$$

Из условия (2.12) и соотношения (2.13) вытекает, что функция $\Phi(\eta)$ должна удовлетворять граничным условиям

$$\Phi(1) = 0. \quad (2.19)$$

Поэтому собственные значения λ определяются из уравнения

$$j_0(\lambda) - \frac{2}{\lambda} j_1(\lambda) = 0 \quad (2.20)$$

или

$$j_2(\lambda) = 0. \quad (2.21)$$

Обозначим корни уравнения (2.21) через λ_i . Соответствующая система нормализованных ортогональных собственных функций с весовой функцией η имеет вид

$$\Phi_0 = \sqrt{2}, \quad \Phi_i = \frac{2\sqrt{2}}{\lambda_i} \left[1 - \frac{j_0(\lambda_i \eta)}{j_0(\lambda_i)} \right]. \quad (2.22)$$

$$i = 1, 2, 3, \dots$$

Рассмотрим теперь уравнение (2.15) при $\lambda = \lambda_i$

$$\frac{\partial \psi_i}{\partial \tau} + U \frac{\partial \psi_i}{\partial \xi} + \frac{1}{Re} \lambda_i^2 \psi_i = 0. \quad (2.23)$$

Введя новые переменные

$$\tilde{\tau} = \tau, \quad x = \int_0^{\tau} U d\tau - \xi, \quad (2.24)$$

можно уравнение (2.23) преобразовать к виду

$$\frac{\partial \psi_i}{\partial \tilde{\tau}} + \frac{\lambda_i^2}{R_e} \psi_i = 0, \quad (2.25)$$

общее решение которого представим в виде

$$\psi_i = f_i(x) \exp\left(-\frac{\lambda_i^2}{R_e} \tilde{\tau}\right). \quad (2.26)$$

Отсюда получим решение уравнения (2.23)

$$\psi_i(\xi, \tau) = f_i\left(\int_0^{\tau} U d\tau - \xi\right) \exp\left(-\frac{\lambda_i^2}{R_e} \tau\right). \quad (2.27)$$

Для определения функции f_i используем граничное условие (2.II). По соотношению (2.I3) условие (2.II) принимает вид

$$\sum_{i=0}^{\infty} \psi_i(0, \tau) \Phi_i(\eta) = U(\tau) - u'(\eta, \tau). \quad (2.28)$$

Умножая это равенство на $\eta \Phi_i(\eta)$ и интегрируя по η от 0 до I, получим

$$\psi_i(0, \tau) = \int_0^1 (U - u') \Phi_i(\eta) \eta d\eta, \quad (2.29)$$

($i = 1, 2, \dots$).

Отметим, что $\psi_0(0, \tau) = 0$, так как

$$\int_0^1 u, \eta d\eta = 0. \quad (2.30)$$

Из соотношения (2.27) при $\xi = 0$ получится

$$f_i\left(\int_0^{\tau} U d\tau\right) = \psi_i(0, \tau) \exp\left(\frac{\lambda_i^2}{R_e} \tau\right). \quad (2.31)$$

Обозначаем

$$q(\tau) = \int_0^{\tau} U d\tau. \quad (2.32)$$

Предполагая, что обратная функция этой функции существует

$$\tau = Q(q) \quad (2.33)$$

соотношение (2.31) можно представить в виде

$$f_i(q) = \psi_i(0, Q(q)) \exp\left(\frac{\lambda_i^2}{R_e} Q(q)\right). \quad (2.34)$$

Из соотношения (2.27) теперь вытекает, что

$$\psi_i(\xi, \tau) = \psi_i\left[0, Q\left(\int_0^{\tau} U d\tau - \xi\right)\right] \exp\left\{\frac{\lambda_i^2}{R_e} \left[Q\left(\int_0^{\tau} U d\tau - \xi\right) - \tau\right]\right\}. \quad (2.35)$$

В итоге, учитывая соотношения (2.7), (2.I3), (2.22), (2.35), решение рассматриваемой задачи представляется в виде

$$u(\xi, \eta, \tau) = 2\sqrt{2} \sum_{i=1}^{\infty} \psi_i\left[0, Q\left(\int_0^{\tau} U d\tau - \xi\right)\right] \exp\left\{\frac{\lambda_i^2}{R_e} \left[Q\left(\int_0^{\tau} U d\tau - \xi\right) - \tau\right]\right\}.$$

$$\cdot \frac{1}{\lambda_i} \left[1 - \frac{J_0(\lambda_i \eta)}{J_0(\lambda_i)} \right] + u'(\eta, \tau). \quad (2.36)$$

Отметим, что до сих пор представленная методика решения задачи не новая и полностью совпадает с методикой решения задачи для входного участка трубы при колебательном течении жидкости, представленного в работе [1].

3. Решение для входного участка трубы при разгонном движении жидкости

Рассмотрим теперь разгонное течение жидкости из состояния покоя, когда перепад давления на трубе во время разгона жидкости остается постоянным во времени. Исследуем течение в начале движения при малых временах τ .

Асимптотическим разложением решения уравнения (1.19) является [7]

$$u'(\eta, \tau) = \tau \left\{ 1 - \frac{1}{\sqrt{\eta}} \left[(1 + 2\beta^2) \operatorname{erfc} \beta - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \beta \exp(-\beta^2) \right] \right\}. \quad (3.1)$$

Здесь принято, что

$$w = \sqrt{\frac{\partial p}{\partial x} \cdot \frac{R}{\rho}} \quad (3.2)$$

и введено обозначение

$$\beta = \frac{\sqrt{R_e}(1-\eta)}{2\sqrt{\tau}}. \quad (3.3)$$

Соответствующая средняя скорость имеет вид [8]

$$U = \tau - \frac{8}{3\sqrt{\pi} \cdot \sqrt{R_e}} \cdot \tau^{\frac{3}{2}} + \frac{1}{2R_e} \tau^2. \quad (3.4)$$

По соотношению (2.32) имеем

$$g(\tau) = \frac{1}{2} \tau^2 - \frac{16}{15\sqrt{\pi} \cdot \sqrt{R_e}} \cdot \tau^{\frac{5}{2}} + \frac{1}{6R_e} \tau^3. \quad (3.5)$$

Обратная функция функции (3.5) может быть представлена в виде

$$\tau = \sqrt{2} g^{\frac{1}{2}} + \frac{16\sqrt{8}}{15\sqrt{\pi} \cdot \sqrt{R_e}} \cdot g^{\frac{3}{4}} + \left(\frac{1024}{225\pi} - \frac{1}{3} \right) \frac{1}{R_e} g. \quad (3.6)$$

Соответственно функция (2.33) имеет вид

$$Q(g) = a_1 g^{\frac{1}{2}} + a_2 g^{\frac{3}{4}} + a_3 g, \quad (3.7)$$

где

$$a_1 = \sqrt{2}, \quad a_2 = \frac{16\sqrt{8}}{15\sqrt{\pi} \cdot \sqrt{R_e}}, \quad a_3 = \left(\frac{1024}{225\pi} - \frac{1}{3} \right) \frac{1}{R_e}. \quad (3.8)$$

Следовательно, имеем

$$Q[q(\tau) - \xi] = a_1[q(\tau) - \xi]^{\frac{1}{2}} + a_2[q(\tau) - \xi]^{\frac{3}{4}} + a_3[q(\tau) - \xi], \quad (3.9)$$

где $q(\tau)$ задана по формуле (3.5).

По соотношениям (2.22), (2.29), (3.1), (3.4) получим

$$\begin{aligned} \psi_i(0, \tau) = \frac{2\sqrt{2}}{\lambda_i} \int_0^1 \left\{ -\frac{8}{3\sqrt{\pi} \sqrt{R_e}} \tau^{\frac{3}{2}} + \frac{1}{2R_e} \tau^2 + \frac{\tau}{\sqrt{\eta}} [(1+2\beta^2) \operatorname{erfc} \beta - \right. \\ \left. - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \beta \exp(-\beta^2)] \right\} \left[1 - \frac{J_0(\lambda_i \eta)}{J_0(\lambda_i)} \right] \eta d\eta. \end{aligned} \quad (3.10)$$

Используя соотношение (2.35), имеем

$$\begin{aligned} \psi_i(\xi, \tau) = \frac{2\sqrt{2}}{\lambda_i} \exp\left\{ \frac{\lambda_i^2}{R_e} [Q(q(\tau) - \xi) - \tau] \right\} \cdot \int_0^1 \left\{ -\frac{8}{3\sqrt{\pi} \sqrt{R_e}} [Q(q(\tau) - \xi)]^{\frac{3}{2}} + \right. \\ \left. + \frac{1}{2R_e} [Q(q(\tau) - \xi)]^2 + \frac{Q(q(\tau) - \xi)}{\sqrt{\eta}} [(1+2\beta^2) \operatorname{erfc} \beta - \right. \\ \left. - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \beta \exp(-\beta^2)] \right\} \cdot \left[1 - \frac{J_0(\lambda_i \eta)}{J_0(\lambda_i)} \right] \eta d\eta. \end{aligned} \quad (3.11)$$

Здесь теперь

$$\beta = \frac{\sqrt{R_e} \cdot (1 - \eta)}{\sqrt{Q[q(\tau) - \xi]}}. \quad (3.12)$$

В итоге окончательное решение имеет вид

$$u(\xi, \eta, \tau) = \sum_{i=1}^{\infty} \psi_i(\xi, \tau) \Phi_i(\eta) + u'(\eta, \tau), \quad (3.13)$$

