

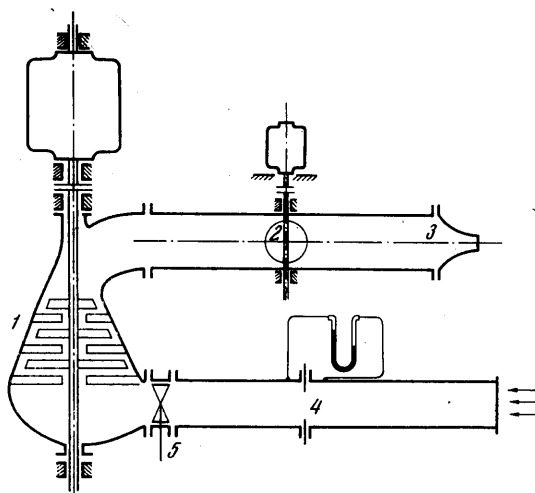
## ОБ ЭФФЕКТИВНОМ УПРАВЛЕНИИ РАСПРОСТРАНЕНИЕМ СВОБОДНОЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУИ

Л. А. ВУЛИС, Ю. И. МИХАСЕНКО, В. А. ХИТРИКОВ

(Ленинград)

Приведены экспериментальные данные по распространению свободной (затопленной) турбулентной струи воздуха с искусственно регулируемой — путем возбуждения в трубопроводе пульсаций заданной частоты — интенсивностью загущения. Результаты опытов поддаются простому обобщению при помощи числа Струхалия.

1. В современной теории турбулентных струй [1,2] количественный расчет осредненного течения доводится до конца только при введении некоторых эмпирических постоянных (или функций координат — для неавтомоделного течения). При этом, как впервые показал 30 лет назад Г. Н. Абрамович [3], для основного и начального участков турбулентных струй удается получить (например, в координатах  $\varphi = y / ax$  и  $\xi = ax / d$ , где  $a$  — константа структуры струи, а  $d$  — диаметр насадка) универсальные профили скорости и других переменных в поперечных сечениях струи и вдоль ее оси. Однако численное значение постоянной  $a$  (или других, ей аналогичных эмпирических констант) на практике меняется сравнительно широко<sup>1</sup>. Физический смысл коэффициентов такого рода и их связь с пульсационными характеристиками струи (начальной интенсивностью турбулентности, масштабами и т. п.) до сих пор полностью не раскрыты. В связи с этим представляет интерес попытка прямого, активного воздействия на закономерности распространения турбулентной струи. Отказавшись от традиционных в работах по турбулентности сеток (или завихрителей, регистров и т. п. — в точной практике), авторы прибегли к своего рода пульсатору — механическому прерывателю потока с регулируемой частотой, размещенному в широкой части трубопровода на некотором расстоянии от выходного сечения сопла. Опыты, результаты которых изложены ниже, проведены на дозвуковой изотермической затопленной струе воздуха при фиксированных размерах и форме сопла и пульсатора. Роль независимых внешних параметров в опытах играли скорость истечения  $U_0$  и число оборотов пульсатора  $n$ . Заметим, что проведенные измерения относятся только к распределению осредненной скорости течения по



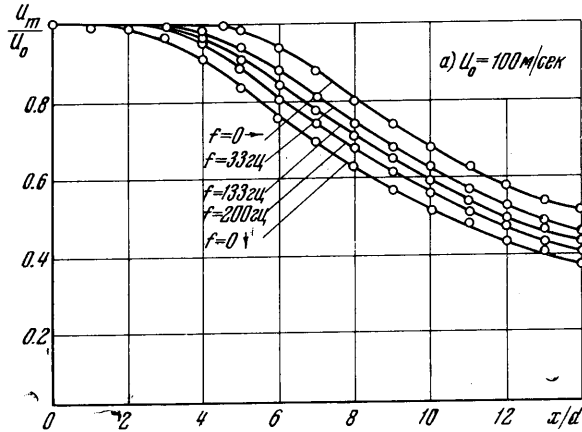
Фиг. 1. Схема установки: 1 — компрессор, 2 — пульсатор, 3 — сопло, 4 — измерительная шайба, 5 — регулирующая заслонка

