

Формула (2.13) имеет место для областей, достаточно удаленных от ребра клина, и углов θ , не близких к величинам $2\pi l + \pi \pm \alpha$. Кроме того, источник должен быть удален от ребра клина на достаточное расстояние. Из формулы (2.13) следует, что дифрагированная волна может рассматриваться как падающая волна, излучаемая ребром клина и имеющая переменную интенсивность по азимуту θ , причем интенсивность колебаний по азимуту зависит от множителя $f(\theta)$. При $\cos \alpha/p > |\cos \pi/p|$ в рамках применимости асимптотической формулы (2.13) будет существовать направление, на котором дифракционное возвышение равно нулю. Так же как падающая и отраженные волны, дифрагированная волна в начальный период времени имеет порядок $1/\rho'$, при $st \geq 4\rho'$ дифракционное возвышение фактически совпадает с дифракционным возвышением, вызываемым источником, который работает в интервале времени $-\infty < t < \infty$, и исследованным в работе [1], и имеет порядок $1/\sqrt{\rho'}$. Из формулы (2.13) при $h \ll r + r'$ следуют формулы, аналогичные формулам, полученным при $h \ll R$, для падающей и отраженной волн.

Автор приносит благодарность С. С. Войту, под руководством и при помощи которого была выполнена данная работа.

Поступило 28 IV 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Себекин Б. И. Дифракция поверхностных волн на клине. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, вып. 5.
2. Войт С. С. Дифракция на полуплоскости волн, образуемых на поверхности жидкости периодически действующим источником. ПММ, 1961, т. 25, вып. 2.
3. Сретенский Л. Н. Распространение волн в упругом полупространстве при движении приливной волны на поверхности бассейна круговой формы. Тр. Морск. гидрофиз. ин-та АН СССР, 1955, т. 6.
4. Градштейн И. С. и Рыжик И. М. Таблицы интегралов сумм, рядов и произведений. Изд. 4-е, Физматгиз, 1963.
5. Карпов К. А. Таблицы функции $W(z) = e^{-z^2} \int_0^z e^{x^2} dx$ в комплексной области. Изд-во АН СССР, 1954.
6. Ватсон Г. Н. Теория бесселевых функций, ч. 1. Изд. иностр. лит., 1949.

ОБ ИНТЕНСИФИКАЦИИ ПЕРЕНОСА ТЕПЛА И ВЕЩЕСТВА В СВОБОДНОЙ СТРУЕ ПРИ ПОМОЩИ МЕХАНИЧЕСКОГО ТУРБУЛИЗАТОРА

Л. А. ВУЛИС, Ю. И. МИХАСЕНКО

(Ленинград)

В развитие опубликованных данных по динамической задаче (Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 6) приводятся результаты опытов по истечению неизотермической струи, характеризующие возможность интенсификации переноса импульса, тепла и вещества в свободной струе при помощи механического турбулизатора.

Опыты были проведены с истечением в воздух дозвуковых струй слабоподогретого воздуха ($\sim 30-35^\circ\text{C}$) и в небольшом объеме гелиевых струй, а также горящего пропан-бутана.

Из результатов эксперимента вытекает, что интенсивность переноса тепла и вещества, как и импульса, резко возрастает при действии турбулизатора. Наряду с этим подтверждена возможность обобщения результатов опыта при помощи числа Струхала.

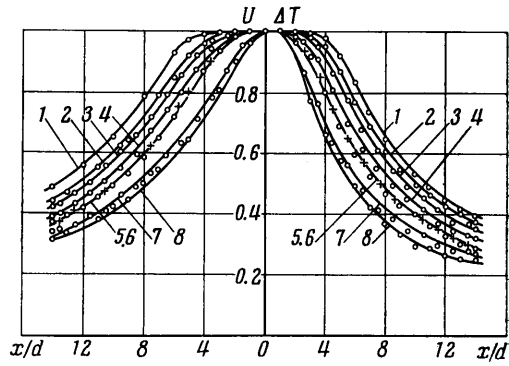
1. В работе [1] приведены экспериментальные данные по динамической задаче — распространению свободной турбулентной струи, в которой искусственно с помощью механического турбулизатора создавался повышенный уровень начальной турбулентности. В качестве турбулизатора был использован установленный в подводящем трубопроводе диск, вращающийся с заданным числом оборотов вокруг оси, нормальной к оси трубы (см. фиг. 1 в статье [1]).

