

В. ГЕНДРИКСОН, А. ЭПШТЕЙН

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ СТРУИ В СНОСЯЩЕМ ПОТОКЕ

Процессы, связанные с истечением турбулентной воздушной или газовой струи из источника круглой формы в дозвуковой сносящий поток под углом, отличным от 0 или 180° С, представляют значительный научный и прикладной интерес в связи с множеством приложений в различных отраслях науки и техники (авиационная техника, теплоэнергетика, техническая метеорология и т. д.). Довольно многочисленные экспериментальные исследования, посвященные данному вопросу [1-6], ограничиваются в основном определением таких интегральных характеристик, как форма оси или затухание осевых параметров струи. Опытных же данных, характеризующих смещение струи, например распределение основных параметров (скорости, давления, температуры, концентрации) по ее объему, мало, и они совершенно не систематизированы.

Особый интерес представляет развитие струи при заметном влиянии архимедовых сил плавучести, что характерно для дымовых факелов от промышленных источников в атмосфере на стадии их подъема. Выполненные до сих пор исследования таких струй [7-10] также страдают отмеченными выше недостатками.

В настоящей работе исследовалась струя, вытекающая в горизонтальный сносящий поток под прямым углом как в отсутствии, так и при наличии архимедовых сил. При этом особое внимание уделялось наименее изученной части проблемы — закономерностям перемешивания струи с потоком.

1. Постановка эксперимента. В качестве исходных определяющих параметров были выбраны комплексы

$$I = \frac{T_w v_0^2}{T_0 \omega^2}, \quad J = \frac{g D_0 \Delta T_0 v_0}{T_0 \omega^3},$$

которые характеризуют соответственно влияние начального импульса и архимедовых сил на форму оси струи.

Как видно из структуры параметра J , для того чтобы он имел величину, характерную для дымовых факелов из промышленных труб, скорость сносящего потока ω на соответствующим образом уменьшенной модели должна быть порядка 10^{-1} м/сек. Из этих же соображений по возможности большим должен быть начальный диаметр струи D_0 .

Были предусмотрены две серии опытов. В первой серии исследовались струи с нулевой плавучестью ($J = 0$), а параметр I имел значения 4; 16; 36; 64 и 100, причем эти значения достигались изменением как скорости струи ($v_0 = 20 \div 50$ м/сек), так и скорости потока ($\omega = 5 \div 11,5$ м/сек). Начальный перегрев составлял $\Delta T_0 = 50 \div 80^\circ \text{C}$,

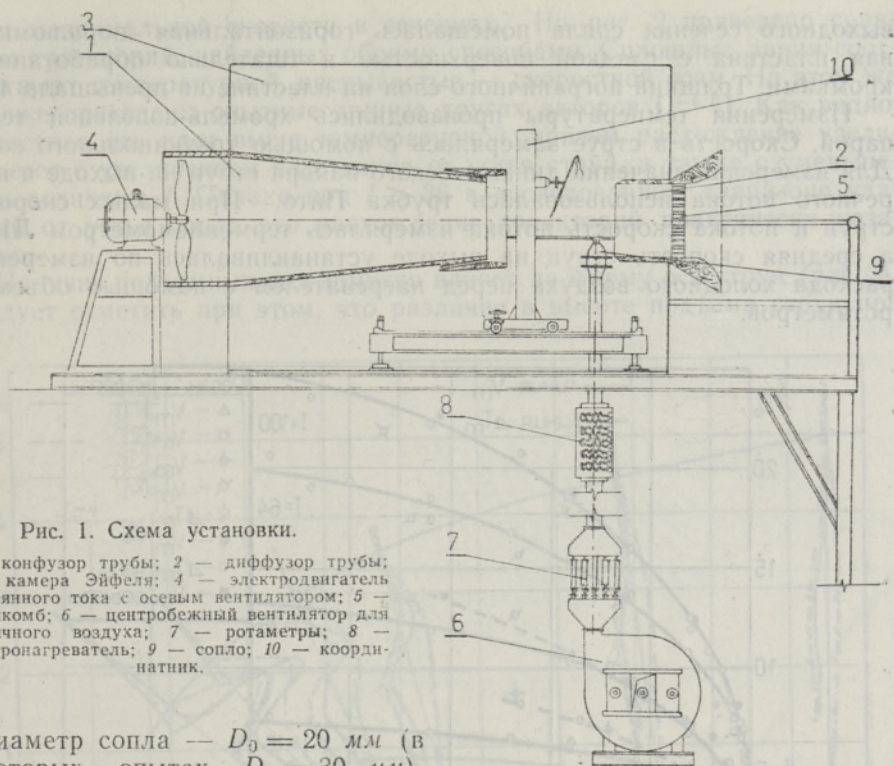


Рис. 1. Схема установки.