струе, кроме того опыты с изменением размеров устройства, подогревом воздуха и измерениями пульсационных характеристик еще не закончены (и здесь не обсуждаются); однако, результат этой первой стадии исследования, по-видимому, могут представить самостоятельный интерес. Главное в них — «кнопочное» управление струей, а также обобщение данных при помощи критерия гомохронности.

2. Схема экспериментальной установки представлена на фиг. 1. Пульсатор — диск диаметром 122 мм и толщиной 1,5 мм, укрепленный на вертикальной оси диаметром 20 мм, приводился во вращение электродвигателем постоянного тока с регулируемым числом оборотов (до 7000 об/мин). Диск был установлен в широкой части трубопровода внутренним диаметром 130 мм на расстоянии 450 мм от выходного среза сопла. Последнее (профилированное по Витошинскому) заканчивалось выходным отверстием диаметром 40 мм, т. е. с площадью сечения, меньшей в 10 раз чем в трубе. Заметим, что при вращении диска проходное сечение трубы не перекрывалось; минимальное свободное сечение при закрытом, т. е. стоящем перпендикулярно оси трубы диске, составляло около 12% полного поперечного сечения трубы. Измерение расхода воздуха производилось нормальной шайбой, установленной на всасывающем

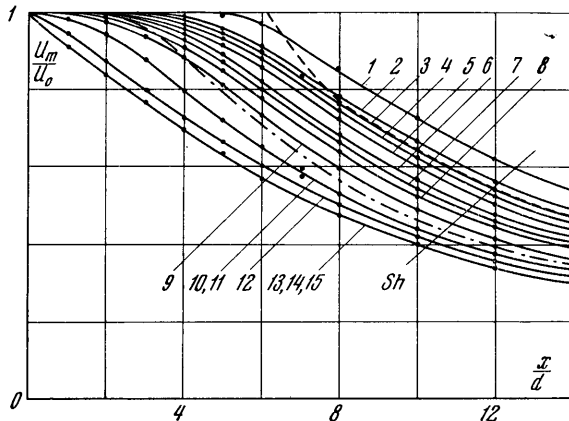
<sup>1</sup> Смотри, например, [2] (рис. 15, 6); также [4] и др. Для того чтобы подчеркнуть, что речь идет не о второстепенном эффекте, приведем пример. Практической вариации  $a$  для круглой струи отвечает падение скорости  $U_m$  на расстоянии 10 калибров от устья струи в пределах от 30 до 60% начального значения.

патрубке компрессора. Ошибка в измерении расхода воздуха не превышала 3—5%. Несмотря на увеличение сопротивлений тракта с ростом числа оборотов пульсатора, расход воздуха и скорость истечения поддерживались неизменными при помощи регулирующей заслонки, установленной на всасывающем патрубке компрессора, что контролировалось по перепаду давления на шайбе.



Фиг. 2. Изменение скорости по оси струи при разной частоте прерывания

Как показали опыты, профиль скорости (измеренной трубкой Пито) в выходном сечении сопла был практически однородным. Что касается возможности использования трубки Пито в своеобразной пульсирующей струе, то она была подтверждена специальными опытами, результаты которых показали, что абсолютное значение



Фиг. 3. Изменение скорости по оси струи для разных значений числа Струхала. Кривые 1—15—см. табл., пунктир—средняя кривая по Г. Н. Абрамовичу ( $x_0 = 0$ ;  $c = 0.22$  [4]); пунктир с точкой—горячая струя ( $T = 4000^\circ \text{K}$ ; см. [5])

