

РАСПРОСТРАНЕНИЕ СТРУЙ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ В СРЕДЕ
СО СКАЧКОМ ПЛОТНОСТИ

*Л. А. Вулис, К. Е. Джаугаитин, В. Г. Живов,
Л. П. Ярин*

(Ленинград)

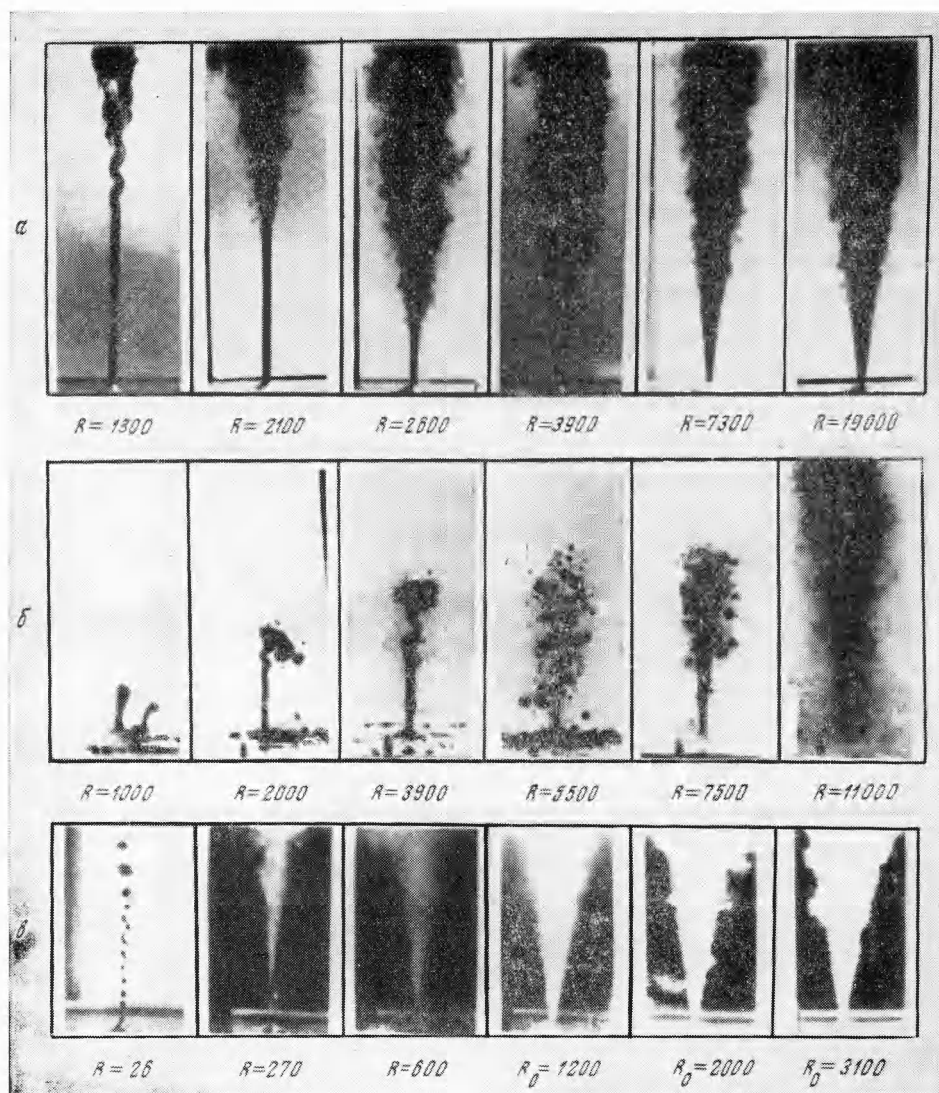
Излагаются результаты экспериментального исследования закономерностей распространения струй вязкой жидкости в среде со скачком плотности при изменении числа Рейнольдса в интервале: $25 \leq R \leq 20 \cdot 10^3$. Наряду со струями, нормальными к поверхности скачка (вертикальными), исследованы горизонтальные струи, распространяющиеся вдоль поверхности раздела тяжелой и легкой жидкостей (поверхности скачка). Приведены фотографии и результаты измерений динамического давления, иллюстрирующие необычные для однородной среды свойства изученных струй — гашение турбулентности, наличие предельной длины струи, ее анизотропию и др. Дается приближенное (в рамках теории пограничного слоя) объяснение наблюдаемым эффектам.