1 — конфузор трубы; 2 — диффузор трубы; 3 — камера Эйфеля; 4 — электродвигатель постоянного тока с осевым вентилятором; 5 — хонейкомб; 6 — центробежный вентилятор для вторичного воздуха; 7 — ротаметры; 8 — электронагреватель; 9 — сопло; 10 — координатник.

а диаметр сопла — $D_0 = 20$ мм (в некоторых опытах $D_0 = 30$ мм).

В этой серии опытов измерялись поле избыточной температуры (по всему объему струи), а также поля полного напора и скорости (только в диаметральной плоскости струи).

Во второй серии опытов при фиксированных значениях параметра $I = 4; 16; 36$ варьировался параметр I в основном за счет изменения начального перегрева ($\Delta T_0 = 10 \div 200^\circ$) при постоянной скорости потока ($w = 0,5$ м/сек) и начальном диаметре струи $D_0 = 40$ мм. В этой серии опытов измерялось только поле температуры, так как измерение малых скоростей с необходимой точностью не представляется возможным.

2. Экспериментальная установка и методика измерений. Исследование проводилось в аэродинамической трубе прямого действия типа Эйфеля с открытой рабочей частью длиной 1200 мм и размерами поперечного сечения 1100×900 мм. Схема установки приведена на рис. 1. Воздушный поток в трубе создавался осевым вентилятором, приводимым во вращение от электромотора постоянного тока, что обеспечивало плавное регулирование скорости потока в довольно широких пределах. Степень неравномерности поля скорости потока в пределах участка, где проводились измерения, не превышала 4% при наиболее низких скоростях.

Струя, предварительно подогретая в электронагревателе регулируемой мощности, подавалась в поток через сменные сопла с поджатием, спрофилированные по формуле Витошинского. Это обеспечивало равномерный профиль скорости на выходе (степень неравномерности полей скорости и динамического напора не превышала 1—2% при всех режимах истечения). Степень неравномерности поля температуры на выходе была несколько большей (до 10%). С целью сведения к минимуму теплоотдачи от стенок сопла имели наружную теплоизоляцию. На уровне

выходного сечения сопла помещалась горизонтальная дюралюминиевая пластина с гладкой поверхностью и тщательно обработанными кромками. Толщина пограничного слоя на пластине не превышала 4 мм.

Измерения температуры производились хромель-копелевой термопарой. Скорость в струе замерялась с помощью трехканального зонда. Для измерения значений динамического напора струи на выходе и поперечного потока использовалась трубка Пито. При малых скоростях струи и потока скорость потока измерялась термосанемометром ЛИОТ, а средняя скорость струи на выходе устанавливалась по измерениям расхода холодного воздуха перед нагревателем с помощью объемных рсгаметров.

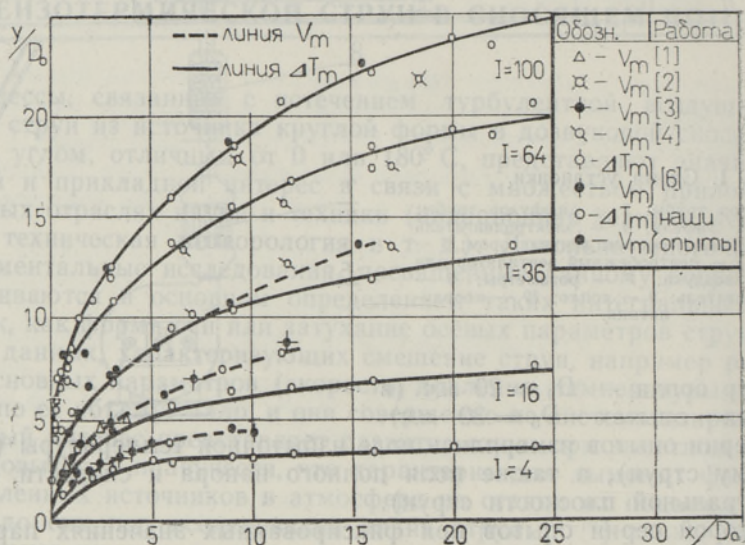


Рис. 2. Траектория неплавающих струй при различных значениях I .