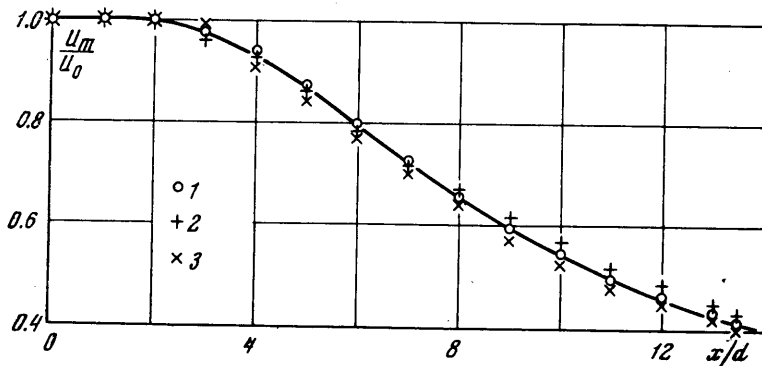
разности скорости по показаниям трубки Пито при работе пульсатора и без него в диапазоне значений скорости 35—135 м/сек не превысило 1,5—2,0 м/сек, т. е. в условиях эксперимента практически не выходило за рамки погрешностей измерения. Поэтому никаких поправок на влияние вынужденных пульсаций в обработку опытов не вводилось.

Опыты охватили диапазон значений скорости истечения от 20 до 115 м/сек и числа оборотов пульсатора от 0 до 115 об/сек.

Этим величинам отвечает область значений безразмерных критериев числа Рейнольдса  $R = U_0 d / \nu$  от  $0.52 \cdot 10^6$  до  $3.53 \cdot 10^6$  и числа Струхала  $S = 2nd / U = jd / U_0$  от 0.006 до 0.386.

Заметим, что, помимо данных для различных значений  $n$  (точнее, числа пересечений потока лопастями диска  $f = 2n$ ), в обработку включены результаты измерений при  $n = 0$  для двух крайних положений диска<sup>1</sup> — вдоль потока (с минимальным) и поперек потока (с максимальным сопротивлением).

При измерении  $\frac{1}{2} \rho U^2$ , особенно при малых значениях скорости и больших числах оборотов, в сечениях, близких к насадке, наблюдались заметные колебания столба



Фиг. 4. Изменение скорости по оси струи; Точки: 1 —  $U_0 = 93.3$  м/сек,  $f = 194$  гц,  $S = 0.082$ ; 2 —  $U_0 = 56.3$  м/сек,  $f = 115$  гц,  $S = 0.082$ ; 3 —  $U_0 = 30$  м/сек,  $f = 63$  гц,  $S = 0.084$

спирта в микроманометре. Обработка велась по средним значениям. Измерения скорости (вернее — скоростного напора) проводились в поперечных сечениях струи на расстояниях от среза сопла  $x/d = 0-14$ , а в отдельных случаях — до  $x/d = 26$ . Ошибка в определении координаты точки замера не превышала 0.5 мм по длине струи и 0.2 мм — в поперечном сечении. Такая точность обеспечивалась конструкцией координатника и его центровкой по оси струи.

3. Переходя к результатам эксперимента, рассмотрим прежде всего закономерность падения скорости по оси струи.

На фиг. 2 и 8 даны соответствующие кривые для двух значений скорости и нескольких значений числа прерываний потока  $f$  (а также двух положений диска пульсатора при  $n = 0$ ). В обоих случаях (и других, здесь не приведенных) с повышением  $f$  интенсивность затухания струи возрастает. Внешне это сказывается на уменьшении (вплоть до исчезновения) начального участка турбулентной струи с ядром постоянной скорости. Такие кривые для различных значений  $U_0$  и  $f$  совмещены на фиг. 3. Из этой фигуры и данных, сведенных в таблицу, видно, что все они располагаются последовательно в соответствии с ростом значений числа Струхалия. Для сравнения на фиг. 3 нанесены две кривые — средняя кривая — по расчету Г. Н. Абрамовича для основного участка струи [1] и кривая для истечения горячего газа (данные В. Я. Безменова и В. С. Борисова [6]) с температурой 4000° К. Обе кривые лежат внутри пучка кривых для разных значений числа  $S$ .