Ниже приводятся результаты экспериментального изучения интенсивности турбулентного перемешивания в струе при различных значениях числа оборотов диска, точнее числа Струхала $S = nd/u_0$, где n — число оборотов, d — диаметр сопла на срезе, u_0 — скорость истечения. Заметим, что в работе [1] число S определялось по «числу пересечений» потока диском ($f = 2n$). Опыты с одно-, двух- и четырехлопастными

турбулизаторами показали, что определяющей величиной является число оборотов турбулизатора n . Поэтому далее везде $S = nd/u_0$, причем значения S при равных условиях в два раза меньше, чем указанные в работе [1].

Для оценки интенсивности турбулентного перемешивания опыты были проведены с истечением в воздух дозвуковых ($M_0 \ll 1$) струй слабоподогретого воздуха ($\Delta T_0 \approx 30-35^\circ \text{C}$). Поэтому результаты их в равной мере относятся к тепловой и диффузионной (изотермическое смешение жидкостей близкой плотности) задачам. Отдельные опыты, проведенные при истечении гелия в воздух, а также с горящим факелом, будут описаны ниже.

Опыты с истечением воздушных струй проводились на той же установке, что и в работе [1]. Специальными опытами на ряде геометрически подобных установках с размерами выходного диаметра сопла $d = 10, 30$ и 40 мм была показана практическая независимость наблюдаемых эффектов от размера установки. При нарушении подобия качественная картина влияния числа S остается той же, но количественные зависимости несколько меняются. Основные опыты с истечением воздуха были проведены при скорости истечения порядка 40 м/сек и указанным подогреве. Значения числа Рейнольдса были порядка $85 \cdot 10^3$, а числа $S \approx 0-0.12$ (напомним, что в работе [1] было показано, что при $S \approx 0.10$ и более интенсивность затухания струи практически не меняется).



Фиг. 1

2. На фиг. 1 представлены распределение скорости $U = u_m / u_{m0}$ и избыточной температуры $\Delta T = \Delta T_m / \Delta T_{m0}$ вдоль оси струи для различных значений числа Струхали: кривым 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8 соответствует $S = 0, 0.008, 0.0105, 0.05, 0.065, 0.087, 0.12$. Для температурных кривых сохраняется та же закономерность роста интенсивности затухания струи с увеличением числа Струхали, что и для скоростных.

Что касается обобщения данных для разных значений скорости истечения и числа оборотов при одной и той же величине S , то для иллюстрации его на кривой 5 фиг. 1 нанесены данные для двух пар значений:

$$u_{01} = 38.5 \text{ м/сек}, \quad n_1 = 63 \text{ гц.}$$

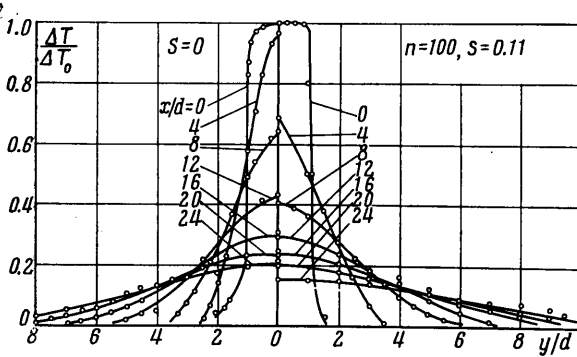
$$S_1 = 0.065 \text{ (кружки)}$$

$$\text{и}$$

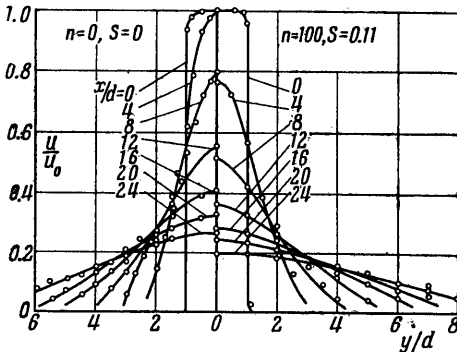
$$u_{02} = 78 \text{ м/сек}, \quad n_2 = 124 \text{ гц.}$$

$$S_2 = 0.0635 \text{ (кресты)}$$

Аналогичное совпадение наблюдалось и при других значениях скорости и числа оборотов.



