

УДК 532.522.2

## ДИНАМИКА ДОЖДЕВАЛЬНЫХ СТРУЙ

МУРЗАБАЕВ М. Т., ЯРИН А. Л.

Рассматривается задача о движении капельно-воздушных дождевальных струй. На основании уравнений турбулентного двухфазного пограничного слоя рассчитаны траектории и дальность таких струй. Сравнение результатов расчетов с экспериментами привело к удовлетворительному соответствию. Показано, что формула для дальности полета тела, брошенного под углом к горизонту, дает резко завышенные значения дальности, а расчет дальности по полету одиночной капли с учетом сопротивления воздуха — резко заниженные значения. Тем самым установлено, что при расчете полета дождевальных струй необходимо учитывать сопротивление воздуха движению водяных капель, сниженное вследствие разгона воздуха в непосредственной близости от них впереди летящими каплями.

1. Введение. Дождевальными струями называют струи воды, выпускаемые под углом к горизонту из насадков с выходными диаметрами  $d_0$  порядка 0,01—0,1 м со скоростями  $u_0$  порядка нескольких десятков метров в секунду. На практике возникают вопросы о траектории струй, дальности их полета, влиянии ветра и о распределении по поверхности земли падающей жидкости. Подобные задачи встречаются также в связи со струями из пожарных брандспойтов, фонтанов и в некоторых других приложениях. Несмотря на большую практическую важность задачи о дождевальных струях, до настоящего времени она не привлекала особого внимания гидродинамиков. Поэтому в расчетах траекторий и дальности полета бытуют либо чисто эмпирические методики [1], либо методики расчета по полету отдельной капли [2] (последнее, как будет показано, далеко не всегда допустимо). Ниже предпринята попытка более строгого и обоснованного расчета движения дождевальных струй в рамках аэромеханики турбулентных двухфазных струй.

Прежде всего возникает вопрос о разрушении сплошной жидкой струи непосредственно после истечения из насадка. Механизм разрушения становится ясен из рассмотрения данных, полученных с помощью высокоскоростной съемки [3—5]. Сразу же после истечения струи с ее поверхности начинается распыливание — отрыв мелких капель. Однако унос массы этими каплями в случае столь «толстой» струи, по-видимому, невелик — сплошность струи не нарушается. Затем на струе начинается одновременный рост осесимметричных и изгибных возмущений, увеличивающихся вследствие динамического воздействия воздуха. Эти возмущения разрушают струю, и далее в воздухе летят разрозненные жидкие объемы, довольно быстро распадающиеся на капли. Таким образом, вслед за разрушением струи возникает капельно-воздушное облако, движущееся под действием инерционных и гравитационных сил, а также сил, обусловленных турбулентной вязкостью. В соответствии с экспериментальными данными [1, 3—5] участок, где струя сохраняет сплошность, невелик по сравнению с ее траекторией в целом. В [1] дано эмпирическое соотношение для длины  $l_0$  этого участка вдоль траектории

$$l_0/d_0 = 278,5 - 2,1 \cdot 10^{-4} \text{ Re}, \quad \text{Re} = u_0 d_0 / \nu_* \quad (1.1)$$

Здесь  $d_0$  — диаметр насадка,  $u_0$  — скорость истечения,  $v_*$  — кинематическая вязкость воды. Эта формула получена для скоростей истечения  $u_0 \leq 40$  м/с и диаметров  $d_0 \approx 0,01-0,03$  м. Она заведомо несправедлива для  $Re > 1,33 \cdot 10^6$ , когда оказывается, что  $l_0 < 0$ .

Легко видеть, что  $l_0$  не превосходит нескольких метров, в то время как даже дальность полета струи по горизонтали  $L$  составляет несколько десятков метров. Таким образом, практически на всей своей траектории струя представляет собой капельно-воздушную смесь.