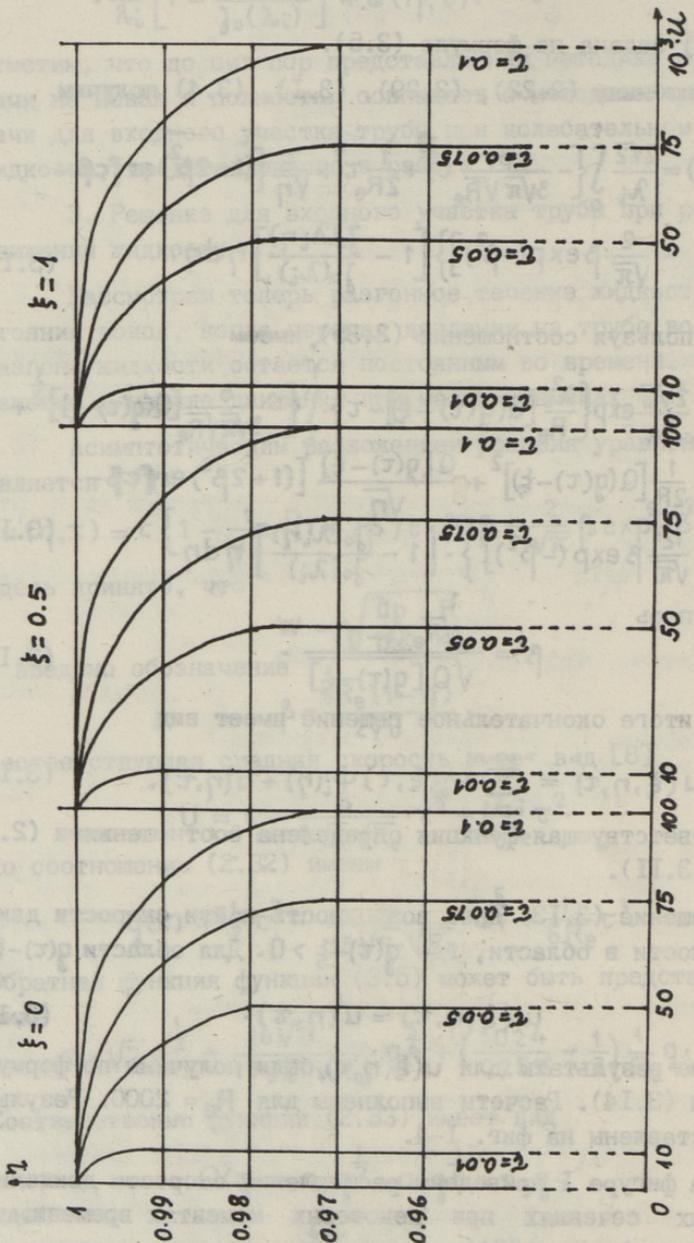
где соответствующая функция определена соотношениями (2.22), (3.1), (3.11).

Решение (3.13) дает возможность найти скорости движения жидкости в области, где $q(\tau) - \xi > 0$. Для области $q(\tau) - \xi < 0$ имеем

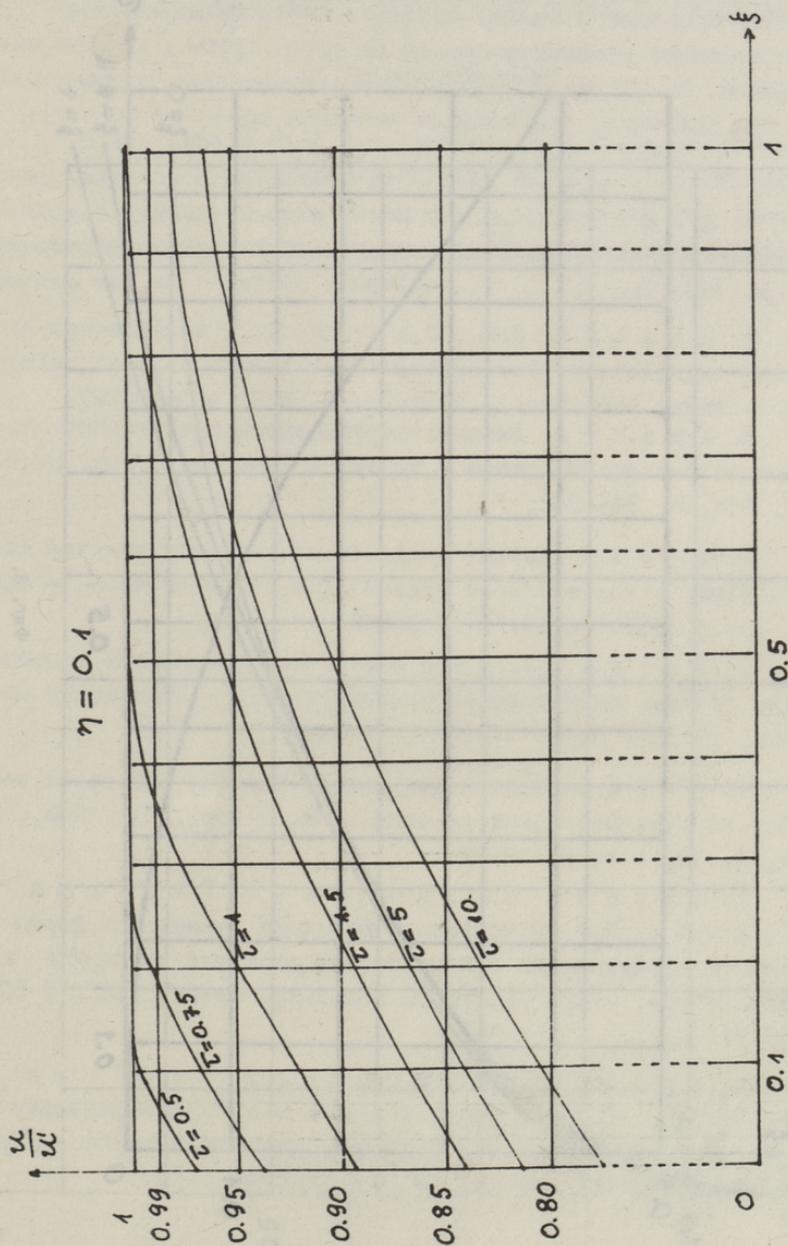
$$u(\xi, \eta, \tau) = u'(\eta, \tau). \quad (3.14)$$

Численные результаты для $u(\xi, \eta, \tau)$ были получены по формулам (3.13) и (3.14). Расчеты выполнены для $R_e = 2000$. Результаты представлены на фиг. I-4.

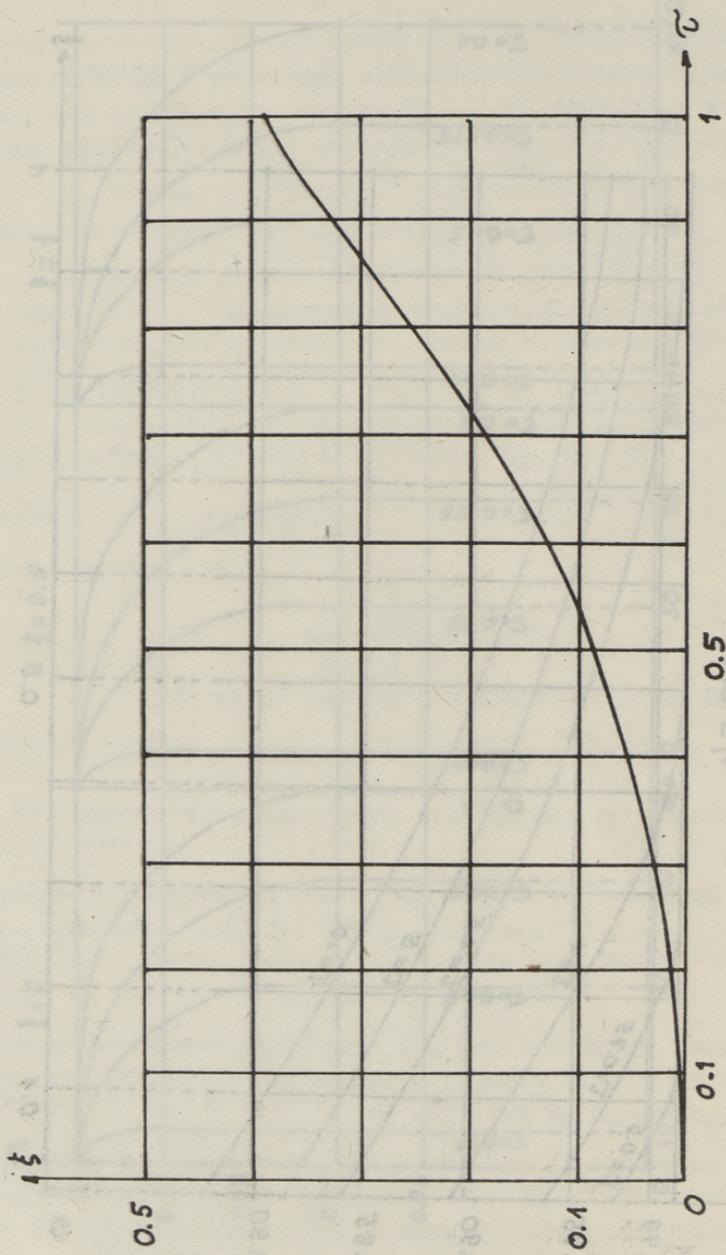
На фигуре I приведены расщепления скорости движения в различных сечениях при некоторых моментах времени. На фигуре 2 представлены изменения относительной скорости движения в зависимости от расстояния от концов трубы и времени. На фигуре 3 показаны изменения длины входного участка трубы