Характерно, что в области  $S \geq 0.25$  кривые практически сливаются. В этом, видимо, универсальном режиме заметное падение скорости на оси струи начинается вблизи самого среза сопла; начальный участок струи практически отсутствует. Определяющий характер числа Струхалия для кривой падения скорости особенно четко виден из примеров кривых, показанных на фиг. 4. Как видно, при вариации скорости истечения от 30 до 90 м/сек и числа прерываний потока  $f$  от 63 до 194, но при практически одинаковом их соотношении (т. е.  $S \approx \text{const}$ ), опытные точки достаточно хорошо группиру-

	$U_0$ , м/сек	$f$ , гц	$S = fd/U_0$	$R = U_0 d/\nu$
1	135.0	—	$\sim 0.006$	$353 \cdot 10^3$
2	54.2	—	—	$142 \cdot 10^3$
3	37.0	—	—	$97 \cdot 10^3$
4	100.0	33	0.013	$262 \cdot 10^3$
5	55.6	26.8	0.019	$145 \cdot 10^3$
6	20.2	26.8	0.051	$53 \cdot 10^3$
7	55.2	120	0.087	$145 \cdot 10^3$
8	20—100	—	$\sim 0.100$	$52-262 \cdot 10^3$
9	35.5	98	0.111	$93 \cdot 10^3$
10	56.0	210	0.150	$146 \cdot 10^3$
11	37.0	147	0.158	$97 \cdot 10^3$
12	52.5	227	0.173	$137 \cdot 10^3$
13	20.0	126	0.252	$53 \cdot 10^3$
14	35.0	230	0.259	$93 \cdot 10^3$
15	20.0	193	0.386	$53 \cdot 10^3$

<sup>1</sup> Условно показанных на фигурах стрелками разного направления.

ются вокруг одной кривой. Аналогичное влияние имеет место и для других значений числа  $S$ . Это совпадение относительных кривых при различных параметрах  $U_0$  и  $f$ , но при одинаковом значении  $S$  показывает, что число Струхала (составленное из внешних характеристик) однозначно определяет в изученном диапазоне основные закономерности развития струи. То же самое относится и к поперечным профилям скорости,



Фиг. 5. Профили скорости в поперечных сечениях струи: 1 — кривая 10; 2 — кривая 11 (см. таблицу)

са<sup>1</sup> для плохо обтекаемого тела (см., например, [6], рис. 157). Интерполируя кривую  $S \approx 0.1 = \text{const}$ , которые по порядку величины оказываются теми же, что и значение  $S_N \approx 0.2 = \text{const}$  для поперечного обтекания цилиндра [6]. Тем самым можно предположить, что задаваемые пульсатором частоты прерывания потока  $f$  (как и частота срыва вихрей  $N$  с плохообтекаемого тела в автомодельной области) практически однозначно характеризуют начальный уровень турбулентности и определяют последующее развитие струи. В противоположность этому, при открытом пульсаторе (диск по потоку кривые 1, 2, 3) с изменением скорости истечения кривые заметно смещаются; с увеличением числа Рейнольдса затухание струи, как правило, становится менее интенсивным. Опыты эти недостаточно хорошо воспроизводились, видимо, из-за нечеткой ориентации диска по потоку. Поэтому приведены они на фиг. 5 и в таблице, главным образом, для показа разбега кривых  $U_m/U_0 = f(x/d)$ . Экстраполируя для них кривые, можно оценить условное значение  $S \approx 0.006$  для кривой 1.

