

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПУЛЬСАЦИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В СЛЕДЕ ЗА ЛИНЕЙНЫМ ТЕПЛОВЫМ ИСТОЧНИКОМ

В. И. РАСЩУПКИН, А. Н. СЕКУНДОВ

(Москва)

В следе за линейным тепловым источником (нагретая проволока, диаметр которой много меньше масштаба турбулентности набегающего потока) измерены температура и пульсации температуры, «термический» коэффициент перемежаемости, спектры пульсаций скорости и температуры. Численно найдено автомодельное решение для дальнейшей части следа и проведен расчет начальной неавтомодельной части следа с учетом эффектов реологии и обнаруженного в эксперименте повышенного уровня диссипации.

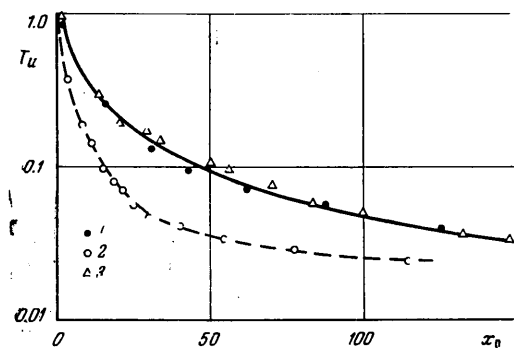
1. В настоящее время успешно развиваются методы расчета турбулентных течений с использованием моментных уравнений, например [1-4]. В таких моделях турбулентности, как правило, при вычислении переносных свойств турбулентного потока (коэффициентов вязкости и диффузии) и скорости диссипации используется единый масштаб турбулентности, например интегральный. Кроме того, делается предположение о «градиентном» механизме переноса, когда все потоки связаны с градиентами средних значений переносимой величины. Указанные гипотезы, по-видимому, справедливы в том случае, когда интегральный масштаб турбулентности много меньше характерного размера области, занятой градиентным течением, и когда спектры турбулентных пульсаций изменяются подобно (автомодельно) по мере развития течения. Однако в ряде случаев это условие может не выполняться. Прежде всего, это течения (струи, пограничные слои, следы), которые развиваются в потоке с большим масштабом турбулентности. Типичным примером такого течения является след за диффузионным источником тепла или пассивной примеси, размеры которого много меньше масштаба турбулентности набегающего потока.

Исследованию диффузии тепла или пассивной примеси за диффузионным источником посвящено достаточно много работ. Среди них можно выделить теорию диффузии за линейным или точечным источником в поле однородной турбулентности Тейлора [1] и экспериментальное исследование работы [5]. В этих и в большинстве других работ основное внимание уделяется описанию полей средней концентрации (или температуры). Однако для многих практических задач, особенно для течений с химическими реакциями, важно знать распределение пульсаций температуры и концентрации. Известны три работы, в которых измерены пульсации температуры за линейным источником [6] и пульсации концентрации за точечным источником [7, 8]. Экспериментальные данные этих работ не достаточны для построения обоснованных моделей турбулентности, позволяющих рассчитывать течения такого типа.

В данной работе проведено экспериментальное исследование следа за нагретой пластиной или проволокой, натянутой в выходном сечении прямоугольного сопла.

Пластина имела толщину 0.1 мм и ширину 8 мм, диаметр проволоки 0.8 мм. Размеры выходного сечения сопла 30×50 см. Истекающий из сопла поток турбулизовался решеткой из пластин шириной 20 мм и толщиной 3 мм, расстояние между пластинами 40 мм. Решетка заглублялась внутрь сопла на 15 см (при этом интенсивность турбулентности в выходном сечении сопла составляла 22%) или на 25 см (интенсивность турбулентности 12%). Скорость в выходном сечении сопла 5 м/сек. Источник нагревался постоянным током до температуры 200° С, температура набегающего потока 25° С.