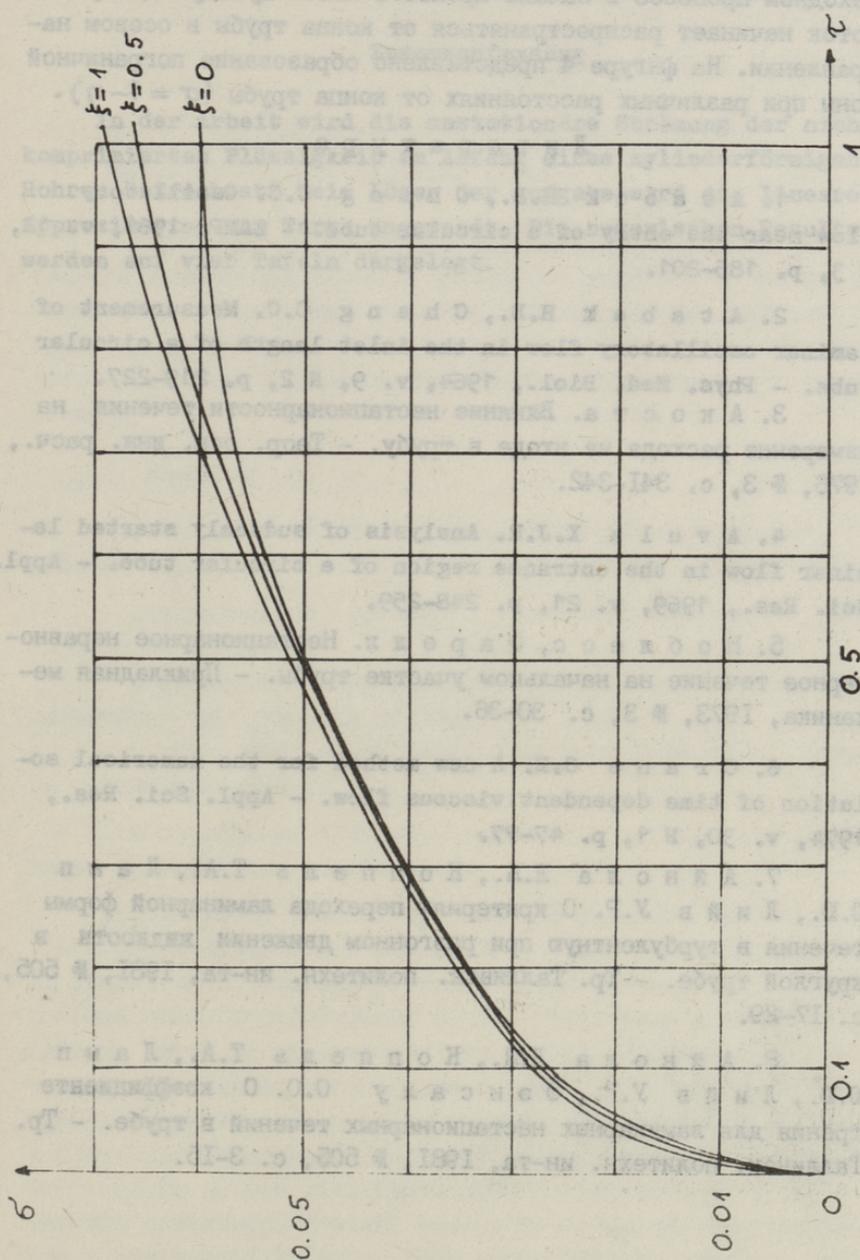
Фиг. 1.



Фиг. 2.



Фиг. 3.



Фиг. 4.

в зависимости от времени. Видно, что входной участок в переходном процессе в начале процесса имеет нулевую длину и поток начинает распространяться от конца трубы в осевом направлении. На фигуре 4 представлено образование пограничной зоны при различных расстояниях от конца трубы ($\sigma = 1 - \eta$).

Л и т е р а т у р а

1. A t a b e k H.B., C h a n g C.C. Oscillatory flow near the entry of a circular tube. - ZAMP, 1961, v. 12, N 3, p. 185-201.
2. A t a b e k H.B., C h a n g C.C. Measurement of laminar oscillatory flow in the inlet length of a circular tube. - Phys. Med. Biol., 1964, v. 9, N 2, p. 219-227.
3. А к о с т а. Влияние нестационарности течения на измерение расхода на входе в трубу. - Теор. осн. инж. расч., 1976, № 3, с. 341-342.
4. A v u l a X.J.R. Analysis of suddenly started laminar flow in the entrance region of a circular tube. - Appl. Sci. Res., 1969, v. 21, p. 248-259.
5. Н о б л е с с, Ф а р е л л. Нестационарное неравномерное течение на начальном участке трубы. - Прикладная механика, 1973, № 3, с. 30-36.
6. С г а н е С.М. A new method for the numerical solution of time dependent viscous flow. - Appl. Sci. Res., 1974, v. 30, N 1, p. 47-77.
7. А й н о л а Л.Я., К о п п е л ь Т.А., Л а м п Ю.Ю., Л и й в У.Р. О критериях перехода ламинарной формы течения в турбулентную при разгонном движении жидкости в круглой трубе. - Тр. Таллинск. политехн. ин-та, 1981, № 505, с. 17-29.
8. А й н о л а Л.Я., К о п п е л ь Т.А., Л а м п Ю.Ю., Л и й в У.Р., Э н с а л у О.О. О коэффициенте трения для ламинарных нестационарных течений в трубе. - Тр. Таллинск. политехн. ин-та, 1981, № 505, с. 3-15.

Entwicklung der Strömung beim Eingang eines runden
Rohres bei beschleunigtem Lauf einer Flüssigkeit

Zusammenfassung

In der Arbeit wird die unstationäre Strömung der nicht-komprimierten Flüssigkeit am Anfang eines zylinderförmigen Rohres betrachtet. Beim Lösen der Aufgabe wird die lineare Approximation von Targa angewandt. Die numerischen Resultate werden auf vier Tafeln dargelegt.

ПРОЦЕСС ТУРБУЛИЗАЦИИ ПОТОКА ПРИ УСКОРЕНИИ
ЖИДКОСТИ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ТРУБЕ

В настоящей работе исследован процесс турбулизации разгонного течения жидкости из состояния покоя после потери устойчивости в пристенной области. Анализ размера вихревых структур сделан на основе одновременного измерения касательного напряжения на стенке трубы и локальной скорости внутри течения.

I. Введение

Разгон жидкости из состояния покоя рассматривается в работах [1, 2, 3, 4]. Процесс можно разделить на три части:

- потенциальное течение с развитием ламинарного пограничного слоя;
- возникновение турбулентности в пристенной области и дальнейшая турбулизация потока;
- турбулентная часть нестационарного течения до выхода на стационарный режим.

Две последние части из-за сложности механизма турбулентности недостаточно исследованы.

Турбулизация течения при разгоне жидкости из состояния покоя рассматривается в работах [2, 3]. В этих исследованиях указывается, что турбулизация потока начинается в пристенной области при больших числах Рейнольдса и распространяется через поперечное сечение потока. Универсальность влияния нестационарности на внутреннюю структуру потока и турбулизация течения рассматриваются в работах [5, 6]. Здесь исследованы переходные турбулентные процессы ($Re_1 < Re_2$ и $Re_1 > Re_2$). На основе этих работ можно заключить, что ускорение или замедление течения влияет на генерацию турбулентности в пристенной области. Хотя режим течения является тур-

булентным, в определенный момент после приложения нестационарности на течение происходит генерация новой турбулентности. Интересно отметить одинаковый характер генерации новой турбулентности при ускорении и замедлении потока, описываемый в работе [5]. Там же указывается на важность когерентных структур в распространении новой и первоначальной турбулентности.

Настоящим исследованием была поставлена цель выявить процесс турбулизации течения после потери устойчивости в пристенной области, оценить с одновременным измерением касательных напряжений на стенке τ_0 и локальной скорости течения в осевом направлении u и размеры вихревых структур во времени и по радиусу трубы.

2. Опытная установка и методика проведения экспериментов

Эксперименты были проведены в лаборатории гидравлики Таллинского политехнического института на опытной установке нестационарных процессов. Установка описана в работе [1]. Дополнительно была изготовлена специальная измерительная секция, позволяющая устанавливать два датчика одновременно в одно поперечное сечение трубы по радиусу. Выполнена секция из нержавеющей стали, внутренний диаметр 60 мм и длина 525 мм. Секция находится от входного сечения трубы на расстоянии 153 диаметров. Представлена секция на фиг. 1, где 1 - датчик локальной скорости; 2 - датчик касательного напряжения на стенке и 3 - держатель датчика касательного напряжения. Держатель датчика локальной скорости дает возможность перемещать датчик через радиус трубы.

Локальная скорость u и касательное напряжение τ_0 измерялись термоанемометрической аппаратурой фирмы "ДИСА". Датчиком локальной скорости был конический датчик типа 55R42. Расположение датчика относительно вертикали было под углом 100° , это позволяет получить минимальное расстояние между датчиками τ_0 и u . Тарировка датчика скорости u проводилась при стационарном течении жидкости на оси трубы. Скорость определялась трубкой Пито. Влияние изменения направления датчика на тарировку скорости исследовано в работе [7].