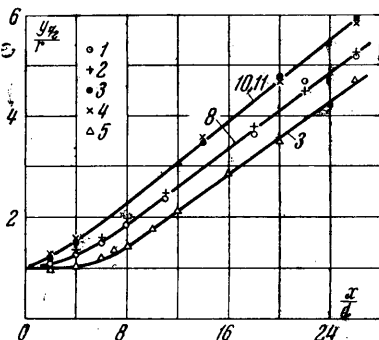
4. Несмотря на то что режим пульсаций должен был бы в какой-то мере сохраняться в свободной струе, характер ее распространения (изменение средней скорости) не отличался от аналогичного для обычных турбулентных струй. Это видно по первичным данным, а также по результатам обработки их в одной из принятых расчетных схем.

В качестве примера приведем сопоставление опытных данных с расчетом по методу эквивалентной задачи теории теплопроводности [2]. Метод этот предпочтительнее других, поскольку позволяет рассчитывать непрерывную деформацию скоростного профиля. Существо его сводится к переходу от физической плоскости течения в плоскость эффективных переменных  $\xi = \xi(x)$  и  $\eta = y$ , в которой движение подчи-

представленным на фиг. 5, и другим характеристикам струи — зависимости ее ширины от длины и т. п. На фиг. 6 показана зависимость координаты  $Y_{1/2} = Y_{v/v_m} = 0.5$  условной полуширины струи — от расстояния от среза сопла при нескольких значениях  $S$  (нумерация кривых та же, что и в таблице). Как и в других случаях [1, 2], более резкое падение скорости на оси струи сопровождается более интенсивным ее расширением. Не лишено интереса представленное на той же фиг. 3 сопоставление данных, относящихся к  $n \neq 0$  (кривые 4—7 и 9—15), с данными для  $n = 0$  и разной ориентацией диска — кривые 1, 2, 3 и 8.

При закрытом пульсаторе, т. е. при поперечном обтекании диска (в стесненном пространстве), кривые зависимости относительной скорости на оси струи  $U_m/U_0$  в функции от координаты  $x/d$  совпадают при различных значениях  $U_0$  (см. 8 в таблице и на фиг. 3). То же самое относится к профилям скорости  $U/U_m$  в сходственных поперечных сечениях струи (при одинаковых значениях  $x/d$ ).

Иначе говоря, струя автомодельна по числу Рейнольдса  $R = U_0 d / \nu$ , что качественно увязывается с постоянством числа Струхала  $S_N = Nd / U_0$  (где  $N$  — число срыва вихрей в единицу времени) при больших значениях числа Рейнольдса



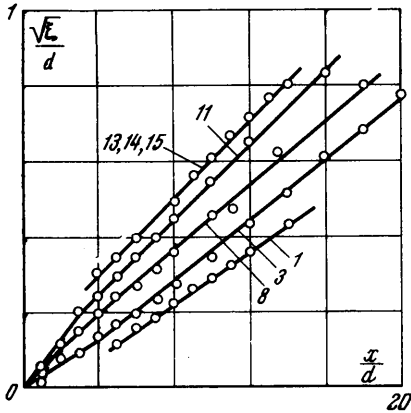
Фиг. 6. Зависимость координаты  $Y_{1/2}$  от расстояния от среза сопла (номера кривых см. табл.)

<sup>1</sup> Заметим, что число  $R$ , рассчитанное по характерному размеру обтекаемого диска, ориентированного поперек потока в трубе и местной скорости набегающего потока, оказывается в три раза больше указанного в таблице, п. 8.