1. В работе изучается малоисследованный вопрос — распространение ламинарных и турбулентных струй в среде, содержащей скачок плотности. Скачок в опытах представлял собой границу раздела двух несмешивающихся жидкостей, расположенных устойчиво: внизу — более плотная (вода), сверху — более легкая (дизельное масло; плотность 830 кг/м^3).

В качестве предварительного этапа на этой же экспериментальной установке изучалось распространение струй жидкости в среде с другой плотностью (струи воды в дизельном топливе и наоборот). Хотя визуальное и фотографическое наблюдение за струями значительно облегчалось при выборе несмешивающихся друг с другом жидкостей, специальные опыты со смешивающимися средами (вода и соляной раствор различной плотности) показали неизменность качественной картины явления. Особый интерес представляет возможность наглядного наблюдения за гашением турбулентности при прохождении струи более плотной жидкости (воды) через скачок плотности. Несмотря на сравнительно слабый разрыв плотностей, равный приблизительно 0.83, приведенные ниже фотографии свидетельствуют о резком сглаживании пульсаций. Отчетливо наблюдаются также эффекты, связанные с анизотропией строения струи и др. Теоретическое истолкование наблюдаемых явлений и количественная оценка приведены в конце статьи.

2. Экспериментальная установка представляла собой открытый прямоугольный лоток с длиной, шириной и высотой равными 470, 254 и 310 мм соответственно, изготовленный из органического стекла. В лоток последовательно заливались вода и дизельное топливо. На дне и в одной из боковых стенок лотка были сделаны отверстия, в которые устанавливались трубки диаметром $d = 2 \div 4 \text{ мм}$, для подвода жидкости из напорного бака. Положение последнего относительно трубки могло изменяться, чтобы обеспечить заданный режим истечения струи. Число Рейнольдса, определенное по параметрам истечения, менялось в пределах $25 \leq R \leq 20 \cdot 10^3$. Это обеспечивало возможность проведения эксперимента при ламинарном, переходном и развитом турбулентном режимах течения в струе на выходе из насадка.

В опытах проводилось измерение динамического давления (по оси струи и в поперечных сечениях), а также фото- и киносъемка струи. Для визуализации течения осуществлялась подкраска жидкости в струе. Краска вводилась в подводящую трубу при стационарном режиме течения. Такой способ позволял определять распределение скорости в струе по данным измерений скорости движения фронта краски (но ограничивал время наблю-



Фиг. 1

дения несколькими секундами). В опытах изучались вертикальные струи, распространяющиеся в направлении, перпендикулярном плоскости раздела легкой и тяжелой жидкостей, а также горизонтальные струи, развивающиеся в окрестности скачка плотности. При исследовании горизонтальных струй в лотке устанавливалось зеркало, с помощью которого фиксировались одновременно горизонтальная и вертикальная проекции струи. Фото-

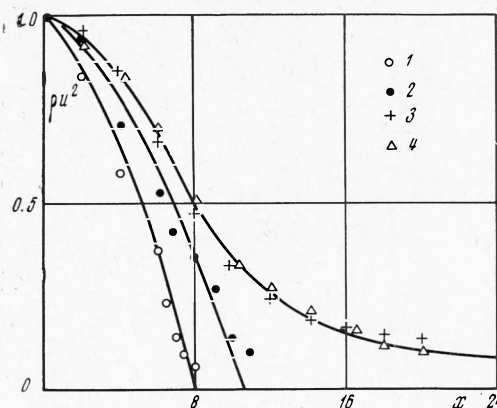
и киносъемки струй проводились соответственно камерами Зоркий-М и СКС-1 М. Динамическое давление определялось трубкой Пито диаметром 0,8 мм.

3. На фиг. 1 приведены фотографии струй жидкости различной плотности, распространяющихся в однородной среде (*a* — вода в воде, *b* — вода в масле, *c* — масло в воде). Под фотографиями приведены значения чисел Рейнольдса R . Снимки показывают, что при сравнительно малых значениях чисел Рейнольдса ($R < 3000$) в поле течения можно выделить три характерные области, отвечающие ламинарному (цилиндрический участок струи), переходному (зона резкого нарастания возмущений) и развитому турбулентному режимам течения [1]. По мере увеличения числа R длина цилиндрического участка резко сокращается и турбулизация потока начинается в непосредственной близости к насадку.