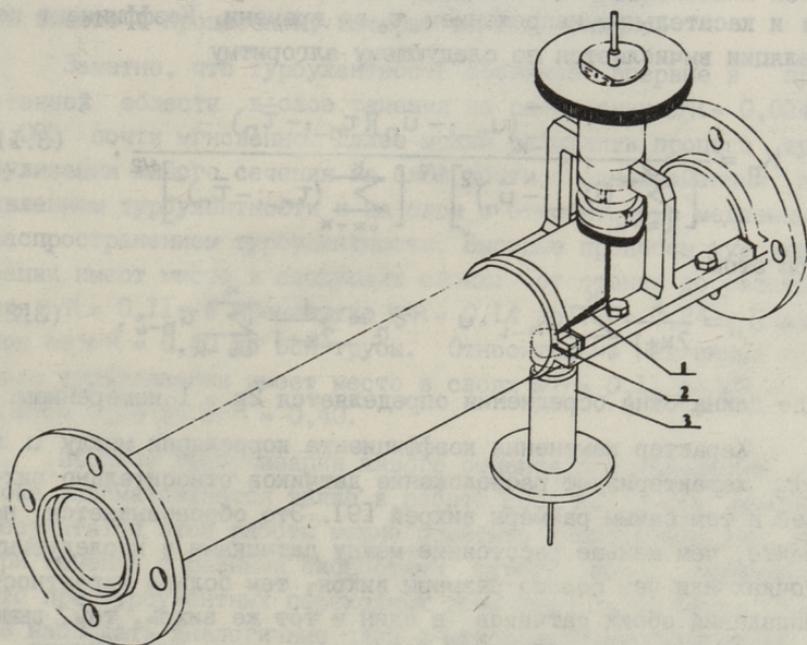
$$\frac{u(\theta)}{u_{\text{реальный}}} = (\sin^2 \theta + 0,17 \cos^2 \theta)^{1/2}, \quad (2.1)$$

где θ - угол датчика относительно вертикали.

Влияние изменения направления датчика относительно вектора скорости в осевом направлении на тарировку в нашем случае получается 1,26 %. Такая маленькая ошибка дает уверенность провести тарировку под углом относительно направления и провести дальнейшие измерения в таком же положении датчика.

Касательное напряжение трения на стенке τ_0 измерялось датчиком типа 55R46. Основы измерения τ_0 приведены в [1]. Тарировка датчика проводилась в стационарном течении по перепаду давления.

Самое минимальное расстояние между датчиками было 0,5 мм, при меньшем расстоянии начинается взаимное влияние тепловых полей датчиков.



Фиг. 1. Измерительная секция.

Начальное давление в гидравлической системе было 156,96 кПа. Давление фиксировалось тензометрическим датчи-

ком типа ЛХ-415. При открытии быстродействующего затвора в конце трубы создается разгон жидкости из состояния покоя. На каждом фиксированном положении датчика скорости опыты были проведены по 3 раза.

Запись опытных данных проводилась на системе X - 2 [8], частота записи по каждому каналу 1,56 кГц. Продолжительность записи опытов - 2,5 секунды.

3. Обработка данных

Обработка измерительных данных проводилась на ЭВМ ЕС-1022. Все реализации измерения были нарисованы при помощи графопостроителя, откуда определялись моменты возникновения турбулентности в определенных точках по радиусу.

Поведение вихревых структур в процессе оценивалось по изменению коэффициента корреляции между локальной скоростью u и касательным напряжением τ_0 во времени. Коэффициент корреляции вычисляется по следующему алгоритму

$$K_n = \frac{\sum_{i=-k}^k (u_{n-i} - \bar{u}_n)(\tau_{n-i} - \bar{\tau}_n)}{\left[\sum_{i=-k}^k (u_{n-i} - \bar{u}_n)^2 \right]^{1/2} \left[\sum_{i=-k}^k (\tau_{n-i} - \bar{\tau}_n)^2 \right]^{1/2}}. \quad (3.1)$$

При этом

$$\bar{u}_n = \frac{1}{2k+1} \sum_{i=-k}^k u_{n-i} \quad \text{и} \quad \bar{\tau}_n = \frac{1}{2k+1} \sum_{i=-k}^k \tau_{n-i}, \quad (3.2)$$

где длина окна осреднения определяется $2k + 1$ измерением.

Характер изменения коэффициента корреляции между u и τ_0 характеризует расположение датчиков относительно вихрей и тем самым размеры вихрей [9]. Это обосновывается на факте, чем меньше расстояние между датчиками в исследуемых точках или чем больше размеры вихря, тем больше вероятность попадания обоих датчиков в один и тот же вихрь, тем выше, следовательно, коэффициент корреляции между пульсациями скорости и касательного напряжения. Если расстояние между датчиками больше размера самых крупных вихрей, то коэффициент корреляции равен нулю или даже принимает отрицательное значение, когда один из датчиков попадает в область возвратного течения.

4. Анализ результатов экспериментального исследования

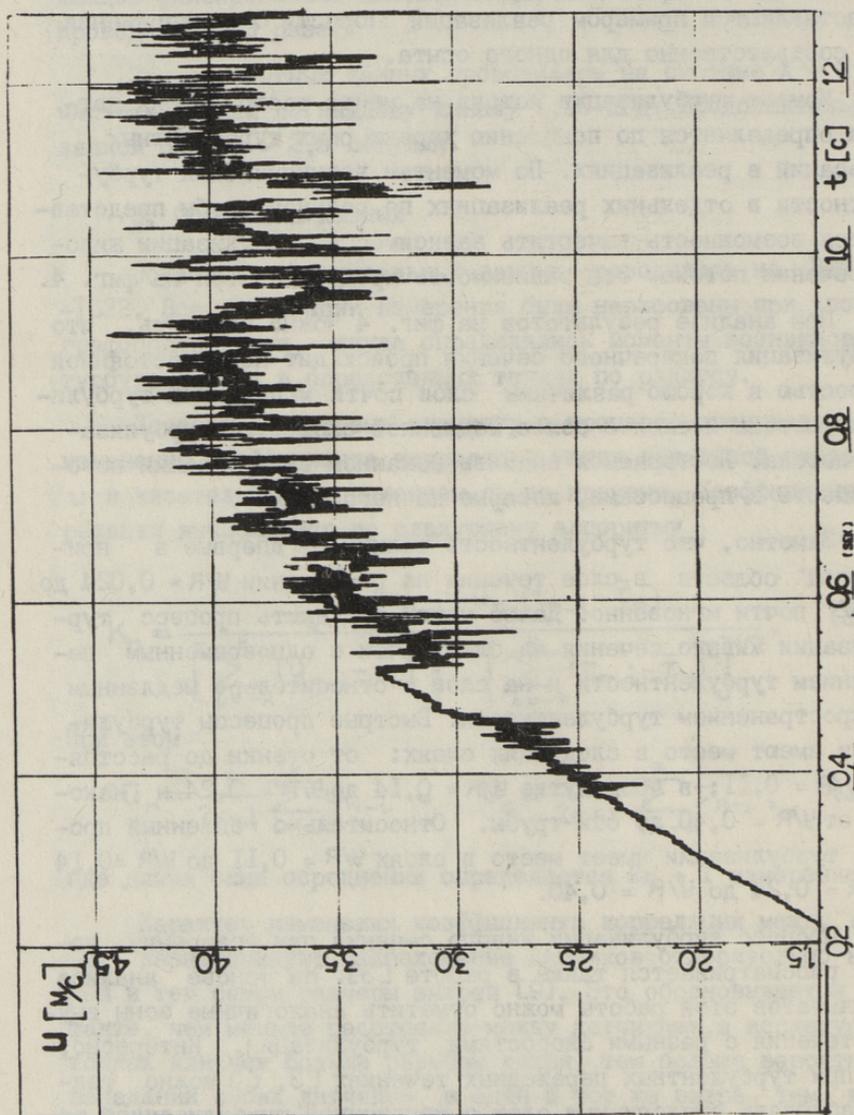
Результаты измерения после обработки на ЭВМ ЕС-1022 были начерчены при помощи графопостроителя. На фиг. 2 и 3 представляются примером реализаций скорости u и напряжения τ_0 соответственно для одного опыта.

Момент турбулизации потока на месте расположения датчика определяется по появлению характерных турбулентных пульсаций в реализациях. По моментам возникновения турбулентности в отдельных реализациях по радиусу трубы представляется возможность вычертить зависимость турбулизации живого сечения потока. Эта зависимость представляется на фиг. 4.