Пульсации скорости измерялись термоанемометром 55D01 фирмы «DISA», использовался датчик с диаметром проволоки 5 мкм и длиной 1.2 мм. Частотный диапазон измерения пульсаций скорости составил не менее 20 кГц. Температура потока измерялась термоанемометром 55M01 («DISA») со сменным мостом 55M20, работающим в режиме термоанемометра постоянного тока. Использовался датчик 55P31 с платиновой проволокой диаметром 1 мкм и длиной 0.4 мм. Датчик работал практически с нулевым перегревом (режим термометра сопротивления). Частотный



Фиг. 1

диапазон измерения пульсаций температуры составлял 3 кГц. Измерялись также «термический» коэффициент перемежаемости  $\gamma_T$ , определяемый как вероятность наблюдения в данной точке пульсаций температуры, отношение квадрата производной от температуры по времени к среднему квадрату пульсаций температуры ( $K = \langle (\partial T / \partial t)^2 \rangle / \langle T'^2 \rangle$ ) и спектры пульсаций скорости и температуры. Методика измерения  $\gamma_T$  и  $K$  описана в [9]. Для спектральных измерений использовался узкополосный анализатор спектра SBA 101 (RFT, ГДР) с шириной фильтра 8.5% средней частоты. Коэффициенты турбулентной диффузии  $D_t$  и вязкости  $\epsilon$  определялись диффузионным методом по скорости размытия температурного следа [10]. При этом использовалась следующая связь:  $D_t = \epsilon Sc$ , число Шмидта  $Sc$  бралось равным 0.5.

Результаты измерения средней избыточной температуры  $T_u = (\langle T \rangle - T_0) / \Delta T_m$  ( $T_0$  — температура набегающего потока,  $\Delta T_m$  — максимальная избыточная температура в начальном сечении на расстоянии 1 мм от источника) вдоль оси следа приведены на фиг. 1, на которой 1 — пластина,  $\langle u'^2 \rangle^{1/2} / u_0 = 22\%$  (источник 1), 2 — проволока,  $\langle u'^2 \rangle^{1/2} / u_0 = 22\%$  (источник 2), 3 — проволока,  $\langle u'^2 \rangle^{1/2} / u_0 = 12\%$  (источник 3). По оси абсцисс отложена величина  $x_0 = x / b_0$ , где  $b_0$  — начальная полуширина следа, опреде-

ляемая следующим образом:  $b_0 \Delta T_m = \int_0^\infty (\langle T \rangle - T_0) dy$ . В дальней части

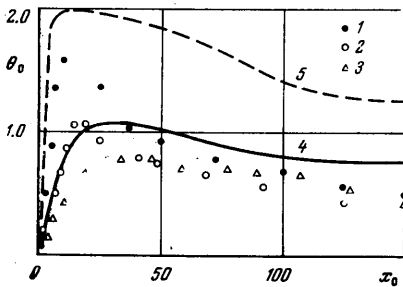
следа при  $x_0 > 30-40$  средняя температура на оси следа убывает как  $1/\sqrt{x}$ . На начальном участке скорость падения средней температуры зависит от отношения масштаба турбулентности набегающего потока  $L$  к начальной полуширине следа  $b_0$ . Для точек 1 и 3 это отношение составляет соответственно 4.2 и 6.7, а для точек 2 оно примерно в 3 раза меньше и равно 1.6. Результаты измерения пульсаций температуры вдоль оси следа приведены на фиг. 2. По оси ординат отложена величина  $\theta_0 = \langle T'^2 \rangle^{1/2} / (\langle T \rangle - T_0)$ . Точка 1 — источник 1, 2 — источник 2, 3 — источник 3. На этой же фигуре линией 5 показаны результаты расчета по модели Сполдинга [4] и линией 4 — расчет данной работы (см. далее). Экспериментальные данные качественно совпадают с экспериментом работ [6, 8].

На фиг. 3 приведены спектры пульсаций скорости, измеренные в следе и в набегающем потоке,  $f$  — частота. По оси ординат отложена величина  $E = [E_u(f)]^{1/2} \Delta f / \langle u'^2 \rangle$ , где  $E_u(f)$  — спектральная плотность пульсаций скорости,  $\Delta f$  — ширина фильтра анализатора спектра, равная 8.5%  $f$ . Точка 1 —  $x_0 = 7$ , 2 —  $x_0 = 21$ , 3 —  $x_0 = 42$ , 4 —  $x_0 = 84$ , 5 —  $x_0 = 0$  вне следа; точ-

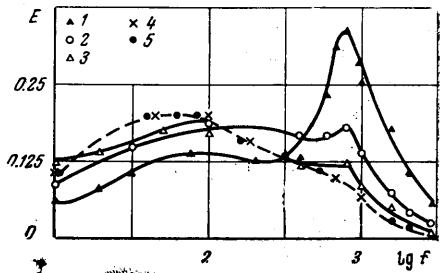
ки 1—4 соответствуют измерениям на оси следа. Измерения проведены для источника 3 без нагрева проволоки.