При истечении струи легкой жидкости в более плотную турбулизация потока происходит при существенно меньших значениях R . Вследствие этого развитый турбулентный режим наступает (при одинаковых значениях R) на значительно меньшем удалении от устья насадка, чем при истечении струй жидкости, одинаковой с окружающей средой плотности. Качественно другая картина наблюдается при распространении струй тяжелой жидкости в более легкой. В этом случае при $R < 2500$ заметно проявляется влияние сил поверхностного натяжения — на фотографиях отчетливо видно образование отдельных капель тяжелой жидкости. При больших значениях R происходит интенсивное дробление капель, сопровождающееся образованием турбулентного пограничного слоя. Как уже отмечалось, качественная картина сохранялась и в эксперименте со смешивающимися жидкостями.

В случаях истечения воды в воду или масла в воду, в частности в области перехода от ламинарного течения к турбулентному (исключение составляет режим $R = 25$ серии *b*), внешний вид струи и закономерности ее развития мало отличались от распространения газовых струй. В противоположность этому при истечении струи воды в масло вплоть до $R \leq 10^4$ (а фактически и выше при неограниченной глубине слоя жидкости в лотке) наблюдается картина, характерная для распространения струи в направлении, противоположном действию массовой силы.

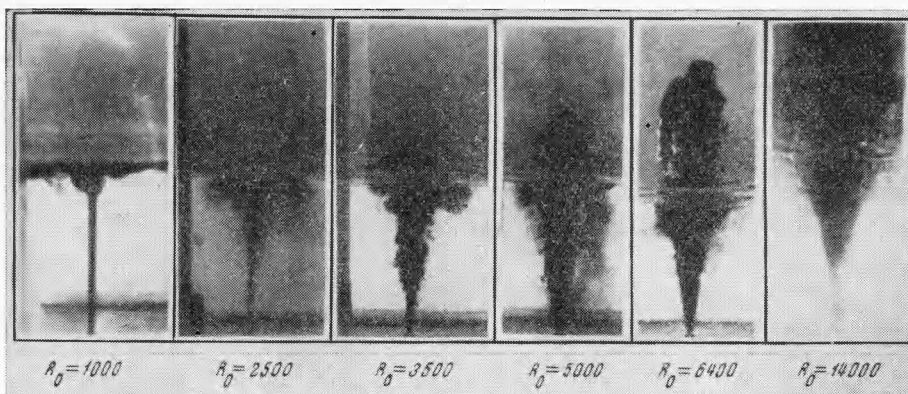
Характерной особенностью такого течения является ограничение длины струи некоторым предельным значением (растущим с увеличением R). Этот эффект — наличие предельной длины развития — связан с проявлением архимедовой силы, направленной навстречу движению, индуцированной струей. С качественной стороны явление аналогично так называемой «аннигиляции» струи проводящей жидкости в поперечном магнитном поле [2]. В обоих случаях торможение струи обусловлено объемной силой (архимедовой или лоренцевой), направленной против основного течения. Результаты измерений динамического давления в струях тяжелой жидкости, распространяющейся в более легкой, приведены на фиг. 2. Точкам 1, 2, 3, 4 соответствуют значения $R = 2880, 4000, 8000, 18\ 000$. Эти данные показывают, что при относительно малых скоростях истечения проис-



Фиг. 2

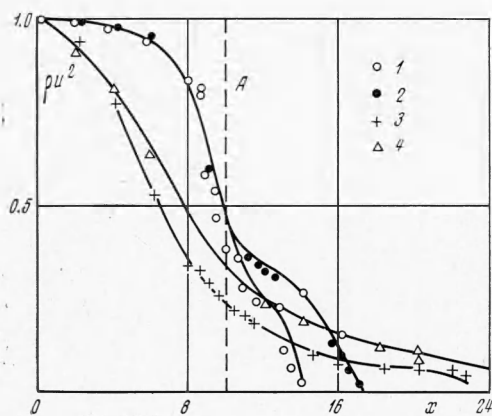
ходит резкое торможение струи. С увеличением R и, следовательно, с уменьшением отношения архимедовой (отрицательной) силы к силе инерции наблюдается увеличение предельной длины развития струи.