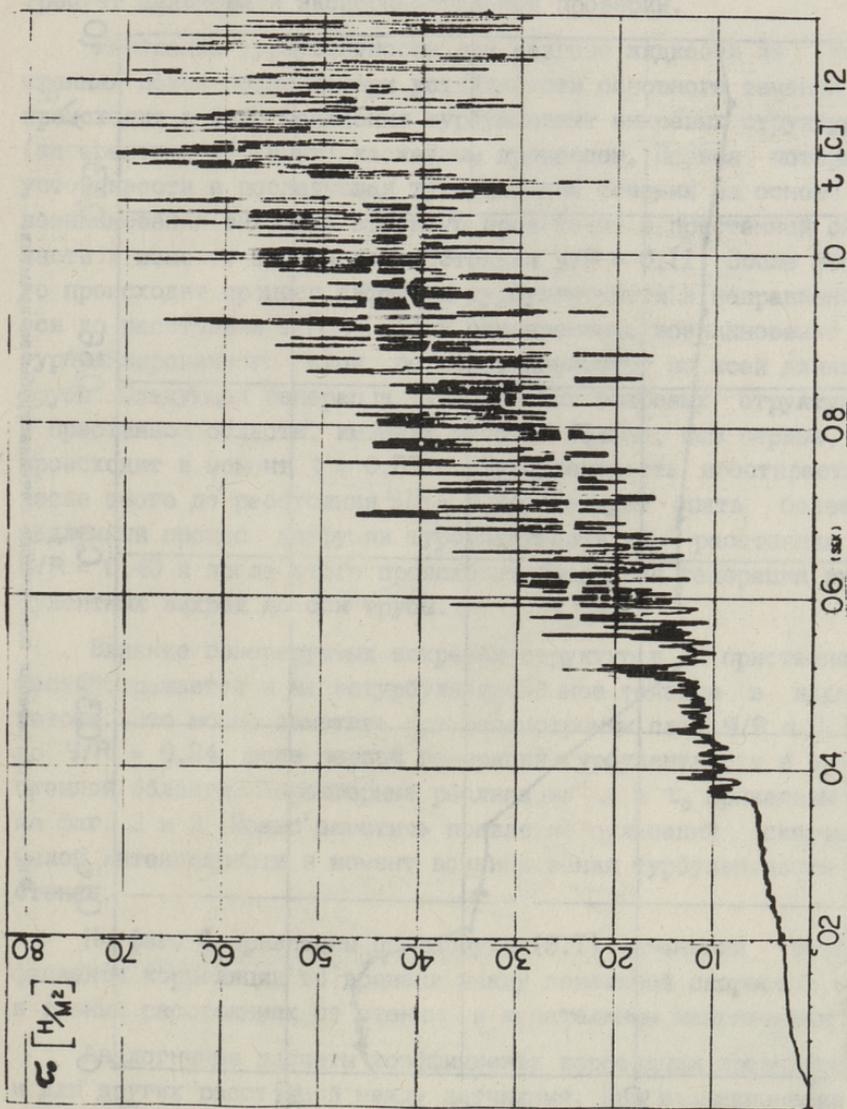
При анализе результатов на фиг. 4 можно заметить, что турбулизация поперечного сечения происходит не с постоянной скоростью и хорошо различимы слои почти мгновенной турбулизации потока и слой с более медленной скоростью турбулизации потока. Постараемся выявить механизм турбулизации потока вместе с процессами, которые на него влияют.

Заметно, что турбулентность возникает впервые в пристенной области в слое течения на расстоянии $y/R = 0,024$ до $0,082$ почти мгновенно. Далее можем разделить процесс турбулизации живого сечения на слои почти с одновременным появлением турбулентности и на слои с относительно медленным распространением турбулентности. Быстрые процессы турбулизации имеют место в следующих слоях: от стенки до расстояния $y/R = 0,11$; в промежутке $y/R = 0,14$ до $y/R = 0,24$ и наконец от $y/R = 0,40$ до оси трубы. Относительно медленный процесс турбулизации имеет место в слоях $y/R = 0,11$ до $y/R = 0,14$ и $y/R = 0,24$ до $y/R = 0,40$.

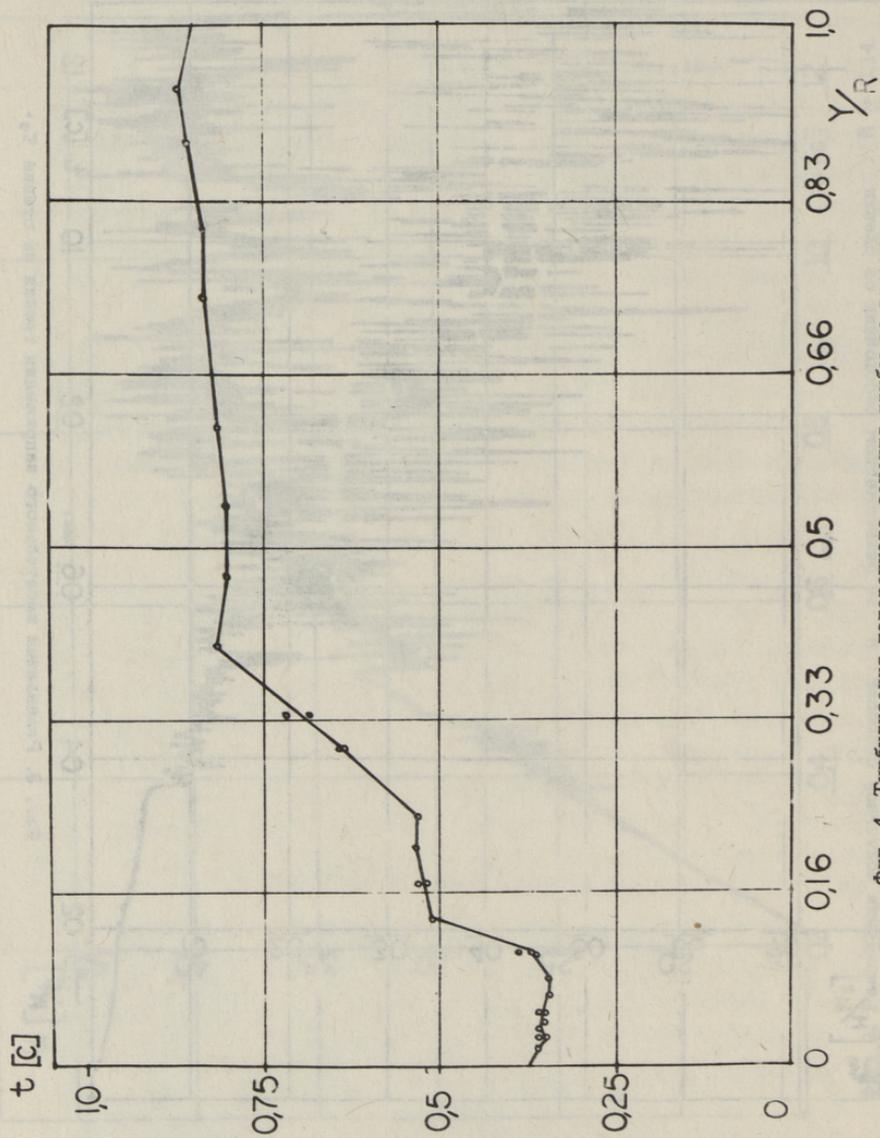
Процесс турбулизации живого сечения при ускорении потока рассматривается также в работе [3]. На основе анализа результатов этой работы можно отметить аналогичные зоны внутри течения с разными скоростями турбулизации. Интересно, что при турбулентных переходных течениях [3, 6] можно также наблюдать аналогичные слои с мгновенной турбулизацией течения. В этих работах результаты обработаны методом ансамбля и четкость появления турбулентности может быть нарушена. В работе [5] рассматриваются относительно медленные процессы перехода, и появление слоев с разными скоростями турбулизации потока не отмечается.



Фиг. 2. Реализация локальной скорости u на безразмерном расстоянии от стенки $y/R = 0,14$.



Фиг. 3. Реализация касательного напряжения трения на стенке τ_0 .



Фиг. 4. Турбулизация поперечного сечения трубы во времени.

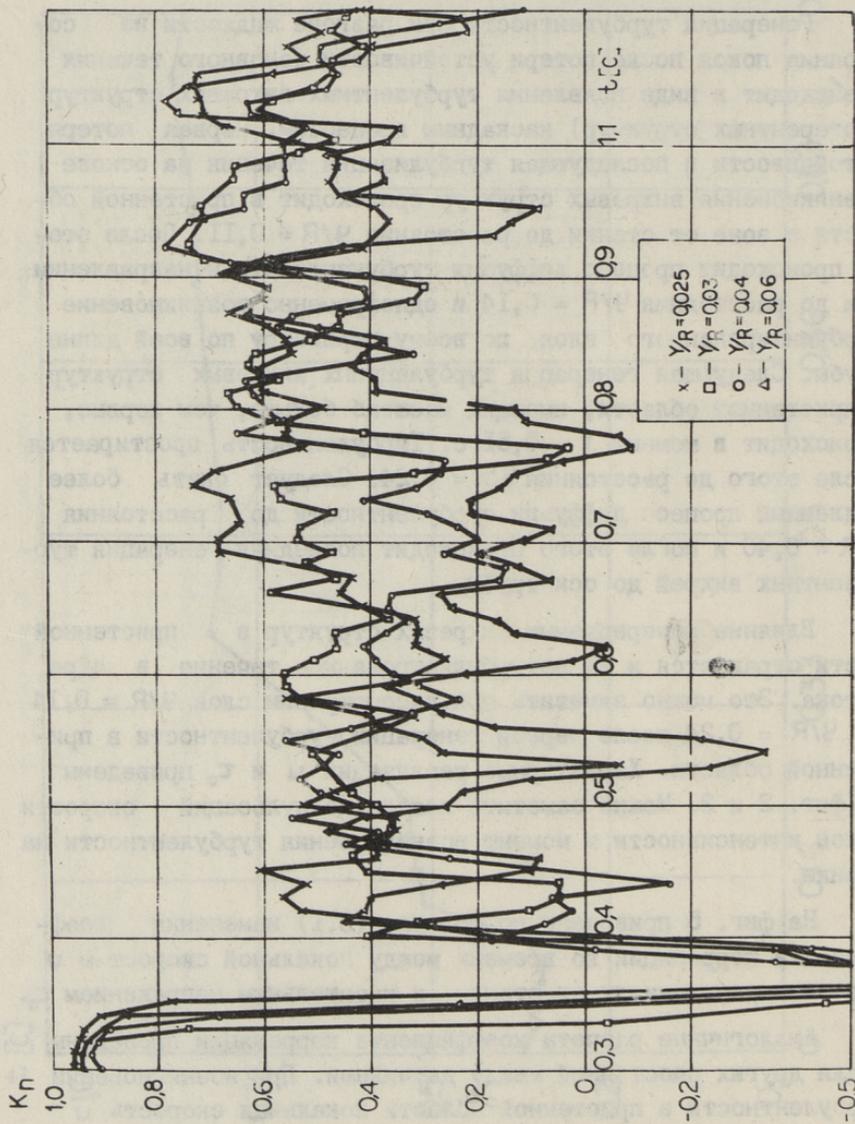
На основе данного исследования можно представить следующую гипотезу о процессе турбулизации поперечного сечения трубы, которая объясняет приведенные результаты, однако это требует дальнейшей экспериментальной проверки.

