

03

Численное моделирование двухфазного потока, созданного распыливанием жидкости форсункой

© Н.Н. Симаков

Ярославский государственный технический университет,
150023 Ярославль, Россия
e-mail: nik_simakov@mail.ru

(Поступило в Редакцию 12 октября 2016 г.)

Описан численный эксперимент по моделированию двухфазного потока, образующегося при распыливании жидкости с помощью форсунки. Рассчитаны и представлены радиальные и аксиальные профили скоростей капель и газа в свободном факеле распыла и в двухфазном потоке через цилиндрический аппарат с учетом раннего кризиса сопротивления капель и особенностей турбулентного трения в газе, обнаруженных в предшествующих экспериментах. Особенность численной модели двухфазного потока в том, что в качестве исходных используются дифференциальные уравнения, описывающие нестационарное течение сжимаемого газа. При переходе к их разностному аналогу использована известная схема Лакса–Вендроффа. Сравнением результатов расчета по данной модели с экспериментальными данными показано их согласие.

DOI: 10.21883/JTF.2017.07.44667.2060

Введение. Особенности двухфазного потока в факеле распыла

Чтобы интенсифицировать ряд теплообменных технологических процессов (сжигание жидких топлив, сушку, гранулирование полимеров, пыле-, газоочистку) путем увеличения поверхности контакта фаз, часто используют распыливание жидкости в газе, например, с помощью форсунок.

При расчете таких процессов нужно знать гидродинамическую структуру образующегося двухфазного потока, называемого факелом распыла, величину сил взаимодействия капель с газом. До сих пор удовлетворительные методы расчета распылительных процессов не разработаны, чем обусловлена актуальность настоящей работы.

Для математического моделирования факела распыла известны два подхода: метод взаимопроникающих континуумов [1] и теория турбулентных струй [2]. В первом обе фазы рассматриваются как непрерывно распределенные по пространству с переменной средней по малому объему плотностью и разными скоростями. Во втором предполагается, что концентрация дисперсной фазы относительно мала, скорости фаз приблизительно одинаковы, но при этом учитывается турбулентность течения газовой фазы. Каждый из указанных подходов, взятый по отдельности, не учитывает некоторых важных особенностей гидродинамики факела распыла, в том числе следующих.

Экспериментально установлено, что течение газа в факеле распыла представляет собой турбулентную струю [3,4]. Эта струя возникает у корня факела вследствие взаимодействия фаз, а в дальнейшем с удалением от форсунки развивается как бы автономно от капельного потока. Такая струя отличается от однофазного потока структурой и характером турбулентного трения. В частности, безразмерные профили аксиальной

скорости газа оказываются несколько иными (более пологими), чем в однофазной струе. Установлено различие скоростей фаз в каждой точке потока и наличие перепадов давления газа порядка 1–10 Па по оси и по радиусу факела.

Кроме того, обнаружена существенная особенность во взаимодействии фаз — ранний кризис сопротивления, который также требует учета при расчете факела распыла и поясняется следующим образом.

В процессах с распыливанием жидкости образуются капли со средним диаметром d порядка 10^{-4} м. При таких размерах и большом различии динамических коэффициентов вязкости жидкости капель и обтекающего их газа (для воды и воздуха примерно в 60 раз) деформацией капель и внутренним течением жидкости в них можно пренебречь, рассматривая их как твердые шарики.

Гидродинамическую силу сопротивления капли при ее обтекании газом можно вычислить по формуле

$$F = C_d S \rho V^2 / 2, \quad (1)$$

для чего необходимо знать относительную скорость V капли в газе и коэффициент C_d гидродинамического сопротивления. Здесь и ниже обозначено: $S = \pi d^2 / 4$ — площадь миделева сечения сферической капли, ρ — плотность газа, μ — динамический коэффициент вязкости газа.

Для случаев обтекания шара ламинарным потоком при малых числах Рейнольдса $Re = V d \rho / \mu \ll 1$ известна формула Стокса

$$C_d = 24 / Re. \quad (2)$$

А для обтекания шара в переходном диапазоне $2 < Re < 700$ известна зависимость Клячко

$$C_d = 24 / Re + 4 / Re^{1/3}, \quad (3)$$

которая в указанном диапазоне достаточно хорошо аппроксимирует экспериментальные данные, обобщенные кривой Рэлея [5,6].