3. Результаты опытов и их обсуждение. Измерения производились в следующем порядке. Первоначально определялась траектория (изогнутая ось) струи, затем измерялось распределение параметров в сечениях, перпендикулярных касательной к этой оси. В основных опытах траектория определялась как геометрическое место точек с максимальными в данных сечениях значениями температуры. Поскольку понятие траектории носит, вообще говоря, условный характер и выбор способа определения траектории может оказать существенное влияние на трактовку опытных данных, были определены также траектории, соответствующие значе-

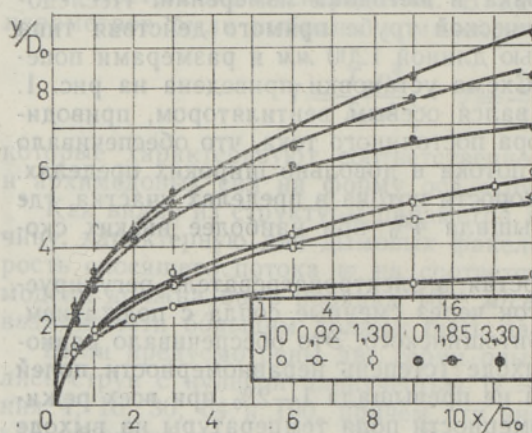


Рис. 3. Траектория струй при различных значениях I .

ния температуры. Поскольку понятие траектории носит, вообще говоря, условный характер и выбор способа определения траектории может оказать существенное влияние на трактовку опытных данных, были определены также траектории, соответствующие значе-

ниям максимальной скорости в сечениях. На рис. 2 приведено сравнение траекторий, найденных обоими способами. Сплошные линии соответствуют температурной, прерывистые — скоростной осям. На этом же рисунке приведены опытные данные других авторов [1-4, 6]. Как видно, скоростная ось идет выше температурной, причем расхождение увеличивается с увеличением расстояния от устья струи, а также с уменьшением величины I . Однако при $I > 36$ в исследованном диапазоне удалений от устья сопла это расхождение траекторий практически незаметно.

Наличие подъемных сил заметно влияет на форму оси струи (рис. 3). Следует отметить при этом, что различие в высоте подъема струи при

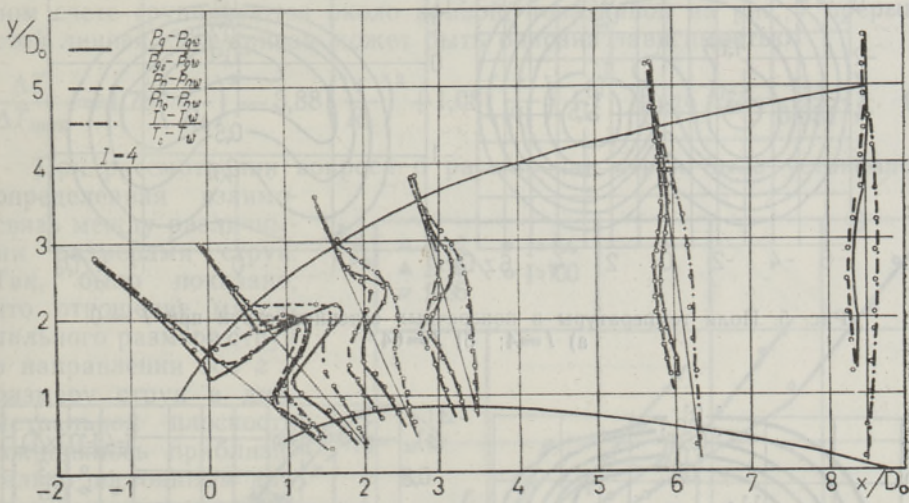


Рис. 4. Распределение параметров струи в диаметальной плоскости при $I=4$.

различных значениях I и J находится в удовлетворительном соответствии с полученной теоретическим путем зависимостью [11]

$$\frac{y}{D_0} \sim \left[I \left(\frac{x}{D_0} \right) + \frac{J}{2} \left(\frac{x}{D_0} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (1)$$

Пример распределения параметров в диаметальной плоскости приведен на рис. 4, где показаны поля избыточного полного и динамического напоров и избыточной температуры. Как видно, в струе, вблизи ее фронтальной границы, $\Delta p_n > \Delta p_d$, т. е. статическое давление здесь выше, чем в невозмущенном потоке. В то же время в обширной области течения $\Delta p_n < \Delta p_d$. Зона пониженного статического давления, начинаясь несколько ниже линии максимального динамического напора, простирается до тыловой границы струи (по температуре) и далее. Кроме того, в тыловой части струи $\Delta p_n < 0$, хотя и здесь $\Delta T > 0$.