Генерация турбулентности при разгоне жидкости из состояния покоя после потери устойчивости основного течения происходит в виде появления турбулентных вихревых структур (когерентных структур) каскадным процессом. Первая потеря устойчивости и последующая турбулизация течения на основе возникновения вихревых структур происходит в пристенной области в зоне от стенки до расстояния $y/R = 0,11$. После этого происходит процесс диффузии турбулентности в направлении оси до расстояния $y/R = 0,14$ и одновременно возникновение турбулизированного слоя по всему периметру по всей длине трубы. Следующая генерация турбулентных вихревых структур в пристенной области, имеющих масштаб больше, чем первые, происходит в момент $t = 0,51$ с. Турбулентность простирается после этого до расстояния $y/R = 0,24$. Следует опять более медленный процесс диффузии турбулентности до расстояния $y/R = 0,40$ и после этого происходит последняя генерация турбулентных вихрей до оси трубы.

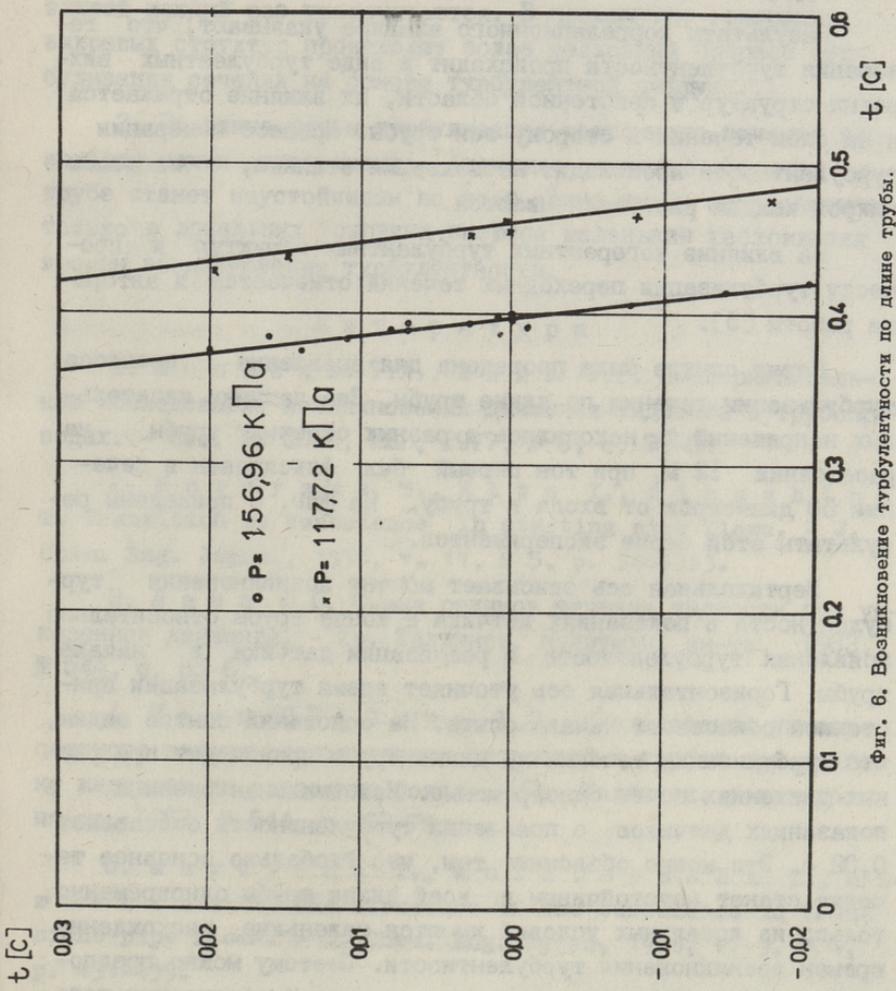
Влияние генерируемых вихревых структур в пристенной части отражается и на нетурбулизированное течение в ядре потока. Это можно заметить при рассмотрении слоя $y/R = 0,14$ до $y/R = 0,24$ после первой генерации турбулентности в пристенной области. Характерные реализации u и τ_0 приведены на фиг. 2 и 3. Можно заметить появление пульсаций скорости малой интенсивности в момент возникновения турбулентности на стенке.

На фиг. 5 приведены по формуле (3.1) изменения коэффициента корреляции во времени между локальной скоростью u в разных расстояниях от стенки и касательным напряжением τ_0 .

Аналогичные расчеты коэффициента корреляции проведены и для других расстояний между датчиками. При возникновении турбулентности в пристенной области локальная скорость u резко уменьшается, а τ_0 увеличивается [10, 11]. Этот факт еще раз подтверждался в данном исследовании. Коэффициент корреляции при турбулизации пристенной области станет отрицательным, указывая на противоположное направление течения



Фиг. 5. Изменение коэффициента корреляции во времени на различных расстояниях от стенки.



Фиг. 6. Возникновение турбулентности по длине трубы.

в местах расположения датчиков u и τ_0 . Дальнейшие процессы генерации турбулентности влияют также на коэффициент корреляции в пристенной области (на фиг. 5 уменьшение коэффициента во время турбулизации слоя от $Y/R = 0,14$ до $Y/R = 0,24$, $t = 0,54$ с). Имеется влияние процессов в пристенной области и в наружу этой зоны, в сторону оси трубы.

Результаты корреляционного анализа указывают, что генерация турбулентности происходит в виде турбулентных вихревых структур в пристенной области, их влияние отражается и на слои течения в сторону оси трубы. Процесс генерации турбулентности происходит несколькими этапами, масштабы вихрей каждый раз увеличиваются.

На влияние когерентных турбулентных структур к процессу турбулизации переходных течений отмечается и авторами работы [5].

Серия опытов была проведена для выявления процесса турбулизации течения по длине трубы. Два датчика касательных напряжений τ_0 находились в разных сечениях трубы на расстоянии 12 м, при том первый был фиксирован в сечении 50 диаметров от входа в трубу. На фиг. 6 приведены результаты этой серии экспериментов.

Вертикальная ось описывает момент возникновения турбулентности в показаниях датчика в конце трубы относительно появления турбулентности в реализации датчика в начале трубы. Горизонтальная ось уточняет время турбулизации пристенной области от начала опыта. На основании опытов видим, что турбулизация течения по длине трубы происходит при разных давлениях почти одновременно. Максимальная разница в показаниях датчиков о появлении турбулентности составляет 0,02 с. Это можно объяснить тем, что глобально основное течение станет неустойчивым по всей длине трубы одновременно, только из локальных условий имеются маленькие расхождения времен возникновения турбулентности. Поэтому можно предполагать, что в быстрых разгнанных течениях турбулизация потока начинается одновременно по всей длине трубы в виде генерации турбулентных вихревых структур по периметру сечений.

В ы в о д ы

1. Процесс турбулизации разгонного течения в цилиндрической трубе происходит в виде генерации турбулентных вихревых структур в пристенной области после потери устойчивости основного течения несколькими этапами. Масштабы вихрей каждый раз увеличиваются. В промежутке генерации вихревых структур происходит более медленный процесс турбулизации течения на основе турбулентной диффузии.

2. По длине трубы турбулизация разгонного течения происходит почти одновременно. Основное течение жидкости в трубе станет неустойчивым по всей длине трубы одновременно, только в локальных условиях имеются маленькие расхождения времен возникновения турбулентности.

Л и т е р а т у р а

1. К о п п е л ь Т.А., Л и й в У.Р. Экспериментальное исследование возникновения движения жидкости в трубопроводах. - Изв. АН СССР, МЖГ, 1977, № 6, с. 79-85.

2. М а г у я м а Т., К а т о У., М и з у ш и н а Т. Transition to turbulence in starting pipe flows. - J. Chem. Eng. Japan., 1978, v. 11, N 5, p. 346-353.

3. Л а м п Ю.Ю. Смена режимов течения жидкости при ускоренном движении. - Тр. Таллинск. политехн. ин-та, 1983, № 544, с. 63-67.

4. Л а м п Ю.Ю., Л и й в У.Р. Исследования универсального закона распределения скоростей в трубах при разгоне жидкости из состояния покоя. - Тр. Таллинск. политехн. ин-та, 1983, № 544, с. 69-76.

5. М а г у я м а Т., К у р и б а у а ш и Т., М и з у ш и н а Т. The structure of the turbulence in transient pipe flows. - J. Chem. Eng. Japan, 1976, v. 9, N 6, p. 431-439.

6. Л и й в У.Р. Экспериментальное исследование ускоренного переходного течения в трубах. - Изв. АН СССР, Водные ресурсы. 1981, № 3, с. 139-145.

7. В е р т р а н д Ж., С о у д е р с Ж. Hot-film probe calibration in liquids. - DISA Information, 1978,

8. A i n o l a L.J., K o r p e l T.A., L a m p J.J., L i i v U.R. Experimental data processing system for unsteady flow studies. - IAHR, XIX Congress, Sub. D(e), New-Delhi, India, 1981.

9. И б р а г и м о в М.Х., С у б б о т и н В.И., Б о б к о в В.П., С а б е л е в Г.И., Т а р а н о в Г.С. Структура турбулентного потока и механизм теплообмена в каналах. - Атомиздат, 1978.