Измерение пульсаций скорости, а не пульсаций температуры, было выбрано по двум причинам: во-первых, при измерении пульсаций скорости обеспечивается значительный запас по частотному диапазону аппарата, что очень важно для оценки уровня диссипации, определяемого именно высокими частотами; во-вторых, есть возможность сравнить спектры пульсаций в следе и в набегающем потоке. Пульсации температуры в набегающем потоке практически отсутствуют.

Из фиг. 3 видно, что на оси в ближнем следе имеется ярко выраженный максимум спектральной плотности на частоте  $\sim 800$  гц. При удалении от



Фиг. 2



Фиг. 3

источника и от оси следа спектральная плотность в этом максимуме довольно быстро падает. Качественно изменение спектральной плотности на частоте 800 гц вдоль оси следа и в поперечном направлении аналогично изменению средней избыточной температуры. В спектре пульсаций скорости набегающего потока максимум на высоких частотах отсутствует.

Наличие максимума в спектре на высоких частотах можно объяснить присутствием мелкомасштабных вихрей в ближнем следе, образующихся при обтекании источника и создающих «свою» мелкомасштабную структуру. По мере удаления от источника мелкие вихри довольно быстро диссипируют, и в дальнем следе структура турбулентности совпадает со структурой турбулентности набегающего потока.

Как известно, скорость диссипации  $N = \nu \langle (\partial u_i / \partial x_k)^2 \rangle$ , связана со спектральной плотностью энергии турбулентности следующим образом:

$$N \sim \int_0^{\infty} E(f) f^2 df.$$

Обработка спектров пульсаций скорости показала, что

скорость диссипации в ближнем следе примерно в 20 раз выше, чем в набегающем потоке и в дальнем следе.

Таким образом всю область течения можно разделить на два участка: начальный участок ( $x/b_0 < 40-50$ ) и дальний след ( $x/b_0 > 50$ ). Начальный участок характеризуется повышенным уровнем пульсаций температуры, достигающим за первым источником 150%, повышенным уровнем скорости диссипации и неавтомоделностью спектра турбулентных пульсаций. Это объясняется тем, что на начальном участке ширина следа много меньше масштаба турбулентности  $L$  набегающего потока и вначале след «разбалтывается» крупными вихрями практически как единое целое, почти не «размывается». На этом участке коэффициент перемежаемости  $\gamma_T$  отличен от единицы даже на оси следа. Из неавтомоделности спектра турбулентных пульсаций следует невозможность описания переносных (диффузионных) и диссипативных свойств единым масштабом. Обычно при

выводе диссипативного члена используют следующую аппроксимацию:  $D\langle(\partial c/\partial x)^2\rangle \sim D\langle c'^2\rangle/\lambda^2$ , где  $\lambda$  — микромасштаб турбулентности. Далее для развитой турбулентности предполагается универсальная для всего поля течения связь  $\lambda$  с интегральным масштабом типа  $L/\lambda = A + B \text{Re}_t$ , где  $\text{Re}_t = \sqrt{\epsilon} \lambda/\nu$ ,  $A$  и  $B$  — постоянные. Переход от  $\lambda$  к  $L$  и использование соотношения  $\epsilon = L\sqrt{\epsilon}$  приводит к следующему выражению для диссипативного члена:

$$D\langle(\partial c/\partial x)^2\rangle \sim \beta\langle c'^2\rangle\epsilon/\epsilon, \quad \beta = \text{const}$$

В рассматриваемом случае отсутствует универсальная связь между  $\lambda$  и  $L$ , поскольку  $L$  определяется структурой турбулентности набегающего потока, а  $\lambda$  на начальном участке связан с особенностями обтекания источника и в первом приближении пропорционален начальной ширине следа  $b_0$ . Поэтому  $\beta$  на начальном участке является переменным и только в дальнем следе выходит на константу. Постоянство  $\beta$  в дальнем следе подтверждается измерениями величины  $K$ . Измерения показали, что  $K$  практически не меняется в дальнем следе.