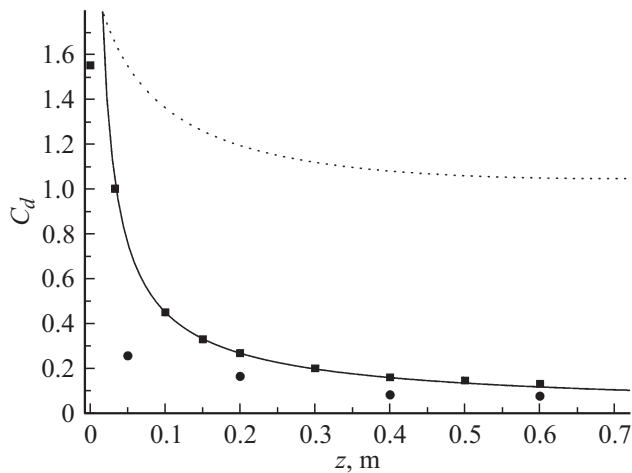


Рис. 1. Зависимость коэффициента сопротивления C_d капель от расстояния z до форсунки: ■ — данные эксперимента [3] с каплями воды на оси факела форсунки при давлении воды на ней $P_l = 5 \cdot 10^5$ Па; ● — то же для точек на границе факела; сплошная кривая — аппроксимация данных эксперимента на оси факела по формуле (15); пунктирная кривая — расчет по формуле (3) с использованием экспериментальных данных [3] для скоростей газа и капель, их размеров.

В работах [3,4] на данных эксперимента показано (рис. 1), что в сильнотурбулентном потоке при $Re \approx 100$ величина C_d для капель может уменьшаться в 4–7 раз по сравнению с общеизвестными значениями, определяемыми формулой (3). Такой же ранний кризис сопротивления наблюдался на одиночном твердом шарике при его обтекании газовой струей, протекающей через конфузор [7].

Стоит заметить, что приведенные на рис. 1 экспериментальные точки при $z > 0.15$ м близки к значениям, соответствующим формуле Стокса (2).

В качестве одной из причин, объясняющих ранний кризис сопротивления сферической частицы, была выдвинута гипотеза о влиянии сильной турбулентности газового потока, которую конфузор мог еще больше усилить по сравнению со свободной струей и сделать достаточной для возникновения раннего кризиса на одиночном твердом шарике [7].

Это предположение было подтверждено численным экспериментом по моделированию обтекания шара свободным газовым потоком как ламинарным, так и сильнотурбулентным [8].

Из вышесказанного следует вывод: при математическом и численном моделировании факела распыла как двухфазного потока с учетом всех его особенностей для описания движения обеих фаз единым образом целесообразно использовать сочетание двух вышеупомянутых подходов: метода взаимопроникающих континуумов [1] и теории турбулентных струй [2]. Ранее такая идея использовалась в работах [4,9], но ограниченно: на расчетной области с меньшим числом точек 26×26 и только для свободного факела распыла, не ограниченного стенками аппарата.

Математическая модель свободного факела распыла

Турбулентное течение газовой фазы в цилиндрической системе координат можно описать нестационарным уравнением неразрывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho w_z)}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial(r \rho w_r)}{dr} = 0 \quad (4)$$

и уравнениями движения для осредненных по времени аксиальной $w_z = w_z(r, z)$ и радиальной $w_r = w_r(r, z)$ компонент скорости газа:

$$\frac{\partial w_z}{\partial t} + w_z \frac{\partial w_z}{\partial z} + w_r \frac{\partial w_z}{\partial r} = \frac{1}{\rho r} \frac{\partial(r \tau)}{\partial r} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{f_z}{\rho}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial w_r}{\partial t} + w_z \frac{\partial w_r}{\partial z} + w_r \frac{\partial w_r}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{f_r}{\rho}. \quad (6)$$

Для жидкой фазы (индекс „ l “) используются аналогичные уравнения

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \frac{\partial(\alpha u_z)}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r \alpha u_r)}{dr} = 0, \quad (7)$$

$$\frac{\partial u_z}{\partial t} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} + u_r \frac{\partial u_z}{\partial r} = -\frac{f_z}{\alpha \cdot \rho_l}, \quad (8)$$

$$\frac{\partial u_r}{\partial t} + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} = -\frac{f_r}{\alpha \cdot \rho_l}. \quad (9)$$

Здесь ρ и P — плотность и давление газа, τ — напряжение турбулентного трения внутри газовой фазы, f_r и f_z — объемные плотности сил межфазного взаимодействия, α — относительный объем жидкости (или порозность), ρ_l — физическая плотность капель, u_z, u_r — аксиальная и радиальная компоненты скорости жидкости.

Система уравнений (4)–(9) не замкнута — в ней 9 неизвестных функций: $w_z, w_r, \rho, P, \alpha, u_z, u_r, f_r, f_z$. Замыкание системы можно выполнить следующим образом.