Детальное описание дробления жидких объемов в движущемся турбулентном потоке в настоящее время практически невозможно. Поэтому сделаем естественное допущение о том, что их разрушение происходит очень быстро в сравнении со временем полета и капли в водовоздушном облаке с самого начала имеют один и тот же радиус  $a_0$ , при котором они сохраняют сплошность в потоке воздуха. Согласно [6], величина  $a_0$  определяется эмпирической формулой

$$We = 2\rho u_0^2 a_0 / \sigma = 10[1 + 1,5(2/Z)^{-0,37}], \quad Z = \mu_*^2 / (\rho_* a_0 \sigma) \quad (1.2)$$

Здесь  $We$  и  $Z$  — числа Вебера и Онезорге,  $\rho$  и  $\rho_*$  — плотности воздуха и воды,  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения воды, а  $\mu_*$  — ее динамическая вязкость. Отметим, что числовой коэффициент перед квадратной скобкой в (1.2) может быть на несколько единиц больше или меньше 10 в зависимости от характера разрушения жидких объемов [6] (см. п. 3). Расчеты по формуле (1.2) для скоростей  $u_0$  порядка нескольких десятков метров в секунду дают значения  $a_0$  порядка нескольких сотен микрометров ( $\sim 10^{-4}$  м). С использованием полуэмпирических соотношений можно рассчитать длину пути перемешивания в капельно-воздушной турбулентной струе (см. п. 2). Даже в непосредственной близости от точки образования капельно-воздушной смеси после распада сплошной струи она оказывается порядка 0,01 м и в дальнейшем возрастает. В связи с этим справедливо считать, что турбулентный газовый моль значительно превосходит содержащиеся в нем капли, и использовать полуэмпирическую теорию турбулентности для газа с частицами (в данном случае жидкими), предложенную в [7]. С другой стороны, характерный размер движения в капельно-воздушной части дождевальной струи порядка 1 м. Он намного превосходит как размер самих капель, так и расстояние между ними, что делает допустимым в данном случае введение в рассмотрение наряду с воздухом второго континуума — «газа капель», обладающего своей собственной скоростью и плотностью, отличными от соответствующих величин для воздуха (в расчетах отношение плотности газа капель к плотности воздуха было не меньше единицы, что соответствует расстояниям между каплями порядка  $10^{-3}$  м).

Даже в случае, когда траектория дождевальной струи представляет собой плоскую кривую, движение в струе трехмерно. Однако тонкость водовоздушной струи сравнительно с радиусом кривизны ее траектории (что видно из фотографий дождевальных струй [1, 4] и в дальнейшем из результатов расчетов) позволяет сделать предположение о квазидвумерном характере движения. Поэтому будем считать что движение вдоль траектории двумерно (осесимметрично), хотя сама траектория постепенно изгибается. В такой постановке задача сводится к совместному интегрированию уравнений осесимметричного двухфазного турбулентного пограничного слоя совместно с уравнением полета жидкой массы, выброшенной под углом к горизонту.

**2. Постановка задачи и метод решения.** Осредненные уравнения двухфазной осесимметричной турбулентной струи запишем в следующем общепринятом виде [8] с модификацией, учитывающей кривизну оси струи:

$$\frac{1}{\lambda} \frac{\partial ur}{\partial x} + \frac{\partial vr}{\partial r} = 0$$

$$\begin{aligned}
\frac{u}{\lambda} \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial r} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( v \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{f}{\rho} \\
\frac{1}{\lambda} \frac{\partial r \rho_1 u_1}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \left( \rho_1 v - \frac{v_1}{Sc} \right) \frac{\partial \rho_1}{\partial r} \right] &= 0 \\
\frac{\rho_1 u_1}{\lambda} \frac{\partial u_1}{\partial x} + \left( \rho_1 v - \frac{v_1}{Sc} \right) \frac{\partial u_1}{\partial r} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \rho_1 r v_1 \frac{\partial u_1}{\partial r} \right) - f \\
\lambda &= \left[ 1 + \left( \frac{dH}{dx} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad f = C \frac{\rho}{\rho_*} \frac{3}{8a_0} \rho_1 (u_1 - u) |u_1 - u|
\end{aligned} \tag{2.1}$$