Фиг. 2 а

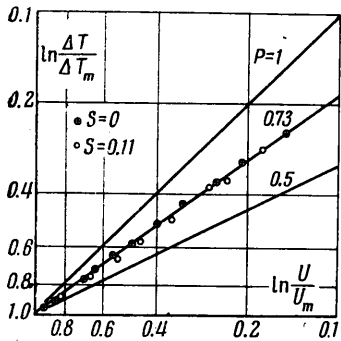


Фиг. 2 б

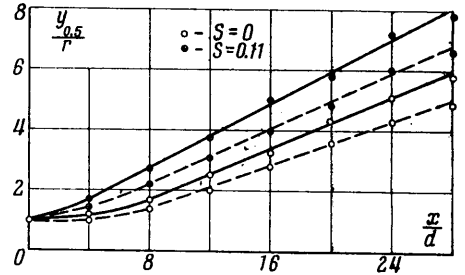
На фиг. 2. а и б нанесены поперечные профили избыточной температуры и скорости для струи при $S = 0$, т. е. при неподвижном диске, ориентированном по течению, и при $S = 0.11$ ($u_0 = 36$ м/сек, $n = 100$ гц).

Как видно из графиков, интенсивность переноса тепла, как и импульса, при действии турбулизатора резко возрастает — профили скорости и температуры при $S = 0.11$ значительно шире и ниже, чем при $S = 0$.

Что касается соотношения между переносом импульса и тепла, то оно сохраняется тем же, что и в обычных струях и, примерно, отвечает условному турбулентному числу $P \approx 0.70-0.75$, что следует из фиг. 3.



Фиг. 3

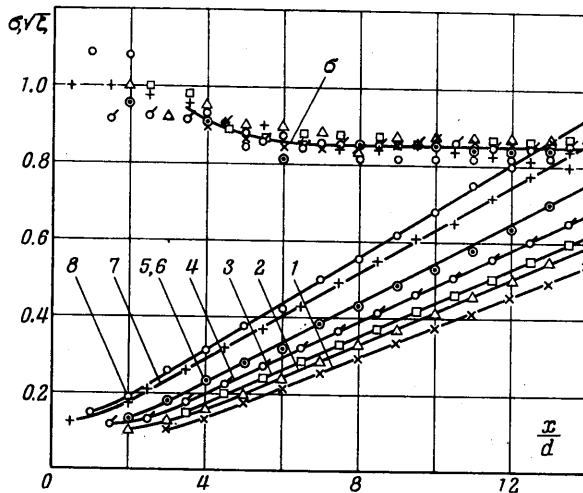


Фиг. 4

Турбулентное число Прандтля определялось из соотношения

$$\frac{\Delta T}{\Delta T_m} = \left(\frac{u}{u_m} \right)^P$$

справедливого для основного участка струи, для значений числа $S = 0$ и 0.11 . Об этом же соотношении между тепловой и динамической задачах говорит зависимость услов-



Фиг. 5

ной «полуширины» струи по скорости — пунктирные и температуре — сплошные линии (т. е. значений $u = 1/2 u_m$ и $u_{\Delta T} = 1/2 \Delta T_m$) от координаты x , представленные на фиг. 4.