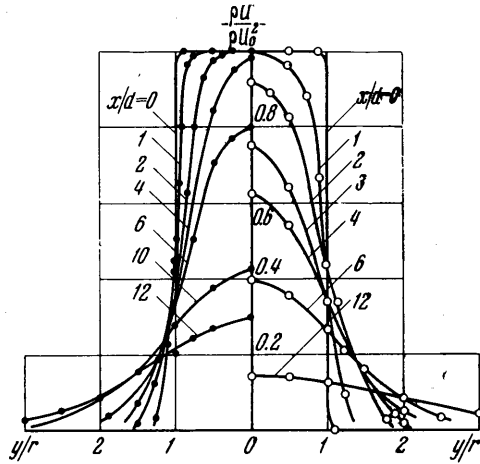
няется линейному дифференциальному уравнению типа теплопроводности

$$\frac{\partial \rho U^2}{\partial \xi} = \frac{1}{\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \eta \frac{\partial^2 \rho U^2}{\partial \eta^2} \right)$$

Связь между координатой  $\xi$  и длиной  $x$  устанавливается из опыта по падению скорости на оси струи. На фиг. 7а представлена зависимость  $\xi$  от  $x$  для нескольких режимов истечения, указанных в таблице. Как видно на фиг. 7б, характер этой зависимости тот же, что и обычно (см. [2]); численные значения постоянной  $c$  (углового коэффициента прямой на участке, где  $\sqrt{\xi} = b + cx$ ) зависят от величины  $S$  и возрастают вместе с ней.



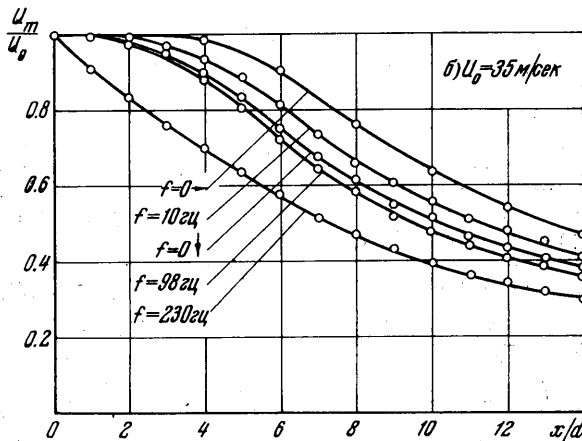
Фиг. 7а



Фиг. 7б

Фиг. 7. Сопоставление опытных данных с расчетом по методу эквивалентной задачи теории теплопроводности: а) профили  $\rho u^2$  (кривые — расчет, точки — опыт); б) расчетный ключ  $\xi = \xi(x)$

На фиг. 8 для двух режимов истечения представлены (3, 11 в таблице) опытные данные и расчетные кривые профили скоростного напора. В обоих случаях расчет по методу эквивалентной задачи (при соответствующем выборе зависимости  $\xi(x)$  по фиг. 8) хорошо согласуется с опытом.



Фиг. 8

Укажем также, что значения постоянной  $a$  в схеме Г. Н. Абрамовича [3] (определенные по координате  $y_{1/2}$  на основном участке струи) сравнительно мало меняются. Так, значениям числа Струхала  $S$  0.01, 0.1, 0.15 (кривые 3, 8 и 10) соответствуют значения  $a$ , равные 0.079; 0.082 и 0.089. Эти данные подтверждают высказанное выше предположение, что основное изменение в струе при увеличении  $S$  состоит в уменьшении начального участка. С увеличением значений (косвенно — с ростом начальной интенсивности турбулентности) роль начальных условий уменьшается; при  $S \geq 0.25$

(ориентировочно — при начальном значении интенсивности пульсаций скорости порядка 9—12%) наступает универсальный режим развитой турбулентности. Наличие такого режима (и даже ориентировочное условие его наступления) согласуется с экспериментальными данными для слутных и затопленных, изотермических и нагретых турбулентных струй (см. [2], фиг. 15, 29 и др.).

Проведенные опыты показывают реальную возможность простого активного воздействия на течение свободной турбулентной струи.

Использованный в работе пульсатор может найти практическое применение как средство управления интенсивностью турбулентного обмена в свободных потоках (или в условиях, близких к ним — в камерах сгорания, химических реакторах и др.). Оказывается, что сложная, вообще говоря, картина течения в свободной турбулентной струе достаточно четко подчиняется внешним, произвольно задаваемым факторам ( $U_0$  и  $n$ ) и обобщается в исследованном диапазоне при помощи обычного критерия гомохронности числа Струхала  $S$ .