10. А й н о л а Л.Я., К о п п е л ь Т.А., Л а м п Ю.Ю., Л и й в У.Р. Исследование локальных скоростей при разгонном движении жидкости из состояния покоя в трубе. - Тр. Таллинск. политехн. ин-та, 1979, № 472, с. 35-43.

11. Ф а л к о Р.Е. Изучение турбулентных течений комбинированным методом визуализации и термоанемометрии. - Теоретические основы инженерных расчетов, 1980, № 2, с.113-123.

E. Daniel, T. Koppel

The Turbulization of the Accelerated Pipe Flow

Summary

Experimental results of the accelerated pipe flow turbulization after the loss of stability of the main flow are presented. The turbulence is generated stepwise as vortex structures in the wall region of the pipe, almost simultaneously all along the pipe.

ИЗМЕРЕНИЕ РАСХОДА ЖИДКОСТЕЙ С НИЗКИМ ЗНАЧЕНИЕМ
УДЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ МЕТОДОМ

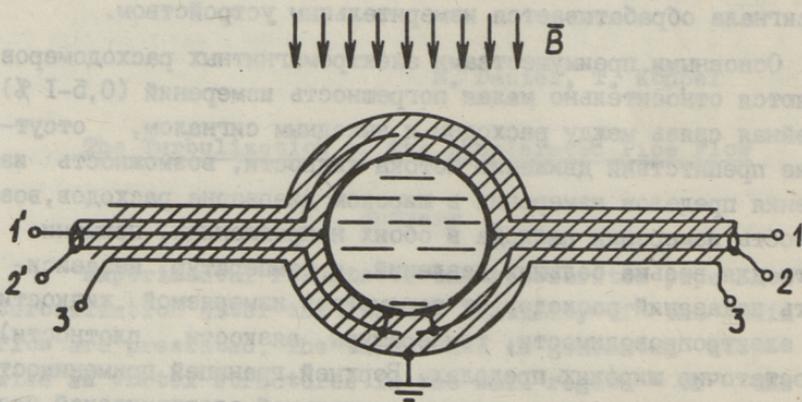
Как известно, электромагнитный метод измерения расхода жидкостей основан на измерении напряжения, индуцированного движущейся между измерительными электродами в магнитном поле жидкостью. Конструктивно электромагнитный преобразователь расхода (датчик) представляет собой помещенный между полюсами электромагнита отрезок круглой трубы с фланцами и с изоляционной футеровкой. На внутреннюю поверхность узла трубы преобразователя расхода помещены измерительные электроды. Электромагнит питается синусоидальным током. Генерируемое между измерительными электродами напряжение полезного сигнала обрабатывается измерительным устройством.

Основными преимуществами электромагнитных расходомеров являются относительно малая погрешность измерений (0,5–1 %), линейная связь между расходом и выходным сигналом, отсутствие препятствий движению потока жидкости, возможность изменения пределов измерения в широком диапазоне расходов, возможность измерения расхода в обоих направлениях, применимость для весьма больших давлений и температур, независимость показаний расходов от параметров измеряемой жидкости (от электропроводимости, температуры, вязкости, плотности) в достаточно широких пределах. Верхней границей применимости электромагнитных расходомеров по удельной электрической проводимости измеряемой жидкости для промышленных расходомеров считается величина, равная 10^{-6} См/м [1].

Однако потенциальное электрическое поле в первичном электромагнитном преобразователе расхода генерируется независимо от электрических параметров измеряемой жидкости. Вследствие эффекта поляризации и уменьшения внутренней проводимо-

сти преобразователя расхода измерение полезного сигнала затрудняется, что соответственно выражается в ухудшении метрологических характеристик прибора. При низких значениях электропроводности измеряемой жидкости (менее 10^{-6} См/м) влияние поляризации измеряемой жидкости отражается в фазовом сдвиге и в уменьшении амплитуды полезного сигнала, что требует соответствующей коррекции при обработке полезного сигнала [2].

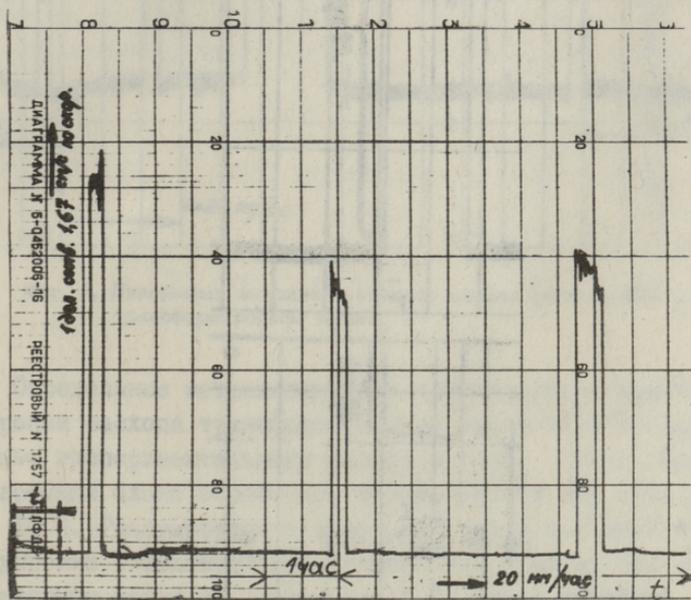
При измерении расхода жидкостей с низкими значениями удельной электрической проводимости целесообразно применение поверхностных измерительных электродов с целью увеличения внутренней проводимости преобразователя расхода. Также требуется эквипотенциальное экранирование измерительных электродов. Это существенно усложняет конструкцию и технологию изготовления преобразователя расхода по сравнению с классическим. Схематическое изображение поперечного сечения электромагнитного преобразователя расхода широкого диапазона удельной электрической проводимости измеряемой жидкости представлено на фиг. 1, где 1, 1' - измерительные электроды; 2, 2' - эквипотенциальные экраны; 3 - внешний экран.



Фиг. 1. Схематическое изображение поперечного сечения преобразователя расхода.

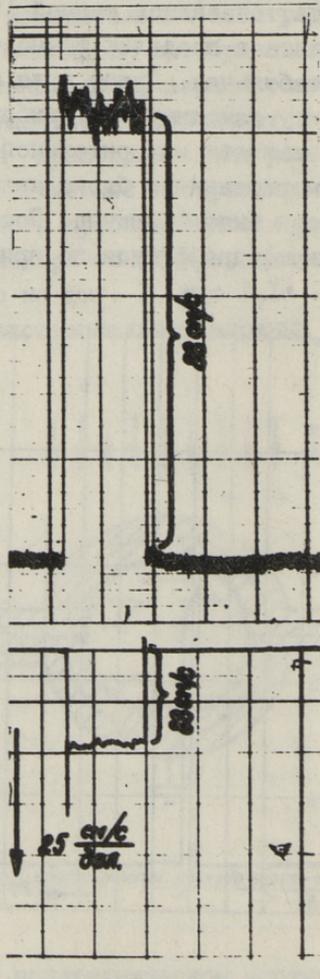
В Таллинском политехническом институте создан и испытан макет электромагнитного расходомера широкого диапазона электрической проводимости измеряемой жидкости. Эксперимен-

тальные исследования макета расходомера с целью определения его метрологических характеристик были проведены на двух крайних в смысле электрической проводимости жидкостях - на водопроводной воде и на трансформаторном масле. Порядок величины удельной электрической проводимости трансформаторного масла по данным литературы - 10^{-11} См/м [3]. При градуировке макета на водопроводной воде в качестве образцового прибора был использован серийный расходомер ИР-5И. Чувствительность макета, определенная по показанию ИР-5И и по показанию предварительно откалиброванного по напряжению измерительного блока макета, оказалась равной 190 мкВ/м/с. Градуировочная кривая макета в пределах точности ИР-5И была линейная и во времени стабильная. Дрейф нуля макета был записан на диаграммную ленту самопишущего прибора КСП2-016 при максимальной чувствительности измерительного блока макета. Постоянная времени измерительного блока макета при испытаниях на водопроводной воде была 6 секунд. После прогрева макета (в течение 30 минут) дрейф нуля по приведенной ко вхо-



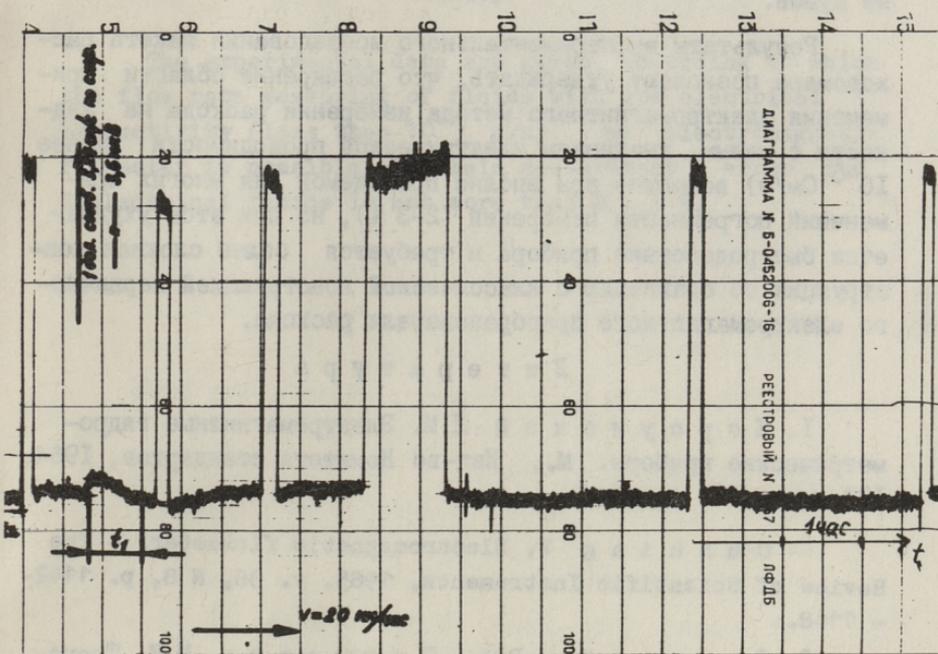
Фиг. 2. Диаграмма выходного сигнала макета расходомера на водопроводной воде.