Для простоты рассматривается случай, когда траектория дождевальной струи — плоская кривая, т. е. влияние бокового ветра исключается, что не принципиально. Первые два уравнения (2.1) представляют собой уравнения неразрывности и количества движения воздуха в направлении траектории; третье и четвертое — соответствующие уравнения для газа капель. Горизонтальная координата —  $x$ ;  $r$  — радиальная координата в струе, отсчитываемая по нормали к ее траектории  $H=H(x)$ ;  $u$  и  $u_1$  — осредненные скорости воздуха и газа капель вдоль траектории;  $v$  — осредненная скорость воздуха и газа капель в радиальном направлении (полагается равной для обеих фаз [8]);  $\rho_1$  — осредненная плотность газа капель;  $\nu$  и  $\nu_1$  — кинематические турбулентные вязкости воздуха и газа капель;  $Sc$  — число Шмидта, соответствующее определению работ [8, 9];  $f$  — слагаемое, связанное с осредненной силой межфазового взаимодействия;  $C$  — коэффициент сопротивления капли; радиус капли  $a_0$  определяется из (1.2).

Влиянием силы веса на движение капель вдоль траектории, которое описывается слагаемыми  $-\rho_1 g \lambda^{-1} dH/dx$ ,  $g$  — ускорение силы тяжести, в правой части четвертого уравнения (2.1) пренебрегается. Предварительные расчеты с учетом этого слагаемого показали, что оно на большей части траектории дождевальной струи на порядок меньше конвективного и диффузионного членов, а также вклада, связанного с межфазным взаимодействием  $f$ . Это следствие пологости траекторий реальных дождевальных струй. Лишь на небольшом участке траектории в конце струи прямой вклад силы веса в движение вдоль траектории становится сравним с остальными силами. Однако на этом участке, где резко растут наклон и кривизна траектории, доминирующими, по-видимому, будут погрешности, связанные с трехмерными эффектами. В целом погрешности расчета конечного участка дождевальной струи не должны заметно снизить точность результатов, так как протяженность этого участка мала. Принятое здесь упрощение последнего уравнения (2.1) позволяет без существенных погрешностей в результатах применить достаточно простой численный метод решения задачи. В тех случаях, когда наклон траекторий струй по отношению к горизонту велик, подобное упрощение недопустимо.

Для расчета коэффициентов турбулентной вязкости используем выражения, полученные в рамках полуэмпирической теории [7] и применявшиеся ранее для расчета турбулентных газовых струй с твердыми частицами [8], не меняя в них ни одного эмпирического коэффициента

$$\begin{aligned}
\nu &= 0,013 \left( 1 + \frac{\rho_1 R}{\rho} \right) \left( 1 + \frac{\rho_1}{\rho} \right)^{-1} l^2 \left| \frac{\partial u}{\partial r} \right| \\
\nu_1 &= 0,013 (1 - R) \left( 1 + \frac{\rho_1}{\rho} \right)^{-1} l^2 \left| \frac{\partial u}{\partial r} \right| \\
l &= \left| (\Delta u)_{\max} \left( \frac{\partial u}{\partial r} \right)_{\max}^{-1} \right|, \quad \ln R + R^{-1} = b
\end{aligned} \tag{2.2}$$

$$R = \frac{v' - v_1'}{v_0'} < 1, \quad b = 1 + C \frac{\rho}{\rho_*} \frac{3}{8a_0} \left(1 + \frac{\rho_1}{\rho}\right)^2 l$$

Здесь  $l$  — путь перемешивания;  $(\Delta u)_{\max}$  — максимальный перепад скорости воздуха в сечении струи;  $(\partial u / \partial r)_{\max}$  — максимальное значение производной в сечении струи;  $v'$  — поперечная пульсация скорости в капельно-воздушной смеси,  $v_1'$  — поперечная пульсация капли;  $v_0'$  — поперечная пульсация скорости воздуха в отсутствие капель (берутся пульсации скорости в конце пути перемешивания). Полуэмпирическая теория [7] учитывает силовое взаимодействие турбулентных молей воздуха с заключенными в них каплями. Влияние капель на турбулентную вязкость тем больше, чем ближе  $R$  к нулю. Явная аппроксимация зависимости  $R = R(b)$  (2.2), предложенная для удобства расчетов в работе [9], достаточно точна лишь в случае  $R \sim 1$ ,  $b \sim 1$ . Поскольку в задаче о дождевальной струе возможны случаи  $R \ll 1$ ,  $b \gg 1$ , в расчетах была выбрана другая явная аппроксимация зависимости  $R = R(b)$ , верная с достаточной точностью в более широком диапазоне значений  $b$

$$\begin{aligned} R &= 4,66 \exp(-1,54b) \quad (1 \leq b < 1,6) \\ R &= 0,376 \exp(-0,159b) \quad (b \geq 1,6) \end{aligned} \quad (2.3)$$