Во-первых, можно предположить, что течение газа в факеле распыла является адиабатным, и воспользоваться уравнением адиабаты Пуассона

$$\frac{P}{\rho^\gamma} = \text{const} = \frac{P_0}{\rho_0^\gamma}, \quad (10)$$

из которого следуют соотношения

$$dP = \gamma \frac{P}{\rho} d\rho = c^2 d\rho = c_0^2 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\gamma-1} d\rho, \quad (11)$$

где c — скорость звука в газе, γ — постоянная адиабаты, индекс „0“ обозначает начальные значения величин.

Подстановка последнего выражения из (11) в (5) и (6) позволяет исключить давление газа P из системы уравнений (4)–(9).

Во-вторых, для напряжения турбулентного трения газа τ на основании экспериментальных данных в работе [4] представлена зависимость

$$\tau = -\rho \frac{rZ}{2\xi^2} \left(\frac{\partial w_z}{\partial r} \right)^2, \quad (12)$$

где $Z = z + Z_0$ — осевая координата, отсчитываемая от полюса газовой струи, z — то же от форсунки, Z_0 — расстояние от полюса до форсунки, $\xi = \text{const}(P_l)^{1/2}$. При избыточном давлении воды на форсунке $P_l = 5 \cdot 10^5$ Па были получены значения $Z_0 = 390$ мм, $\xi = 11.9$.

Стоит отметить, что представление (12) отличается от аналогичного для однофазной турбулентной газовой струи по „новой“ гипотезе Прандтля

$$\tau = \rho l^2 \left(\frac{\partial w_z}{\partial r} \right)^2 = \rho \nu_t \frac{\partial w_z}{\partial r}, \quad (13)$$

где l — путь смешения, для круглой струи кинематический коэффициент турбулентной вязкости $\nu_t = \text{const}$ — эмпирическая постоянная [10].

Заметим, что при подстановке выражения (12) в уравнение (5) для упрощения последнего зависимость ρ от r в дозвуковом течении допустимо пренебречь.

В-третьих, силу сопротивления, действующую со стороны газа на отдельную каплю, обычно выражают формулой (1), где $\mathbf{V} = \mathbf{U} - \mathbf{W}$ — относительная скорость движения капли в газе. Тогда для компонент объемной плотности сил межфазного взаимодействия можно записать

$$f_{z,r} = F_{z,r} n = \frac{F_{z,r} \alpha \cdot \rho_l}{m_d}, \quad (14)$$

где n — счетная концентрация капель, m_d — масса отдельной капли.

Как отмечалось выше, значения коэффициента сопротивления C_d капель в факеле распыла и его зависимость от числа Рейнольдса $Re = \rho dV/\mu$ носят аномальный характер [3,4]. У „корня“ факела, вблизи форсунки, значения C_d приблизительно соответствуют известным из литературы зависимостям, например, формуле Клячко (3), а при удалении от форсунки резко уменьшаются в 4–7 раз (рис. 1).

Как видно на рис. 1, уменьшение C_d с увеличением расстояния z от форсунки по оси факела вполне удовлетворительно аппроксимируется зависимостью

$$C_d(0, z) = 0.45(z/0.1)^{-3/4}. \quad (15)$$

На „границе“ факела $r = r_{\text{lim}}(z) = z \cdot \text{tg } \varphi$, определяемой наиболее удаленными от оси траекториями капель, образующими с ней угол $\varphi = 32.5^\circ$, равный половине корневого угла факела, значения $C_d(r_{\text{lim}}, z)$, очевидно, примерно вдвое (в 1.8 раза) меньше, чем $C_d(0, z)$ — на оси факела, что в последующих расчетах также учтено по формуле

$$C_d(r, z) = C_d(0, z) \left(0.45 \exp(-6r/r_{\text{lim}}(z)) + 0.55 \right). \quad (16)$$

При численном моделировании факела распыла перед тем, как представить дифференциальные уравнения их разностными аналогами, целесообразно перейти к безразмерным переменным, поделив значения координат r и z на начальный (минимальный) радиус r_0 факела в расчетной области, скоростей w , u , V и c_0 — на начальную скорость капля (струи жидкости) u_0 , ρ — на плотность ρ_0 покоящегося газа вдали от факела, а t — на $t_0 = r_0/u_0$. Внешний вид уравнений (4)–(9) при этом не изменится, а у слагаемых в правых частях уравнений появятся соответствующие дополнительные коэффициенты.