Другой хорошо известной особенностью течения на начальном участке следа за диффузионным источником является переменность «эффективного» коэффициента диффузии. Непосредственно за диффузионным источником при  $x \ll L$  справедливо следующее выражение для турбулентного потока массы [1]:

$$(1.1) \quad -\langle c'v' \rangle = \left\{ \langle v_L'^2 \rangle \int_0^x R(\tau) d\tau \right\} \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial y} \approx \left\{ \langle v_L'^2 \rangle \frac{x}{\langle u \rangle} \right\} \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial y}$$

Отсюда видно, что при  $x/\langle u \rangle = 0$  «эффективный» коэффициент диффузии  $D_t = 0$  и далее растет с расстоянием. На больших расстояниях вместо соотношения (1.1) справедливо иное выражение [1]

$$(1.2) \quad -\langle c'v' \rangle \approx \langle v_L'^2 \rangle^{1/2} L_L \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial y} = \frac{\epsilon}{Sc_t} \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial y}, \quad D_t = \frac{\epsilon}{Sc_t}$$

где  $\langle v_L'^2 \rangle$  и  $L_L$  — лагранжевы характеристики турбулентности. Если предположить, что они отличаются от соответствующих эйлеровых только на постоянный множитель, то получится известная формула, широко используемая в современных полуэмпирических моделях турбулентности [2, 4]. Ясно, однако, что она пригодна далеко не во всех случаях. Перепишем (1.2) с учетом сделанного предположения в виде

$$(1.3) \quad -\frac{\langle c'v' \rangle}{\sqrt{\langle c'^2 \rangle \langle v'^2 \rangle}} = \frac{L}{\langle c'^2 \rangle^{1/2}} \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial y} \approx \frac{L}{b} \frac{\langle c_m \rangle}{\langle c'^2 \rangle^{1/2}}$$

Левая часть равенства (1.3) — коэффициент корреляции между  $c'$  и  $v'$ , и она по модулю не может превышать единицу. Величина правой части (1.3) определяется уравнением для пульсаций концентрации и отношением масштаба турбулентности к характерной толщине следа. Ясно, что при большом значении  $L/b$  правая часть (1.3) может быть сколь угодно большой и равенство (1.3) не будет выполняться. Отсюда следует, что простая линейная связь между потоком вещества и градиентом средней концентрации получается только при малых значениях  $L/b$ , а в остальных случаях эта связь носит более сложный реологический характер.

Используя рассуждения, приведенные в [3], можно высказать гипотезу о следующей структуре реологической связи потоков с градиентами:

$$(1.4) \quad \frac{-\langle a'v' \rangle}{(\langle a'^2 \rangle \langle v'^2 \rangle)^{1/2}} = \frac{\Gamma}{Sc_t + \Gamma} \equiv \frac{\varepsilon}{Q_a} \frac{\partial \langle a \rangle}{\partial y}$$

$$\Gamma = \frac{\varepsilon}{(\langle a'^2 \rangle \langle v'^2 \rangle)^{1/2}} \frac{\partial \langle a \rangle}{\partial y}$$

Это соотношение при малых значениях масштабов турбулентности переходит в обычную формулу (1.2), а при  $L/b \rightarrow \infty$  дает значение коэффициента корреляции, равное единице. Анализ (1.4) показывает, что применительно к диффузионному источнику это выражение качественно правильно описывает переход от формулы типа (1.1) с линейным ростом коэффициента диффузии к соотношению (1.2) с постоянным значением  $D_t$ .

2. С учетом обнаруженного в эксперименте повышенного уровня диссипации и с использованием приведенной выше реологии был проведен численный расчет начального неавтономного участка следа. В расчете предполагались постоянными средняя скорость и турбулентная вязкость. В этих предположениях уравнение для кинетической энергии турбулентности, записанное в форме работы [2], интегрируется и для изменения энергии получается следующая формула:

$$(2.1) \quad e/e_0 = 1 / (1 + \beta_e x e_0 / u \varepsilon)$$

где  $e_0$  — начальная энергия турбулентности,  $x$  — продольная координата,  $\varepsilon$  — турбулентная вязкость,  $\beta_e$  — постоянная. Результаты измерений хорошо описываются формулой (2.1). Предполагается, что перенос тепла происходит так же, как перенос пассивной примеси, и избыточная температура  $T - T_0$  ведет себя, как концентрация  $c$ . При этом система уравнений сводится к уравнению диффузии

$$(2.2) \quad u \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} \left[ \frac{\varepsilon}{Q_c} \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial y} \right]$$

и уравнению для пульсаций концентрации в форме, предложенной в [2]

$$(2.3) \quad u \frac{\partial \theta}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} \left[ \frac{\varepsilon}{Q_\theta} \frac{\partial \theta}{\partial y} \right] + \frac{\varepsilon}{Q_c} \left( \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial y} \right)^2 - \beta_\theta \frac{\theta \varepsilon}{\varepsilon}$$