К уравнениям (2.1)–(2.3) присоединяется уравнение для определения траектории струи

$$\frac{d^2 H}{dx^2} = -g \left[ 1 + \left( \frac{dH}{dx} \right)^2 \right] \int_0^\infty \rho_1 u_1^2 r dr \Big)^{-1} \int_0^\infty \rho_1 r dr \quad (2.4)$$

полученное интегрированием поперек струи проекции уравнения количества движения газа капель на нормаль к траектории струи.

Постановка начальных условий для уравнений (2.1) требует учета эмпирической информации (1.1) о распаде жидкой струи. Предположим, что в процессе разрушения сплошной части струи сохраняется поток количества движения вдоль траектории. Используем также сохранение потока массы воды и будем считать, что образующая конуса, в котором движутся отрывающиеся от струи капли, составляет угол  $\beta$  с ее осью. Отсюда находим плотность  $\rho_{10}$  и скорость газа капель  $u_{10}$ , скорость воздуха  $u^0$ , а также радиус потока капельно-воздушной смеси  $r_0$  в сечении где сплошная часть струи полностью разрушилась

$$\begin{aligned} \rho_{10} &= \rho [W + \sqrt{W^2 + 4WC_1^2}] / 2, \quad W = \rho_* (l_0 \operatorname{tg} \beta / d_0 + 1/2)^{-2} (4\rho)^{-1} \\ u_{10} &= u_0 \rho_1 / (\rho_1 + \rho C_1^2), \quad u^0 = C_1 u_{10} \\ r_0 &= l_0 \operatorname{tg} \beta + d_0 / 2 \end{aligned} \quad (2.5)$$

Здесь  $C_1$  — постоянная, определение которой требует информации о соотношении скоростей воздуха и газа капель в сечении, где сплошная часть струи полностью разрушилась. Оценки показывают, что характерное время выравнивания скоростей воздуха и капель в плотном капельно-воздушном факеле в зоне распада сплошной водяной струи не превосходит  $10^{-3}$  с. С другой стороны, характерное время пребывания капли в этой зоне порядка  $10^{-1}$  с. Следовательно, скорости воздуха и газа капель успевают сравняться, и можно считать, что  $C_1 = 1$ . Таким образом, для уравнений задачи (2.1) и (2.4) ставятся начальные условия

$$\begin{aligned} u &= u^0, \quad u_1 = u_{10}, \quad \rho_1 = \rho_{10}, \quad r < r_0 \\ u &= \rho_1 = 0, \quad r \geq r_0 \quad (x = x_0 = l_0 \cos \alpha) \\ H &= l_0 \sin \alpha, \quad dH/dx = \operatorname{tg} \alpha \end{aligned} \quad (2.6)$$

Здесь  $\alpha$  — угол выброса водяной струи по отношению к горизонту. Отметим, что нет необходимости задавать значение  $u_1$  в области, где нет капель ( $\rho_1=0$ ).

Граничными условиями для уравнений (2.1) будут

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{\partial u_1}{\partial r} = \frac{\partial \rho_1}{\partial r} = 0, \quad r=0 & \quad (x > x_0) \\ u = \frac{\partial u_1}{\partial r} = \rho_1 = 0, \quad r \rightarrow \infty & \end{aligned}$$

Упрощенные уравнения (2.1) имеют интегральный инвариант — суммарный импульс воздуха и газа каплей сохраняется вдоль пологой траектории

$$J = \int_0^r (\rho u^2 + \rho_1 u_1^2) r dr = \text{const}$$

Это позволяет ввести новые переменные

$$\xi = x, \quad \eta = \int_0^r (\rho u^2 + \rho_1 u_1^2) r dr$$

и преобразовать область интегрирования в полуполосу конечной ширины  $\xi \geq x_0$ ,  $0 \leq \eta \leq J$ , что, с одной стороны, ведет к автоматическому выполнению интегрального условия сохранения, а с другой — позволяет использовать при расчетах метод прямых. Подобные преобразования ранее широко использовались для расчетов однофазных струй и факелов (см., например, [10–12]).