4. На фиг. 3 приведены фотографии вертикальных водяных струй, распространяющихся в среде со скачком плотности (поверхность раздела жидкостей различной плотности — воды и масла — удалена от среза сопла на расстояние 10 калибров). Опыты с вертикальными струями показывают, что вблизи поверхности раздела происходит существенная перестройка течения. При малых скоростях истечения наблюдается отражение



Фиг. 3

струи от поверхности раздела и растекание ее в нижнем слое вдоль скачка (внешне напоминающее натекание струи на плоскую стенку, нормальную течению). При больших скоростях истечения вблизи границы раздела также наблюдается значительное торможение струи, сопровождающееся заметным расширением свободного пограничного слоя. Результаты измерений динамического давления



Фиг. 4

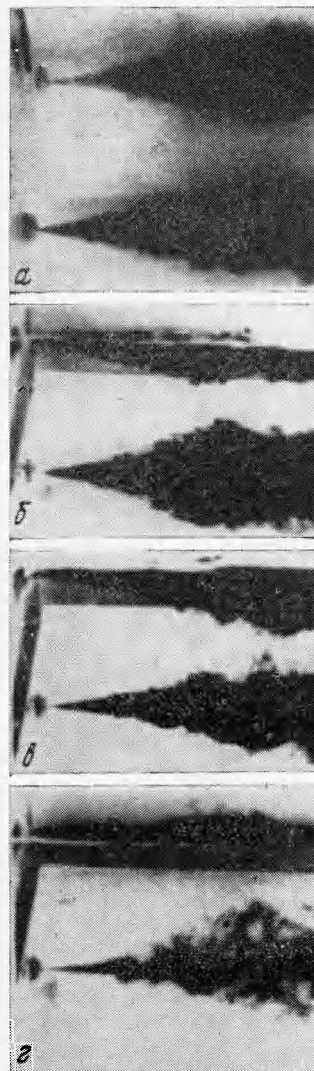
вдоль оси струи, распространяющихся нормально скачку плотности, приведены на фиг. 4. Точкам 1, 2, 3, 4 соответствуют значения $R = 2880, 4000, 8000, 18000$. Вертикальной линией A обозначена граница раздела жидкостей. Эти данные показывают, что в окрестности скачка плотности профили ρu^2 заметно деформируются. Вначале (до скачка) наблюдается резкое падение ρu^2 по оси, а затем, после прохождения границы раздела — заметное уменьшение интенсивности смешения, сопровождающееся весьма слабым изменением динамического давления вдоль оси струи. Последнее свидетельствует о ламинаризации течения, обусловленной гашением турбулентных пульсаций в зоне скачка. При увеличении скорости истечения характерный перегиб на зависимости $\rho u^2 = f(x)$ вырождается, распределение динамического давления по оси становится похожим на распределение ρu^2 в струях постоянной плотности.

(Фактически перегиб, т. е. изменение темпа затухания струи, лишь отодвигается на большую высоту.) На фиг. 5 приведены фотографии горизонтальных струй (вид с боку и снизу), распространяющихся в однородной среде (фиг. 5, а) и среде со скачком плотности (фиг. 5, б, в, г). Как видно из фотографий, при истечении воды в воду (или масла в масло) струя сохраняет обычную осесимметричную форму (обе проекции — вертикальная и горизонтальная — практически совпадают). При истечении водяной струи вдоль поверхности раздела происходит заметная деформация поля течения. В частности, при расположении оси насадка в плоскости раздела наблюдается существенное различие в развитии струи в горизонтальном и вертикальном направлениях — ширина струи (параллельная границе раздела) значительно превышает ее толщину, нормальную к плоскости скачка.

Привлекает внимание весьма сложный характер изменения внешних границ струи. В вертикальной плоскости вблизи устья течения происходит вначале заметное расширение зоны смешения (примерно на длине до 50 калибров), причем границы струи остаются практически прямолинейными. После этого становится заметным искривление границ струи и некоторое ее сужение. В дальнейшем на значительных удалениях от среза насадка толщина струи (по вертикали) сохраняется практически постоянной. В противоположность этому ширина струи (по горизонтали) монотонно возрастает, как и при истечении в однородную среду.

Аналогичная картина наблюдается и в тех случаях, когда ось сопла расположена незначительно выше или ниже границы раздела (фиг. 5, в, г). Здесь также возникает различие в интенсивности расширения струи в горизонтальном и вертикальном направлениях. В обоих случаях в окрестности границы раздела происходят гашение поперечной вертикальной составляющей скорости, приводящее к резкому нарушению симметрии течения. Это подтверждается результатами измерений полного напора в поперечных сечениях струи (фиг. 6). На фиг. 6 показано изменение профилей ru^2 в горизонтальной (точки 1) и вертикальной (точки 2) проекциях струи, распространяющейся вдоль скачка плотности. Для данного типа движения характерным является анизотропия течения, обусловленная гашением турбулентных пульсаций в вертикальном направлении. Заметим, что наблюдавшиеся в опытах закономерности развития струи в области устойчивой стратификации среды являются общими для различных типов струйных течений. В частности, они характерны для течения в следе за телом [3-5].