где  $\theta = \langle c'^2 \rangle / 2$ ;  $Q_c$ ,  $Q_\theta$  и  $\beta_\theta$  обычно считаются постоянными:  $Q_c = 0.4$ ;  $Q_\theta = 0.4$ ;  $\beta_\theta = 0.22$ . При этом не удается получить одновременного совпадения результатов расчета и экспериментальных данных по  $\langle c \rangle$  и  $\theta$ . Поэтому в соответствии с (1.4) для  $Q_c$  и  $Q_\theta$  были взяты следующие функциональные зависимости:

$$(2.4) \quad Q_c = 0.4 + \frac{\varepsilon}{\sqrt{2\theta} \sqrt{2/\beta_e}} \left| \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial y} \right|, \quad Q_\theta = 0.4 + \frac{\varepsilon}{\sqrt{\theta} \sqrt{2/\beta_e}} \left| \frac{\partial \theta}{\partial y} \right|$$

При интегрировании системы (2.2), (2.3) задавались следующие граничные условия:

$$(2.5) \quad \begin{aligned} \langle c \rangle &= c(y), \quad \theta = \theta(y) \quad (x=0) \\ \partial \langle c \rangle / \partial y &= \partial \theta / \partial y = 0 \quad (x \geq 0, y=0) \\ \langle c \rangle &= \theta = 0 \quad (y \rightarrow \infty) \end{aligned}$$

Сделаем замену переменных

$$(2.6) \quad x_* = x\sqrt{\epsilon_0}/b_0 u_0, \quad y_* = y/b_0, \quad \epsilon_* = \epsilon/b_0\sqrt{\epsilon_0}$$

В новых переменных с учетом (2.1) уравнения (2.2), (2.3) будут иметь вид

$$(2.7) \quad \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial x_*} = \frac{\partial}{\partial y_*} \left[ \frac{\epsilon_*}{Q_c} \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial y_*} \right]$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial x_*} = \frac{\partial}{\partial y_*} \left[ \frac{\epsilon_*}{Q_\theta} \frac{\partial \theta}{\partial y_*} \right] + \frac{\epsilon_*}{Q_c} \left( \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial y_*} \right)^2 - \frac{\beta_0 \theta}{(1 + \beta_0 x_*/\epsilon_*) \epsilon_*}$$

Для решения системы (2.7) использовалась неявная монотонная разностная схема первого порядка точности. Полученное в результате расчета распределение пульсаций концентрации (температуры) для источника 2 сравнивается на фиг. 2 (линия 4) с экспериментальными данными. На этой же фигуре приведены результаты расчета по модели Лаундера — Сполдинга [4] (линия 5). Учет повышенного уровня диссипации и реологии позволяет добиться лучшего совпадения расчетных значений пульсаций концентрации с экспериментальными данными. Поле средней концентрации описывается достаточно хорошо обеими моделями.

Таким образом, один из возможных путей усовершенствования существующих моделей турбулентности — это более аккуратный учет диссипации. Предложенная аппроксимация коэффициента в диссипативном члене физически не обоснована и может оказаться непригодной для других типов течений. Для создания более обоснованных моделей необходимы дальнейшие экспериментальные исследования.

3. Для решения автомодельной задачи о течении в дальнем следе за линейным диффузионным источником удобно перейти в уравнениях (2.2), (2.3) к автомодельным переменным

$$(3.1) \quad x^0 = x\epsilon_0/\mu\epsilon, \quad y^0 = y\sqrt{\epsilon_0}/\epsilon$$

В результате при  $x^0 \rightarrow \infty$  получим следующие уравнения:

$$(3.2) \quad \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial x^0} = \frac{1}{Q_c} \frac{\partial^2 \langle c \rangle}{\partial y^{0^2}}$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial x^0} = \frac{1}{Q_\theta} \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^{0^2}} + \frac{1}{Q_c} \left( \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial y^0} \right)^2 - \frac{\beta_0 \theta}{\beta_* x^0}$$

Коэффициент  $\beta_0$  в диссипативном члене второго уравнения с ростом  $L/b$  становится постоянным. Представим профили средней концентрации и пульсаций концентрации в виде

$$(3.3) \quad \langle c \rangle = \frac{1}{\sqrt{x^0}} \varphi(\xi), \quad \theta = \frac{1}{x^0} f(\xi), \quad \xi = \frac{y^0 \sqrt{Q_c}}{\sqrt{x^0}}$$