В новых переменных уравнения количества движения воздуха, газа каплей и уравнение неразрывности газа каплей принимают вид

$$\partial E_i / \partial \xi = K_i \partial^2 E_i / \partial \eta^2 + P_i \quad (2.7)$$

где  $E_i = u$ ,  $u_1$  или  $\rho_1$ ,  $i=1, 2, 3$ , а функции  $K_i$  и  $P_i$  зависят от  $u$ ,  $u_1$ ,  $\rho_1$ ,  $v$ ,  $v$ ,  $v_1$ ,  $r$  и их первых производных по  $\eta$ , а также от  $f$  и  $\lambda$ . Связь переменных  $r$  и  $\eta$  определяется интегралом

$$r^2 = 2 \int_0^\eta (\rho u^2 + \rho_1 u_1^2)^{-1} d\eta$$

Поперечная скорость  $v$  определяется с помощью уравнения неразрывности воздуха, преобразованного к виду  $\partial v / \partial \eta + v F_1 + F_2 = 0$ , где  $F_i$  зависят от  $u$ ,  $u_1$ ,  $\rho_1$ ,  $v$ ,  $r$ ,  $f$ ,  $\lambda$ , а также от производных  $\partial u / \partial r$  и  $\partial^2 u / \partial r^2$ .

Для решения уравнений (2.7) используется полунеевая аппроксимация. Уравнения (2.7) интегрируются совместно с уравнением (2.4), в котором  $\dot{d}/dx = d/d\xi$ .

Отметим, что для значений  $\eta_1(\xi) < \eta \leq J$ , при которых  $\rho_1(\xi, \eta) \leq \rho_1(\xi, 0) \cdot 10^{-3}$ , удобно считать  $\rho_1 = \partial u_1 / \partial \eta = 0$ . Эффективная граница дождевальной струи  $\eta_2$  определяется условием  $\rho_1(\xi, \eta_2) = \rho_1(\xi, 0) \cdot 10^{-2}$ . Это определение столь же условно, как и визуальное определение границы дождевальной струи по фотографиям.

**3. Результаты расчетов.** В расчетах коэффициент сопротивления капли  $C$  задавался равным 0,43, как это имеет место в диапазоне скоростей порядка нескольких десятков метров в секунду для капель размером порядка  $10^{-4}$  м [13]. Учитывая не слишком высокую точность определения размера капель по формуле (1.2), отличием числа Шмидта  $Sc$  от единицы пренебрегалось, т. е., как и в работе [9], считалось  $Sc=1$ . Отметим, что, согласно экспериментальным и теоретическим данным [14], для капель приблизительно такого же размера, как в дождевальной струе,

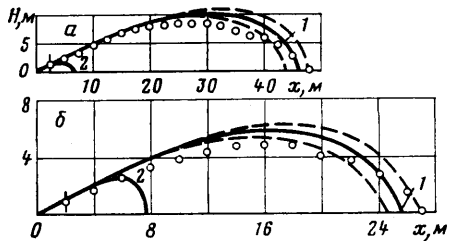
число  $Sc$  должно несколько превосходить единицу, оставаясь того же порядка. В работе [8] для частиц размером  $0,49 \cdot 10^{-4}$  м полагалось  $Sc = 1,6$ . Как показали проведенные методические расчеты, в которых менялся множитель перед квадратной скобкой в (1.2), размер капель достаточно слабо влияет на результаты. Так, вариация дальности полета струи составляла всего 5% при увеличении объема капель в десятки и сотни раз. Это оправдывает определение размера капель по эмпирической формуле (1.2), широко используемой в гидромеханике. Существование плохо определенных количественно внутренних параметров задачи типа  $\alpha_0$ , которые слабо влияют на результаты теории, отражающей основные черты движения, является весьма типичной картиной в аэрогидродинамике (достаточно упомянуть полуэмпирическую теорию турбулентных струй и пристенных пограничных слоев).