5. Приведем качественную оценку эффекта, вызванного действием ориентированной против течения объемной силы. Запишем уравнение движения и неразрывности для осесимметричной ламинарной струи тяжелой



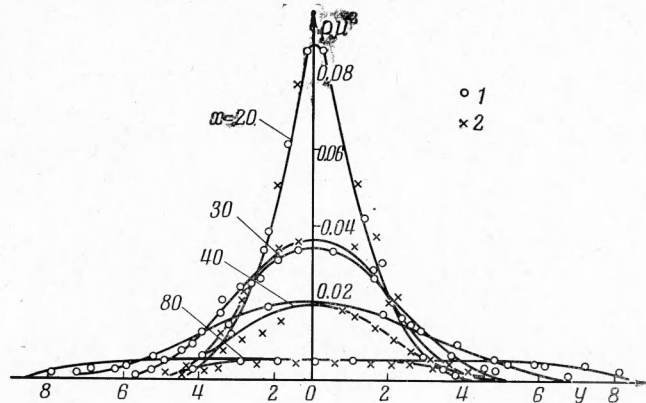
Фиг. 5

жидкости, распространяющейся вертикально вверх

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) - g \Delta \rho \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho u) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho v) = 0$$

Здесь последний член в первом уравнении отражает действие архимедовой силы, вызванной различием плотности жидкости в струе и в окружающей среде ρ_0 ($\Delta \rho = \rho - \rho_0$). Для простоты предположим, что плотность истекающей жидкости существенно превышает плотность среды, а распределение плотности в поперечном сечении струи подобно профилю



Фиг. 6

скорости ($\Delta \rho \sim \rho$, $\rho \sim u$). При этих условиях из уравнений (5.1) получим следующее интегральное соотношение:

$$\frac{dI}{dx} = -g \int_0^{\infty} \rho y dy, \quad I = \int_0^{\infty} \rho u^2 y dy \quad (5.2)$$

Дополним его уравнением сохранения потока массы вытекающей жидкости, которое отвечает принятому допущению $\Delta \rho \sim \rho$

$$G = \int_0^{\infty} \rho u y dy \approx \text{const} \quad (5.3)$$

На основном участке струи решение исходных уравнений можно представить в автомодельном виде

$$u = u_m F(\varphi), \quad y = \delta \varphi$$

Уравнения (5.2), (5.3) запишем в следующем виде:

$$\frac{dI}{dx} = -g u_m \delta^2 K_1, \quad I = u_m^3 \delta^2 K_3, \quad G = u_m^2 \delta^2 K_2 \quad (5.4)$$

где

$$K_n = \int_0^{\infty} F^n \varphi d\varphi \quad (n = 1, 2, 3)$$

Последние два соотношения позволяют выразить величины u_m и δ через импульс струи. Подставляя эти выражения в первое из уравнений (5.4) и интегрируя его при начальном условии $I = I_0$ при $x = 0$, получим следующее выражение для импульса струи:

$$I / I_0 = \sqrt{1 - \chi} \quad (5.5)$$

где

$$\chi = 2g \left(\frac{G}{I_0} \right)^2 \frac{K_1 K_3}{K_2^2}$$

Отсюда видно, что при $\chi = 1$ импульс струи обращается в нуль. Аналогичный в качественном отношении результат может быть получен и для турбулентной (автомодельной) струи. В обоих случаях для струй более плотной жидкости, ориентированных навстречу силе тяжести, как и наблюдалось в опытах, характерно наличие конечной предельной длины струи. Как уже отмечалось, это явление аналогично торможению струи проводящей жидкости в поперечном магнитном поле. С физической стороны оно сводится к израсходованию начального потока импульса под влиянием встречной массовой силы.