Наибольший интерес представляют распределения параметров в плоскостях, нормальных к оси струи. Поля температуры, представленные в виде изолиний, претерпевают деформацию в процессе развития струи. Однако для малых I ($I = 4; 16$) деформация оказывается незначительной и уже на сравнительно небольших удалениях сечение восстанавливает почти эллиптическую форму, сохраняя далее приблизительное подобие. Для больших же I ($I = 36; 64; 100$) картина получается совершенно иной. Деформация температурного поля струи по мере удаления от сопла все более усиливается и в боковых областях сечения струи возни-

кают зоны, в которых температура превышает максимальное значение в диаметральной плоскости. На рис. 5 а, б для сравнения приведены распределения температур при двух режимах ($I = 4$ и $I = 64$). Сравнимые сечения имеют примерно одинаковый угол наклона к оси α .

Наличие у струи подъемных сил изменяет общую картину. Явно выраженные боковые максимумы наблюдаются тогда даже при малых значениях I . На рис. 6 показано распределение температур для случая $I = 4, J = 0,92$.

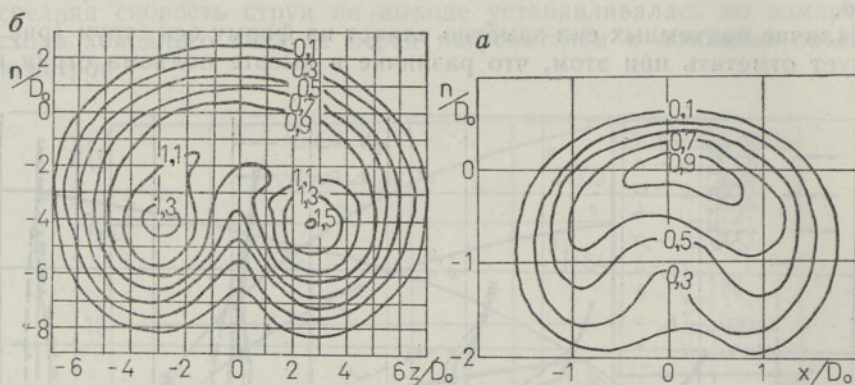


Рис. 5. Поля температуры в поперечных сечениях струи при $J = 0$.
а) $I = 4$; б) $I = 64$.

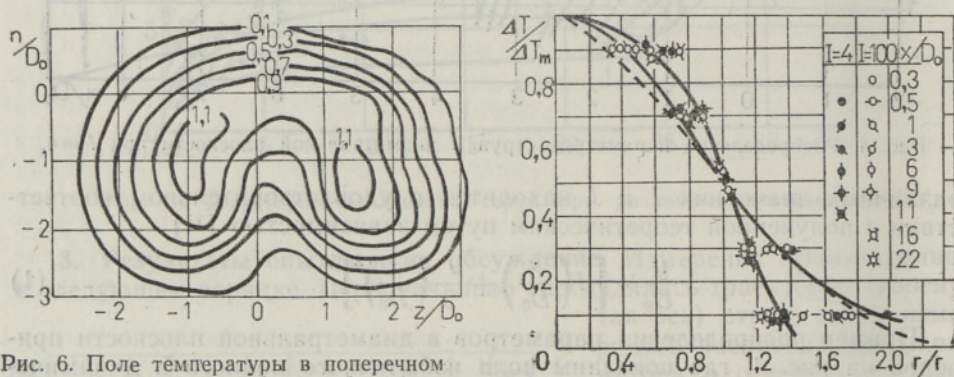


Рис. 6. Поле температуры в поперечном сечении струи при $I = 4, J = 0,92$.

Рис. 7. Безразмерные профили температуры в поперечных сечениях струи.

Распределения, аналогичные показанным на рис. 5, 6, были обработаны с помощью введения понятия «эквивалентной» струи. При такой обработке рассматривалась зависимость значения температуры, соответствующего произвольной изолинии, от характерного для данной изолинии эквивалентного радиуса, определенного из соотношения

$$r = \sqrt{\frac{S}{\pi}}, \quad (2)$$

где S — площадь, охватываемая изолинией. Боковые максимумы при этом в учет не принимались.

В качестве примера на рис. 7 построены безразмерные профили $\Delta T / \Delta T_{\max}$; $r/r_{0.5}$ для двух крайних значений $I = 4; 100$.