Точность расчетов контролировалась изменением шагов сетки. Массовые расчеты были проведены для значения шага  $\Delta \xi$  по координате  $\xi$ , равного  $0,5r_0$  (дальность полета струи составляет порядка  $10^3 r_0$ ). В интервале изменения координаты  $0 \leq \eta \leq J$  задавалось 20 узлов аппроксимации. Константа  $C_1$  при постановке начальных условий с использованием (2.5), (2.6) полагалась равной единице.

В литературе не было обнаружено данных для угла «факела распыливания»  $\beta$ , относящихся к струям с  $d_0 \sim 10^{-2}$  м и  $u_0 \sim 10$  м/с. Подобные данные имеются только для тонких струй с  $d_0 \sim 10^{-4} - 10^{-3}$  м [15] и не могут быть применены здесь вследствие масштабного эффекта, обусловленного различием в механизме распада струй. Поэтому угол  $\beta$ , рассматриваемый как эмпирическая константа, был подобран в одном варианте расчета ( $u_0 = 33$  м/с,  $d_0 = 0,025$  м,  $\alpha = 28^\circ$ ) по совпадению расчетной и экспериментальной [16] траекторий дождевальной струи. Удовлетворительное совпадение достигнуто приблизительно при  $\beta = 1^\circ$  ( $\beta = 0,0157$ ) (см. фиг. 1, а, на которой кривой 1 показаны результаты расчетов траектории, точками — экспериментальные данные [16], штриховыми линиями — рассчитанные границы струи). Во всех последующих расчетах найденное значение  $\beta$  сохранялось неизменным, причем согласование расчетных и экспериментальных данных для траекторий по-прежнему оставалось удовлетворительным (см., например, результаты, представленные на фиг. 1, б и относящиеся к случаю  $u_0 = 26,2$  м/с,  $d_0 = 0,012$  м,  $\alpha = 28^\circ$  [16]). Вертикальной черточкой на траекториях отмечен конец участков дождевальных струй, на которых они сохраняют сплошность в процессе распада.

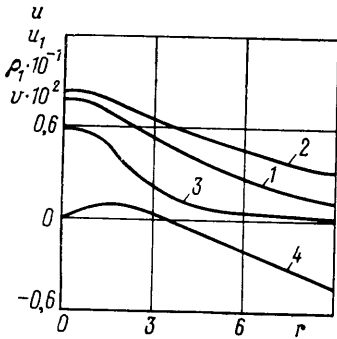
Кривыми 2 на фиг. 1 показаны соответствующие траектории полета отдельной капли, образующейся при распаде струи. Они рассчитаны без учета воздействия на окружающую каплю воздух остальных капель по уравнениям тела, брошенного под углом к горизонту и летящего при наличии аэродинамического сопротивления. Видно, что такой расчет не дает реалистического значения дальности; он лучше соответствует действительности при скоростях  $u_0$ , близких к 10 м/с, хотя и в этом случае ошибка довольно значительна.

Если расчеты по уравнениям полета отдельной капли с учетом сопротивления воздуха значительно занижают дальность дождевальных струй, то расчеты по формуле для дальности полета тела, брошенного под углом к горизонту, без учета сопротивления,  $L_1 = (u_0^2/g) \sin 2\alpha$ , значительно завышают ее. О степени завышения позволяют судить значения  $L_1$ , рассчитанные для начальных условий, отвечающих траекториям 1 фиг. 1, а и б соответственно:  $L_1 = 92,23$  и  $57,5$  м.

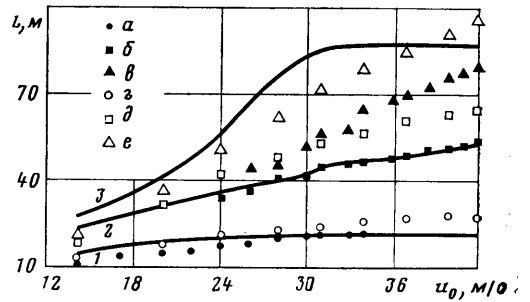


Фиг. 1

Таким образом, дальность дождевых струй в существенной мере зависит, с одной стороны, от сопротивления воздуха (что не позволяет вести даже оценочные расчеты с использованием формулы для дальности полета тела, брошенного под углом к горизонту), а с другой стороны, от движения воздуха, вызванного впереди летящими каплями и ведущего к снижению эффективной силы сопротивления, действующей на