Подстановка (3.3) в (3.2) приводит к следующей системе уравнений и граничных условий:

$$(3.4) \quad 2\varphi_{\xi\xi}'' + \xi\varphi_{\xi}' + \varphi = 0$$

$$(3.5) \quad qf_{\xi\xi}'' + \frac{1}{2}\xi f_{\xi}' + (f_{\xi}')^2 + f(1 - \beta) = 0, \quad q = Q_c/Q_\theta, \quad \beta = \beta_0/\beta_*$$

$$(3.6) \quad \varphi_{\xi}' = 0, \quad f_{\xi}' = 0 \quad (\xi = 0); \quad \varphi = f = 0 \quad (\xi \rightarrow \infty)$$

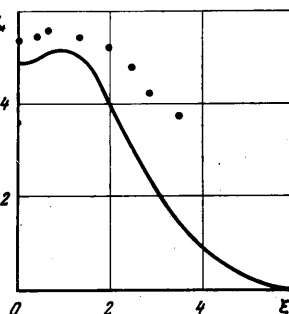
Уравнение (3.4) непосредственно интегрируется и с учетом (3.6) дает  $\varphi = \exp(-\xi^2/4)$ . Подстановка этого выражения в (3.5) приводит к следующему уравнению:

$$(3.7) \quad qf'' + \frac{1}{2} \xi f' + (1-\beta)f = -\frac{\xi^2}{4} e^{-\xi^2/4}$$

Уравнение (3.7) может быть проинтегрировано в квадратурах, но решение получается весьма громоздким и выражается через функции параболического цилиндра. Поэтому оно решалось численно с использованием метода прогонки. Решение находилось на отрезке  $0 \leq \xi \leq 10$ .

Сравнение полученного автомодельного решения для пульсаций концентрации с профилем пульсаций температуры, измеренным в дальнем сечении следа ( $x/b_0=200$ , источник 1), приведено на фиг. 4. По оси ординат отложена величина  $c' = \langle c'^2 \rangle^{1/2} / c_m$  (или  $\langle T'^2 \rangle^{1/2} / \Delta T_m$ ), где  $c_m$  — средняя концентрация на оси следа в данном сечении. Точки соответствуют экспериментальным данным, сплошная кривая — полученное численно автомодельное решение. Совпадение результатов расчета и экспериментальных данных удовлетворительное. Имеющееся расхождение, возможно, объясняется тем, что измерения были проведены на недостаточном удалении от источника, где течение еще не стало полностью автомодельным. Таким образом течение в дальнем следе, где масштаб турбулентности уже не больше характерного размера следа, достаточно хорошо описывается существующими моделями турбулентности.

Авторы признательны В. Р. Кузнецову за помощь в решении автомодельной задачи, И. П. Смирновой за составление программы расчета неавтомодельного течения и В. Н. Новикову за помощь в проведении экспериментов.



Фиг. 4

Поступила 28 X 1977

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика, ч. 1. М., «Наука», 1965.
2. Кузнецов В. Р., Лебедев А. Б., Секундов А. Н., Смирнова И. П. Влияние пульсаций концентрации на диффузионное горение. Тр. 5-го Всесоюзного симпозиума по горению и взрыву. Черноголовка, 1977.
3. Расщупкин В. И., Секундов А. Н. О применимости приближения пограничного слоя для расчета плоского турбулентного слоя смешения. Изв. АН СССР, МЖГ, 1976, № 5.
4. Launder B. E., Spalding D. B. Lectures in mathematical models of turbulence. London — New York, Acad. Press., 1972.
5. Corrsin S., Uberoi M. S. Diffusion of heat from a line source in isotropic turbulence. NASA Repts, 1953, No. 1142.
6. Townsend A. A. The diffusion behind a line source in homogeneous turbulence. Proc. Roy. Soc., Ser. A, Math. and Phys. Sci., 1954, vol. 224, No. 1159.
7. Becker H. A., Rosensweig R. E., Gwozdz J. R. Turbulent dispersion in a pipe flow. A. I. Ch. E. Journal, 1966, vol. 12, No. 5.
8. Мешков М. А. Экспериментальное исследование структуры пульсаций концентрации в спутных струях. Тр. 21-й науч. конф. МФТИ. Сер. аэрофизика и прикл. матем., 1976.
9. Кузнецов В. Р., Расщупкин В. И. Распределение вероятностей и условное осреднение в турбулентных потоках. Изв. АН СССР, МЖГ, 1977, № 6.
10. Иванов Ю. А., Крашенинников С. Ю. К вопросу об определении характеристик турбулентности с помощью диффузионных измерений. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 3.