ду средней скорости движения измеряемого потока воды в течение 8 часов работы макета не превысил ± 13 мм/с. Фотография диаграммы дрейфа нуля расходомера представлена на фиг. 2. Примерно через каждые 3 часа был включен расход, чтобы наблюдать за изменением уровня нуля макета расходомера до и после включения расхода. Отсутствие постоянства показаний макета расходомера во время измерения расхода объясняется нестабильностью потока воды, сравнение диаграмм выходных сигналов испытываемого макета и образцового расходомера приведено на фиг. 3. Верхняя диаграмма



Фиг. 3. Сравнение диаграмм выходных сигналов макета и образцового расходомера на водопроводной воде.

представляет собой сигнал испытываемого макета и нижняя — образцового прибора. Как видно из фиг. 3, временные зависимости показаний испытываемого макета и образцового прибора представляют собой зеркальные изображения (в разных масштабах) одной и той же кривой расхода, что и позволило сделать вывод о нестабильности потока измеряемой воды (из-за колебаний давления в городском водопроводе).



Фиг. 4. Диаграмма выходного сигнала макета расходомера на трансформаторном масле.

Определение метрологических характеристик макета при измерении расхода трансформаторного масла было проведено с помощью экспериментального расходомерного стенда. Постоянная времени блока обработки сигнала макета при этом равнялась 10 с. Градуировочная кривая макета в пределах точности градуировки (относительная погрешность градуировки на трансформаторном масле не превысила $\pm 3\%$) была линейная и во времени стабильная. Фотография выходного сигнала макета расходомера при измерении расхода трансформаторного масла представлена на фиг. 4. После прогрева макета в течение 40 ми-

нут приведенный ко входу прибора дрейф нуля по скорости в течение 10 часов не превысил ± 50 мм/с. Периодически включался расход для наблюдения за изменением уровня нуля макета до и после включения расхода. Отсутствие постоянства показаний макета во время расхода объясняется нестабильностью потока трансформаторного масла в экспериментальном стенде и частично дисперсией оценки величины сигнала на фоне шумов.

Результаты экспериментального исследования макета расходомера позволяют утверждать, что расширение области применения электромагнитного метода измерения расхода на жидкости с малым значением электрической проводимости (менее 10^{-6} См/м) возможно при вполне приемлемой для многих применений погрешности измерений (2-3 %), но при этом ухудшается быстродействие прибора и требуется более сложная конструкция по сравнению с классической конструкцией первичного электромагнитного преобразователя расхода.

Л и т е р а т у р а

1. К о р с у н с к и й Л.М. Электромагнитные гидрометрические приборы. М., Изд-во Комитета стандартов, 1964. 180 с.

2. C u s h i n g V. Electromagnetic flowmeter. - The Review of Scientific Instruments, 1965, v. 36, N 8, p. 1142-1148.

3. Л и п ш т е й н Р.А., Ш а х н о в и ч М.И. Трансформаторное масло. М., Энергия, 1968. 351 с.

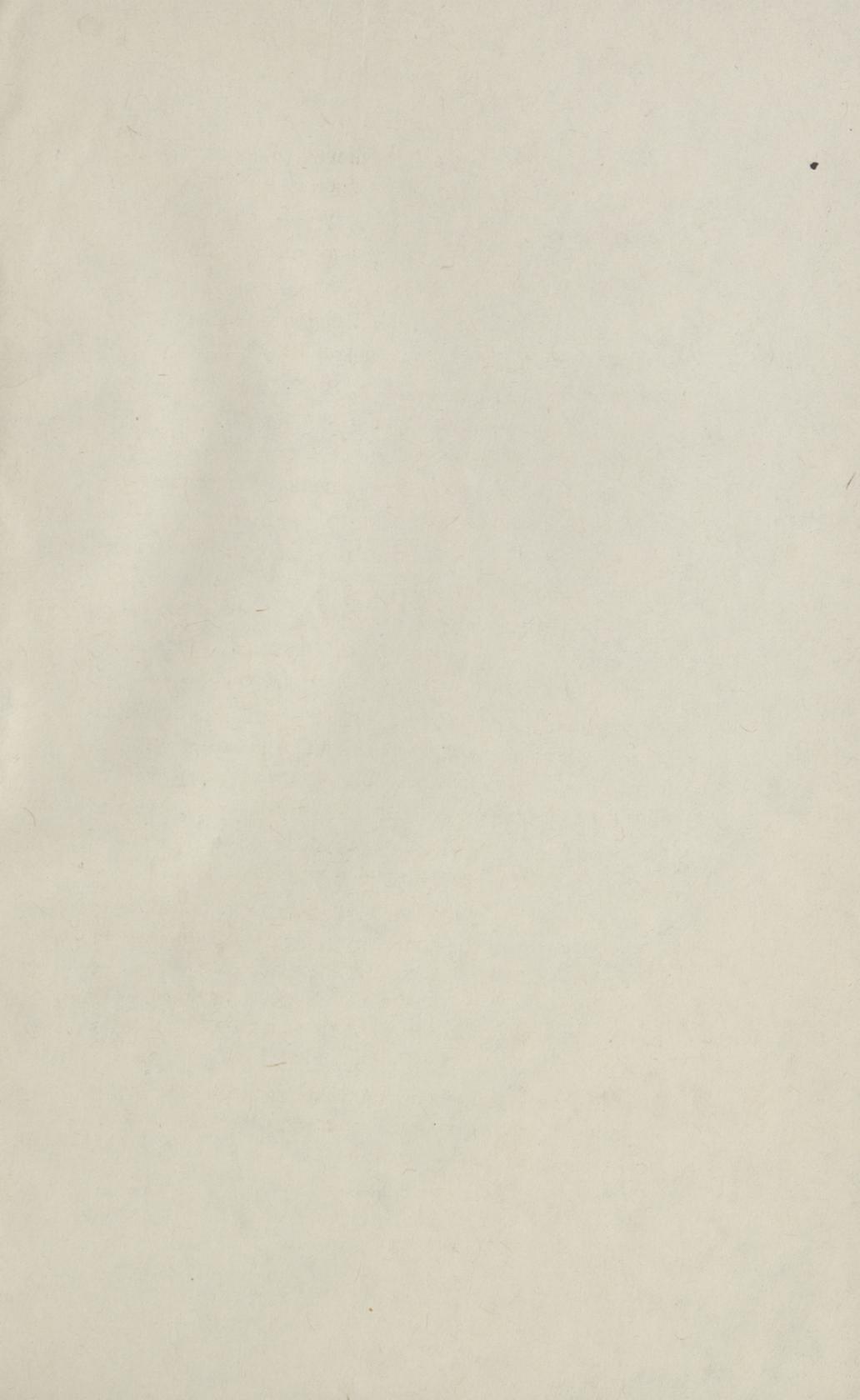
The Flow Rate Measuring of Fluids with Low
Electrical Conductivity by Electromagnetic
Flowmeter

Summary

The experimental data are given, according to which the flow rate measuring of fluids with low electrical conductivity (less than 10^{-6} S/m) by electromagnetic flowmeter is possible. The main measurement error for dielectrical fluids is not more than 2...3 %.

С о д е р ж а н и е

I.	А.К. Вески, Я.Я. Кару. Применение индексов фильтруемости для характеристики процесса фильтрования	3
2.	В.А. Сууркас, М.-Л.В. Хяяль. Управление работой водохранилищ с учетом экологических характеристик речного бассейна.....	9
3.	Ю.Я. Сязрекынно, З.М. Бомзе. Об определении уровня трофии вод устьевого взморья реки Нарвы.....	21
4.	Р.Р. Мунтер, С.Б. Каменев, С.В. Прейс, Э.К. Сийрде, В.И. Худак. Озонирование сточных вод анилино-красочной промышленности.....	31
5.	Л.М. Пикков. Энергетический анализ процесса пневматической аэрации воды.....	43
6.	Л.М. Пикков. Отдача кислорода и скорость всплывания пузырьков воздуха в водных растворах и в сточных водах.....	51
7.	Э.Г. Каск, Т.А. Коппель, Р.Ю. Руубель. Разгонное движение жидкости с поплавком в трубе.....	59
8.	Э.Н. Даниель, У.Р. Лийв, Р.Ю. Руубель, Л.Э. Сарв. Анализ экспериментальных данных рейнольдсовых напряжений, возникающих при ускоренных течениях жидкости в трубах.....	73
9.	Л.Я. Айнола, У.Р. Лийв. Математические модели для нестационарных течений в трубах.....	85
10.	Л.Я. Айнола, Э.А. Руустал. Развитие течения на входном участке круглой трубы при разгонном движении жидкости.....	95
11.	Э.Н. Даниель, Т.А. Коппель. Процесс турбулизации потока при ускорении жидкости в цилиндрической трубе.....	109
12.	М.Э. Тоомет. Измерение расхода жидкостей с низким значением удельной электрической проводимости электромагнитным методом.....	123



EESTI AKADEEMILINE RAAMATUKOGU



1 0200 00089853 0

Цена 90 коп.