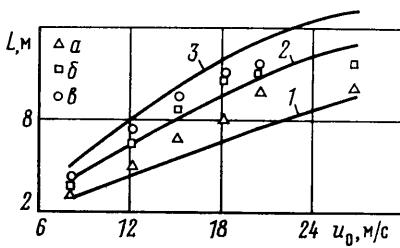


Фиг. 2

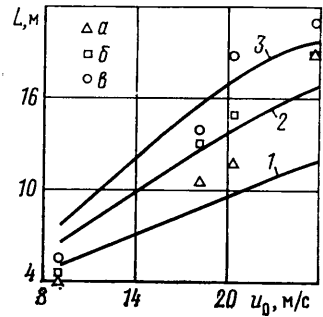


Фиг. 3

отдельную каплю в дождевой струе. Последнее не позволяет вести расчет в рамках уравнений полета отдельной капли брошенной под углом к горизонту и движущейся при наличии аэродинамического действия воздуха. Тем самым показано, что реалистическое описание динамики дождевых струй, выходящее за рамки чисто эмпирических аппроксимаций, возможно лишь с использованием теории двухфазного турбулентного пограничного слоя.



Фиг. 4



Фиг. 5

Фигура 2 иллюстрирует безразмерные профили скоростей и плотности газа капля в сечении  $x=21,16$  м струи с  $u_0=33$  м/с,  $d_0=0,025$  м,  $\alpha=28^\circ$  (кривой 1 показан профиль  $u$ , 2 —  $u_i$ ; 3 —  $\rho$ , 4 —  $v$ ); масштабами служат  $u_0$ ,  $\rho$  и  $r_0$ . Видно, что несмотря на равенство начальных скоростей воздуха и газа капля в капельно-воздушной смеси (при  $C_1=1$ ), в дальнейшем движении капли обгоняют воздух, так как турбулентная вязкость газа капля меньше турбулентной вязкости воздуха.

В [16, 17] приводятся также данные об изменении дальности дождевых струй по горизонтали  $L$  в зависимости от скорости истечения  $u_0$  при фиксированных значениях диаметра насадка  $d_0$  и угла выброса  $\alpha$ . Сравнение эксперимента и расчета приведено на фиг. 3, где  $a$ ,  $г$  и кривая 1 отвечают экспериментальным и расчетным данным для струи с  $d_0=0,007$  м;  $б$ ,  $д$  и кривая 2 — для струи с  $d_0=0,025$  м;  $в$ ,  $е$  и кривая 3 — для струи с  $d_0=0,05$  м, где  $а, б, в$  — данные экспериментов [16],  $г, д, е$  — [17]; угол выброса струй  $\alpha$  всюду составлял  $30^\circ$ . Сравнение результатов работ [16] и [17], отвечающих одинаковым условиям истечения, позволяет оценить точность экспериментов. Как видно, согласно расчетных кривых 1 и 2 с экспериментальными данными удовлетворительное. С другой стороны, для самых «толстых» струй имеет место значительное расхождение данных теории и эксперимента (кривая 3). Оно, очевидно, обусловлено тем, что число Рейнольдса приближается к значению  $1,33 \cdot 10^6$  и превосходит его. При этом эмпирическая формула для

сплошной части струи  $l_0$  (1.1) оказывается неприменима. В расчете в случае  $Re > 1,33 \cdot 10^6$  полагалось  $l_0 = 0$ . Вычисленные с таким условием начальные значения плотности  $\rho_{10}$  (2.5) оказываются, как следует из сравнения с экспериментом, резко завышенными, поэтому расчет завышает дальность. Это поднимает вопрос о необходимости постановки экспериментов с целью коррекции зависимости (1.1) в области  $Re \approx 1,33 \cdot 10^6$ .

На фиг. 4 и 5 проведено сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными Гавырина, взятыми из [18]. Фигура 4 отвечает  $d_0 = 0,005$  м, а фиг. 5 —  $d_0 = 0,01$  м; где  $a$  и кривые 1 — экспериментальные и теоретические значения дальности, соответствующие углу выброса струи  $\alpha = 5^\circ$ ,  $b$  и кривые 2 —  $\alpha = 10^\circ$ ,  $v$  и кривые 3 —  $\alpha = 15^\circ$ . Совпадение результатов расчетов с экспериментальными данными в целом удовлетворительное. Расчеты показали, что наибольшая дальность дождевальных струй достигается при значении  $\alpha = 36^\circ$  (остальные параметры при этом считаются фиксированными).