Поступила 6 V 1966

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Абрамович Г. Н., Теория турбулентных струй. Физматгиз, 1960.
2. Вулис Л. А., Кашкаров В. П. Теория струй вязкой жидкости, Изд-во «Наука», 1965.
3. Абрамович Г. Н. Теория свободной струи и ее применение, Тр. ЦАГИ, 1936, № 293.
4. Щербина Н. А. О влиянии начальной турбулентности на границу и дальность затопленной струи. Тр. МФТИ, 1961, № 7.
5. Безменов В. Я., Борисов В. С. Турбулентная струя воздуха, нагретого до 4000° К. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1961, № 4.
6. Современное состояние гидроаэродинамики вязкой жидкости т. II. под ред. Гольдштейна С. Гос. изд. иностр. литер., 1948.

### УСТОЙЧИВОСТЬ ВОЛНОВЫХ ФОРМ ДВИЖЕНИЯ СЛОЯ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ КАСАТЕЛЬНОГО НАПРЯЖЕНИЯ

Л. В. ПАШИННИНА (Москва)

В статье исследуется устойчивость волнового течения слоя вязкой несжимаемой жидкости под действием касательного напряжения и наклонной силы тяжести относительно длинноволновых возмущений.

Строится асимптотическое решение уравнений возмущенного движения и задача сводится к исследованию обыкновенного дифференциального уравнения второго порядка. Показано, что после потери устойчивости пуазейлевским течением ламинарный характер течения не нарушается, но форма свободной поверхности принимает волновой профиль. Для малых чисел Рейнольдса устойчив пуазейлевский режим.

Найдено критическое число Рейнольдса для волнового течения, определены области устойчивости и неустойчивости.

§ 1. На плоской стенке под действием касательного напряжения  $\tau$  течет слой вязкой жидкости. Сила тяжести составляет с неподвижным дном угол  $\alpha$ . Можно показать, что в таких условиях после потери устойчивости потоком пуазейлевского типа [1], возможен волновой режим, уравнение свободной поверхности которого в системе координат, движущейся с волной, имеет вид

$$\begin{aligned} \zeta &= M_0 \cos \frac{2\pi x}{\lambda} + \frac{AM_0^2}{3n} \cos \frac{2\pi x}{\lambda} + \frac{AM_0^2}{6n} \cos \frac{4\pi x}{\lambda} + 0 \quad (M_0^3) \\ M_0^3 &= \frac{8\pi^2 (560RF^{-1} \cos \alpha + 691R^2\tau^2 + 2544R\tau - 3744)}{3\lambda^2 (5R\tau - 6) (-2941R^2\tau^2 + 1061R\tau - 8052)} \\ \lambda &= \frac{2\pi}{\sqrt{n}} \left( 1 - \frac{A^2 M_0^2}{12n^2} \right), \quad M_0 = -\frac{4Dn}{AC}, \quad n = \frac{12(3-V-R\tau)}{6V-7R\tau-6} \quad (1.1) \\ C &= \frac{R(-19R^2\tau^2 + 618R\tau V + 30R\tau - 230V^2 + 5092V - 2592)}{140(7R\tau + 6 - 6V)} \\ D &= \frac{R(560RF^{-1} \cos \alpha - 19R^2\tau^2 + 38R\tau V + 30R\tau - 672V^2 - 1632V - 864)}{140(6V - 7R\tau - 6)} \\ A &= \frac{6(R\tau + 6V - 12)}{6V - 7R\tau - 6}, \quad R = \frac{Q}{v}, \quad F = \frac{Q^2}{gh^3} \end{aligned}$$

Здесь  $R$  — число Рейнольдса,  $F = Q / gh^3$  — число Фруда,  $V$  — скорость распространения волны. Ставится задача исследования устойчивости таких течений.