В приведенных данных видна некоторая характерная тенденция. На относительно близких расстояниях от сопла опытные точки ложатся около кривых, описываемых функциями

$$\frac{\Delta T}{\Delta T_{\max}} = e^{-(r/R_1)^2} \quad \left(R_1 = \frac{r_{0,5}}{0,833} \right), \quad (3)$$

или

$$\frac{\Delta T}{\Delta T_{\max}} = \left[1 - \left(\frac{r}{R_2} \right)^{1,5} \right]^2 \quad \left(R_2 = \frac{r_{0,5}}{0,44} \right). \quad (4)$$

По мере удаления от устья происходит смещение точек, которые в конечном счете группируются около кривой, показанной на рис. 7 прерывистой линией. Эта кривая может быть описана зависимостью

$$\frac{\Delta T}{\Delta T_{\max}} = 1,78 \left(\frac{r}{R_3} \right)^3 - 3,88 \left(\frac{r}{R_3} \right)^2 + 1,08 \left(\frac{r}{R_3} \right) + 1 \quad \left(\text{где } R_3 = \frac{r_{0,5}}{0,651} \right). \quad (5)$$

При рассмотрении вопроса о расширении струи была установлена определенная взаимосвязь между различными размерами струи. Так, было показано, что отношение максимального размера струи в направлении оси z к размеру струи в диаметральной плоскости сохранялось приблизительно постоянным для всех режимов и равнялось 1,3.

Зависимость максимального размера струи в направлении оси z от возвышения струи, определенного по температурному максимуму, для различных I представлена на рис. 8.

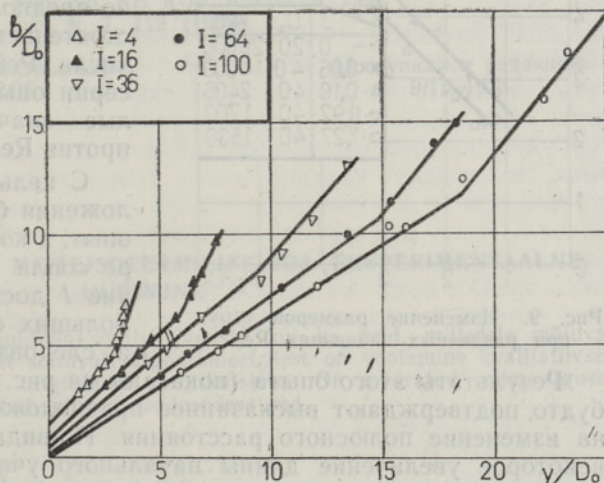


Рис. 8. Изменение размеров струи при различных значениях I .

Размер определялся по изотерме $\Delta T = 0,1 \Delta T_{\max}$. Как видно из рис. 8, график представляет собой семейство прямых линий с изломом. При корреляции ширины струи со скоростной осью такого излома не наблюдается, причем до точки излома прямые расширения практически совпадают. Из обработки опытных данных были получены следующие зависимости для ширины струи, коэффициента расширения и полюсного расстояния:

$$b = c(y - y_0) = \tilde{c}y, \quad (6)$$

$$c = 0,44 + 0,56e^{-0,0095I}, \quad (7)$$

$$y_0 = -e^{1-0,325\sqrt{I}}. \quad (8)$$

Эти зависимости справедливы при корреляции со скоростной осью во всей исследованной области течения и при корреляции с температурной

осью — до точки излома. Расстояние точки излома от устья сопла можно выразить зависимостью

$$\tilde{y}_{\text{изл}} = 1,75 \sqrt{I}. \quad (9)$$

Интересно отметить, что точка излома как раз соответствует появлению в струе явно выраженного раздвоения.

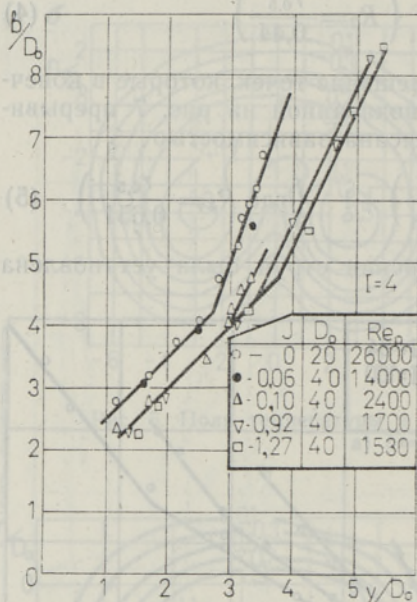


Рис. 9. Изменение размеров струи при различных значениях Re_0 .