В заключение отметим, что предложенная теория легко обобщается на случай дождевальных струй при наличии бокового ветра и полидисперсных капель. С помощью подобного подхода может быть также проведен расчет высоты подъема высокоскоростных «толстых» струй жидкостей, бьющих вертикально вверх.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Исаев А. П. Гидравлика дождевальных машин. М.: Машиностроение, 1973. 215 с.
2. Окамура С. Теоретическое исследование разбрызгивающихся струй с дождевальными установками. — Ногё добуку гаккай ромбунсю, 1968, № 26, с. 49–64.
3. Hoyt J. W., Taylor J. J., Runge C. D. The structure of jets of water and polymer solution in air. — J. Fluid Mech., 1974, v. 63, № 4, p. 635–640.
4. Hoyt J. W., Taylor J. J. Waves on water jets. — J. Fluid Mech., 1977, v. 83, № 1, p. 119–128.
5. Hoyt J. W., Taylor J. J. Effect of nozzle shape and polymer additives on water jet appearance. — Trans. ASME. J. Fluids Eng., 1979, v. 101, № 3, p. 304–308. (Рус. перев.: Хойт, Тэйлор. Влияние формы сопла и полимерных добавок на внешний вид водяной струи. — Теор. основы инж. расчетов, 1979, т. 101, № 3, с. 152–167.)
6. Ивандаев А. И., Кутушев А. Г., Нигматулин Р. И. Газовая динамика многофазных сред. Ударные и детонационные волны в газовзвесьях. — Итоги науки и техн. ВИНТИ. Мех. жидкости и газа, 1981, т. 16, с. 209–290.
7. Абрамович Г. Н. О влиянии примеси твердых частиц или капель на структуру турбулентной газовой струи. — Докл. АН СССР, 1970, т. 190, № 5, с. 1052–1055.
8. Васильков А. П. Расчет турбулентной двухфазной изобарической струи. — Изв. АН СССР. МЖГ. 1976, № 5, с. 57–63.
9. Абрамович Г. Н., Бажанов В. И., Гиршович Т. А. Турбулентная струя с тяжелыми примесями. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1972, № 6, с. 41–49.
10. Белоглазов Б. П., Гиневский А. С. Расчет ламинарных спутных струй с точным удовлетворением условия постоянства избыточного импульса. — Уч. зап. ЦАГИ, 1974, т. 5, № 4, с. 10–19.
11. Джаугаштин К. Е., Ярин А. Л. Расчет ламинарной неавтономной полуограниченной струи жидкости. — Инж.-физ. журн., 1977, т. 32, № 4, с. 666–673.
12. Джаугаштин К. Е., Ярин А. Л. Процесс горения в ламинарных однородных газовых струях. — Физика горения и взрыва, 1978, т. 14, № 3, с. 62–70.
13. Современное состояние гидроаэродинамики вязкой жидкости. Т. 2. М.: Изд-во иностр. лит., 1948. 408 с.
14. Шрайбер А. А., Милютин В. Н., Яценко В. П. Гидромеханика двухкомпонентных потоков с твердым полидисперсным веществом. — Киев: Наук. думка, 1980. 249 с.
15. Дитякин Ю. Ф., Клячко Л. А., Новиков Б. В., Ягодкин В. И. Распыливание жидкостей. М.: Машиностроение, 1977. 207 с.
16. Кервалишвили Д. М. Дождевальные установки и вопросы их применения. Дис. на соискание уч. ст. докт. техн. наук. Тбилиси, 1969.
17. Дидебулидзе А. И. Теория дальнеструйных дождевателей. Дис. на соискание уч. ст. докт. техн. наук. Тбилиси, 1937.
18. Казаков С. П. Исследование гидромониторных струй. Дис. на соискание уч. ст. канд. техн. наук. М., 1946.

Москва

Поступила в редакцию  
23.I.1984