3. Как и в работе [1], изменение скорости и температуры во всем поле течения может быть рассчитано, например, по методу эквивалентной задачи теории теплопроводности [2]. Это видно из той же фиг. 2, где сплошные линии являются расчетными, а точки — опытными. Ключ к расчету в виде зависимости эффективной координаты

$$\xi = \xi(X), \quad (\xi = \sqrt{\xi_r} / d, \quad X = x / d)$$

для избыточного теплосодержания показан на фиг. 5; на этой же фигуре нанесено

значение

$$\sigma = \sqrt{\xi_u} / \sqrt{\xi_T} \approx 0.85 \text{ для } x/d > 5$$

Заметим, также, что опытные данные позволяют указать для $x/d \geq 8$ простые формулы, связывающие полуширину струи с эффективной координатой:

$$y_u = 1/2 u_m / \sqrt{\xi_u} \approx 2.55, \quad y_{\Delta T} = 1/2 \Delta T_m / \sqrt{\xi_T} \approx 2.65$$

Таким образом по своим основным свойствам струя с искусственно возбужденной турбулентностью качественно схожа с обычной турбулентной струей, но отличается от нее существенно большей интенсивностью турбулентного обмена.

В качестве еще одной характеристики, подтверждающей этот вывод, приведем приближенные значения для зависимости относительного расхода воздуха в струе от координаты x . При выключенном турбулизаторе имеет место соотношение

$$\frac{G}{G_0} \approx 1 + 0.2 \frac{x}{d} \text{ для } 0 \leq x/d \leq 13$$

тогда как при включенном турбулизаторе

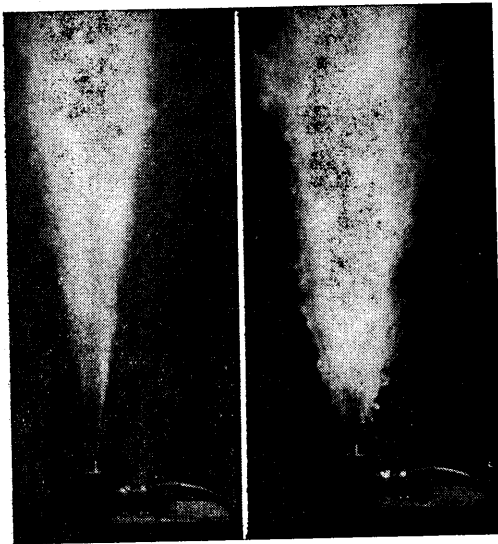
$$\frac{G}{G_0} \approx 1 + 0.2k(S) \frac{x}{d}$$

для значений $S = 0.0367, 0.082, 0.105$ соответствующие значения $K(S) = 1.18, 1.36, 1.44$.

4. Обратимся к данным по истечению гелия в воздух, характеризующим влияние турбулизатора на распространение струи сжимаемого газа. Опыты проводились на геометрически подобной установке с диаметром сопла на срезе $d = 10$ мм при скорости истечения гелия $u_0 = 52$ м/сек и числе Рейнольдса $R \approx 4.37 \cdot 10^3$. Результаты

приведены на фиг. 6 для различных чисел Струхалия: кривые 1, 2, 3, 4, 5, 6, $S = 0.117, 0.125, 0.067, 0.045, 0, 0$ кривые 1, 3, 4, 5 характеризуют истечение гелия в воздух, кривые 2 и 6 — воздуха в воздух.

Как видно на фиг. 6, при истечении гелия в воздух «управляющее действие» турбулизатора качественно остается тем же, что и для случая $\rho = \text{const}$. С количественной стороны эффект, связанный с турбулизатором, при истечении легкого газа в атмосферу более тяжелого меньше, чем при истечении струи воздуха в воздух. На фиг. 6 для сравнения нанесены для экстремальных значений чисел Струхалия $S = 0$ и $S = 0.12$ кривые падения ρu^2 для воздушной струи (пунктирные линии), подтверждающие сделанный вывод. При этом при $S = 0.12$ обе кривые (для воздуха и гелия) сравнительно близки одна к другой, тогда как при $S = 0$ расхождение между ними велико (затухание струи гелия происходит значительно быстрее, что связано в значительной



Фиг. 7

мере с меньшим значением числа $R \approx 4.4 \cdot 10^3$ — для гелия). Полученный результат согласуется с другими данными по истечению турбулентных газовых струй. Так, например, из данных В. Е. Карелина [2, 3] следует, что влияние отношения плотности газа в струе и окружающей среде существенно при низком уровне начальной турбулентности и значительно меньше — при повышенном.