Результаты этого опыта (показаны на рис. 9 черными кружками) как будто подтверждают высказанное предположение о влиянии числа Re_0 на изменение полюсного расстояния. По-видимому, здесь имеет место некоторое увеличение длины начального участка струи при режимах истечения, близких к ламинарному.

Аналогичные закономерности расширения струи наблюдались и во второй серии опытов, причем заметного влияния параметра I на характер расширения струи обнаружено не было. Однако прямые расширения здесь не вполне совпадают с соответствующими прямыми, полученными для тех же значений I в первой серии опытов (рис. 9), хотя соответствующие траектории струи практически почти одинаковы. Можно предположить, что указанное обстоятельство связано с влиянием числа Рейнольдса, которое в этой серии опытов имело достаточно малые значения ($Re_0 = 1530 \div 2400$ против $Re_0 = 26000$ в первой серии).

С целью проверки этого предположения был проведен контрольный опыт, в котором при том же диаметре сопла $D_0 = 40$ мм то же значение I достигалось при значительно больших скоростях струи и потока, а, следовательно, и числа Re_0 .

Обозначения

- x — координата в направлении потока; $\Delta T = T - T_w$ — избыточная температура;
- y — координата в направлении истечения струи; $\Delta p = p - p_w$ — давление;
- z — координата, перпендикулярная плоскости xy ; D — диаметр струи;
- v — скорость струи; r — эквивалентный радиус, соответствующий охватываемой изолинией площади;
- w — скорость потока; y_0 — полюсное расстояние;
- T — абсолютная температура; b — ширина струи;
- c — коэффициент расширения

Индексы

- 0 — струи на выходе из сопла; д — динамического давления;
- w — потока; п — полного давления.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шандоров Г. С., Истечение в сносящий поток из отверстия в стенке канала и распространение струи в сносящем потоке, Тр. Ин-та им. Баранова, № 263 (1955).
2. Иванов Ю. В., Эффективное сжигание надслойных горючих газов в топках, Таллин, 1959.
3. Keffer G. F., Baines W. D., The round turbulent jet in a cross wind, J. Fluid Mech., 15, No. 4 (1963).
4. Gordier R. L., Studies on fluid jets discharging normally into moving liquid, St. Anthony Falls Hydraulics Lab. Univ. Minnesota, Techn. paper No. 28 (series B), 1959.
5. Jordinson R., Flow in a jet directed normal to the wind, Aeronaut. Res. Council Repts and Mem., No. 3074 (1958).
6. Ramsey J. W., Goldstein R. J., Interaction of a heated jet with a deflecting stream, NASA CR — 72613.
7. Bryant L. W., Cowdrey C. F., The effects of velocity and temperature of discharge on the shape of smoke plume from a funnel or chimney. Experiments in a wind tunnel, Proc. Inst. Mech. Eng., 109, No. 23 (1955).
8. Vadoil L., Etude de la diffusion des panachés de fumée dans l'atmosphère, CITEPA, October, 1965.
9. Иванов Ю., Эпштейн А., Изв. АН ЭССР, Сер. физ. матем. и техн. н., 14, 588 (1965).
10. Loh-nien Fan, Turbulent buoyant jets into stratified or flowing ambient fluids, Calif. Inst. Technology, Rep. No. KH R-15, Pasadena, 1967.
11. Эпштейн А. М., Инж. физ. ж. 7, 112 (1965).

Институт термофизики и электрофизики
Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию
9/II 1973

Y. HENDRIKSON, A. EPSTEIN

POIKVOOLUSES LEVIVA MITTEISOTERMILISE JOA EKSPERIMENTAALNE UURIMINE

Artiklis vaadeldakse nii puhtdünaamilisi jugasid kui ka neid, milledele mõjuvad Arhimedese jõud. Näidatakse, et sõltuvalt algparameetritest on voolamine kvalitatiivselt erinev. Muu hulgas on sellest tingitud ka bifurkatsioon. On määratud mitmesugused joaparameetrid ja välja selgitatud mitmed seaduspärasused.

Y. HENDRIKSON, A. EPSTEIN

EXPERIMENTAL STUDY OF HEATED JET IN CROSS-WIND

Results of experimental study of nonbuoyant and buoyant jet developing in cross wind are presented. The flow appears to have different patterns depending on values of initial parameters. It can be particularly observed in the phenomena of bifurcation of jet. Several characteristics of jet are obtained and regularities stated.