6. Для объяснения наблюдавшейся в опытах анизотропии рассмотрим турбулентную струю, распространяющуюся горизонтально в устойчиво стратифицированной в вертикальном направлении (по оси z) среде. Такое течение в общем случае будет описываться уравнениями трехмерного турбулентного пограничного слоя

$$\begin{aligned} u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial y} \left[\nu_T \frac{\partial u}{\partial y} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\nu_T \Phi(Ri) \frac{\partial u}{\partial z} \right] \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \end{aligned} \quad (6.1)$$

где ν_T — турбулентная вязкость в однородной среде (определяемая, например, по второй схеме Прандтля; $\nu_T = u_m L$, u_m , L — масштаб скорости и эффективная ширина струи). Множитель $\Phi(Ri)$ учитывает влияние стратификации на вертикальный перенос импульса и является функцией локального числа Ричардсона

$$Ri = g \frac{\partial \rho}{\partial z} / \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2$$

Система уравнений (6.1) незамкнута. Поэтому ограничимся качественной оценкой закономерности развития рассматриваемой струи по вертикали и горизонтали. С этой целью допустим, что движение в первом приближении можно описать двумя независимыми уравнениями плоского течения, записанными отдельно для плоскостей xy и xz

$$\begin{aligned} u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\nu_T \frac{\partial u}{\partial y} \right], \quad \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \\ u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left[\nu_T \Phi(Ri) \frac{\partial u}{\partial z} \right], \quad \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \end{aligned} \quad (6.2)$$

Анализ этих уравнений, выполняемый обычным способом [2, 6, 7], приводит в автомодельной области к следующей оценке ширины струи в горизонтальном (L_y) и вертикальном (L_z) направлениях

$$L_y \sim x, \quad L_z \sim \int_0^x \Phi(Ri) dx \quad (6.3)$$

При этом предполагается, что коэффициент гашения пульсаций $\vartheta(Ri) = \vartheta(x)$ является функцией только продольной координаты. Отсюда следует, что ширина струи в горизонтальном направлении, как и в однородной среде, с удалением от устья струи растет неограниченно. В противоположность этому размер струи в вертикальном направлении на некотором расстоянии от устья принимает конечное значение и далее не изменяется. Это является следствием того, что в устойчиво стратифицированной среде при некотором критическом значении локального числа Ричардсона Ri коэффициент ν_T обращается в нуль (см. [7], ч. 1, гл. 4), т. е. полностью подавляется турбулентный перенос импульса в вертикальном направлении. Таким образом, в устойчиво неоднородной среде сечение первоначально круглой турбулентной струи приобретает форму эллипса с малой полуосью, параллельной направлению стратификации. Этот результат качественно согласуется с экспериментальными данными, приведенными выше. Заметим, что установление в направлении оси z конечного размера струи аналогично вырождению струйного течения проводящей жидкости в продольном магнитном поле. Существенно, что наличие предельного размера струи присуще только турбулентным течениям, поскольку оно вызвано воздействием архимедовых сил на пульсационное движение. Результатом этого является подавление турбулентного трения в одном из направлений расширения струи. В конечном счете происходит подавление не только касательного напряжения τ_{xz} , но и всех членов тензора турбулентного напряжения. Особенно ясно это должно наблюдаться в предельном случае наличия скачка плотности, для которого локальное число Ричардсона может превышать критическое значение. Именно этим обстоятельством объясняется наблюдаемое в опытах исчезновение вихревой структуры в вертикальных струях, проходящих поверхность раздела жидкостей различной плотности (фиг. 3). Таким образом обнаруженные эффекты — наличие предельной длины струи, анизотропия ее развития, гашение турбулентных пульсаций скорости — находят качественное объяснение в рамках теории пограничного слоя и полуэмпирической теории турбулентности.

Поступила 1 X 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. В у л и с Л. А., Ж и в о в В. Г., Я р и н Л. П. Переходная область течения в свободной струе. Инж.-физ. ж., 1969, т. 17, № 2.
2. Д ж а у г а ш т и н К. Е. Ламинарные струи проводящей жидкости. Магнитная гидродинамика, 1970, № 1.
3. S c h o o l e y A. H., S t e w a r t R. W. Experiments with a self-propelled body submerged in a fluid with a vertical density gradient. J. Fluid. Mech., 1963, vol. 15, pt 1.
4. P r u c h E. A., H a r t y F. R. Jr., K e n n e d y J. F. Turbulent wakes in density stratified fluids of finite extent. Rept. Hydrodynamic Lab. Mass. Inst. Technol. 1964, No. 65.
5. S t o c k a u s e n P. J., C l a r k C. B., K e n n e d y J. F. Three-dimensional momentumless wakes in density — stratified liquids. Rept. Hydrodynamic, Lab. Mass. Inst. Technol., 1966, No. 95.
6. Д ж а у г а ш т и н К. Е. Турбулентные струи проводящей жидкости. Магнитная гидродинамика, 1970, № 2.
7. М о н и н А. С., Я г л о м А. М. Статистическая гидромеханика, ч. 1. М., «Наука», 1965.