В заключение приведем (фиг. 7) фотографии диффузионного газового факела, образованного при истечении в воздух струи холодного газа пропан-бутана. На левом снимке изображен факел при выключенном турбулизаторе ($S = 0$), на правом — при включенном ($S \approx 0.18$, $n = 410$ гц) и том же расходе газа ($u_0 \approx 20$ м/сек).

Из фотографий и визуальных наблюдений отчетливо видна резкая интенсификация горения при включенном турбулизаторе — пламя при этом становится заметно шире (особенно в начальном участке) и ярче, вся видимая часть факела становится заметно короче. Интенсивность диффузионного факела определяется смешением топлива (газа) и воздуха, поэтому наблюдение лишней раз подтверждает возможность управления свойствами струи и повышения интенсивности процессов переноса в свободных турбулентных струях (а также исследования течения) при помощи предложенного типа турбулизатора.

Поступило 16 VI 1967

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Вулис Л. А., Михасенко Ю. И., Хитриков В. А. Об эффективном управлении распространением свободной турбулентной струи. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, вып. 6.
- 2 Вулис Л. А., Кашкаров В. П. Теория струй вязкой жидкости. Изд-во «Наука», Москва, 1965.
- 3 Вулис Л. А., Карелин В. Е., Устименко Б. П. Распространение турбулентной газовой струи в спутном потоке. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 3.

ВОЛНОВОЕ ПОЛЕ НАПРАВЛЕННОГО ВЗРЫВА

И. М. ЛЮБОШИЦ (Москва)

Рассматривается подводный взрыв газа в открытом снизу цилиндрическом баллоне. Поле давления в воде представляет собой тороидальную волну сжатия с постепенным нарастанием давления за фронтом волны. В линейном приближении скачок давления имеет место только под цилиндром с газом. Заполнение нижней части цилиндра водой изменяет профиль волны сжатия.

Полученные результаты могут быть использованы в морской сейсморазведке при разработке источников возбуждения упругих колебаний, безопасных для рыбного хозяйства, во взрывной очистке фильтров в водных скважинах и т. д.

1. Одномерная ударная волна в воде при газовой детонации. Амплитуда детонационной волны в газе в несколько тысяч раз меньше, чем в конденсированном ВВ. Например [1], у стехиометрической смеси пропана с кислородом плотность $\rho = 1.52 \cdot 10^{-3}$ г/см³ при $p_0 = 1$ атм, постоянная изэнтропии $\gamma = 1.24$, скорость детонации $D = 2.3$ км/сек, а детонационное давление

$$p_d = \frac{\rho D^2 + p_0}{\gamma + 1} = 36 \text{ атм}$$

При отражении детонационной волны от воды энтропия продуктов детонации (ПД) возрастает [2] менее чем на 8%. В изэнтропическом приближении

$$c_1 + \frac{1}{2}(\gamma - 1)u_1 = c_d + \frac{1}{2}(\gamma - 1)u_d; \quad u_d = \frac{D}{\gamma + 1} c_d = \frac{\gamma D}{\gamma + 1} \quad (1.1)$$

Здесь u_1 и c_1 — начальные значения скорости и скорости звука в ПД после отражения, а u_d и c_d — массовая скорость и скорость звука на детонационном фронте

$$c_1 = \frac{3\gamma - 1}{2(\gamma + 1)} D \left[1 - \frac{\gamma^2 - 1}{3\gamma - 1} \frac{u_1}{D} \right] \quad (1.2)$$

$$p_1 = p_d \left(\frac{c_1}{c_d} \right)^\gamma = p_d \left(\frac{3\gamma - 1}{2\gamma} \right)^\gamma \left[1 - \frac{\gamma^2 - 1}{3\gamma - 1} \frac{u_1}{D} \right]^\gamma \quad \left(\gamma = \frac{2\gamma}{\gamma - 1} \right)$$

Начальное давление на границе раздела ПД — вода p_1 связано с ее начальной скоростью u_1 условием динамической совместности на фронте ударной волны в воде

$$p_1 - p_0 = \rho_0 N_1 u \quad (1.3)$$