При переходе от дифференциальных уравнений (4)–(9) к их разностным аналогам с использованием представлений (1), (11)–(16) на прямоугольной пространственной сетке (i, j) , как и в работах [4,9], использовалась явная двухшаговая разностная схема Лакса–Вендроффа [11]. В этой схеме для каждого временного слоя на первом, вспомогательном, шаге вычислений находят промежуточные значения зависимых переменных при $t = (n + 1/2)\Delta t$ по схеме Лакса с половинным шагом $\Delta t/2$ по времени. При этом значения величин на предыдущем слое усредняются по четырем ближайшим узлам. На втором, основном, шаге вычислений с полным шагом Δt по времени в выражениях, аппроксимирующих пространственные производные, используют эти найденные промежуточные значения величин и находят новые значения переменных. Затем цикл повторяется.

Схема Лакса–Вендроффа оказывается центрированной по времени [11], благодаря чему численные эффекты вязкости и диффузии в ней значительно меньше, чем в одношаговой схеме Лакса, что позволяет получить более близкие к истинным профили скоростей каждой из фаз.

Для обеспечения устойчивости разностной схемы необходимо выполнение условия Куранта–Фридрихса–Леви [11], которое при равных пространственных шагах сетки $\Delta z = \Delta r$ имеет вид

$$\Delta t \leq \frac{\Delta z}{\sqrt{2(c^2 + w_z^2 + w_r^2)}}. \quad (17)$$

Предложенная модель обладает тем преимуществом, что ее разностные уравнения позволяют вычислять все переменные по простой явной схеме.

Одной из трудностей при построении численной модели является задание подходящих граничных условий, которые сохраняют устойчивость разностной схемы. В граничных узлах расчетной области разностная схема с неизбежностью имеет иной, нежели во внутренних точках, вид — для аппроксимации пространственных производных здесь можно использовать не двухсторонние, а лишь односторонние разности. Кроме того, следует учесть, что на оси симметрии (при $r = i\Delta r = 0$) радиальные скорости фаз $w_r = u_r = 0$, производные по r от некоторых переменных здесь также могут обращаться в нуль.

На верхней (входной) границе расчетной области ($j = 0$), учитывая экспериментальные данные, нужно задать профиль порозности, например, треугольной формы

$\alpha(r, z_0) = 3(r_n/r_0)^2(1 - r/r_0)$, r_n — радиус выходного отверстия форсунки.

На верхней границе задают также радиальные профили компонент скорости жидкости $u_z(r, z_0)$ и $u_r(r, z_0)$. Первый из них может быть прямоугольным, трапециевидным или более сложным, второй с учетом характера истечения жидкости из сопла форсунки стоит задать линейной функцией радиуса: $u_r(r, z_0) = u_z(r, z_0)r/z_0$. Вместо экспериментальных данных можно использовать результаты предыдущих расчетов в более близкой к форсунке области.

При расчете свободного факела на боковой (внешней) границе для определения плотности газа может быть использовано уравнение Бернулли

$$\rho = \rho_0 \left(1 - \frac{w_z^2 + w_r^2}{2c_0^2} \right). \quad (18)$$

При расчете двухфазного потока в распылительном аппарате на боковой границе — стенке цилиндрического аппарата — задают условия обращения компонент скорости газа в нуль: $w_z = w_r = 0$.

Результаты расчета свободного факела распыла

Вышеописанный алгоритм был реализован с использованием программных средств Delphi для расчета двухфазного потока в осесимметричном факеле распыла центробежно-струйной форсунки с диаметром сопла 2 mm.

В процессе отладки программы варьировалась разностная форма граничных условий, а в численном эксперименте — вид зависимостей для напряжения турбулентного трения газа (12), (13) и коэффициента сопротивления каплей по формулам (2), (3), (16), а также $C_d = 0.17$ и $C_d = 0.1$.

Единицей безразмерного пространственного масштаба сетки являлся радиус факела на верхней границе расчетной области $r_0 = z_0 \tan \varphi$ ($\varphi = 32.5^\circ$ — половина корневого угла факела), за единицу масштаба скоростей была взята начальная скорость истечения жидкости из сопла форсунки $u_0 = 0.75(2P_l/\rho_l)^{1/2}$. Расчеты проводились для давления воды на форсунке $P_l = 5 \cdot 10^5$ Pa, при этом измеренный диаметр каплей $d = 0.14$ mm. В расчетах использовались значения $z_0 = 100$ mm.

Безразмерный шаг сетки определялся как $h = \Delta r = \Delta z = 1/N$, $N = 16$, размеры пространственной области: $r_{\max} = \max(i)h$, $z_{\max} - z_0 = \max(j)h$. Размеры прямоугольной сетки варьировались до $\max(i) = \max(j) = 200$ и обеспечивали достаточную аппроксимацию разностной схемы.

Установлено, что интересовавшее нас в данной задаче (квази)стационарное состояние потока достигалось в результате эволюции нестационарного решения за „сечное“ время, примерно в 15–20 раз большее характерного времени $t_s = (z_{\max} - z_0)/u_0$, за которое капли

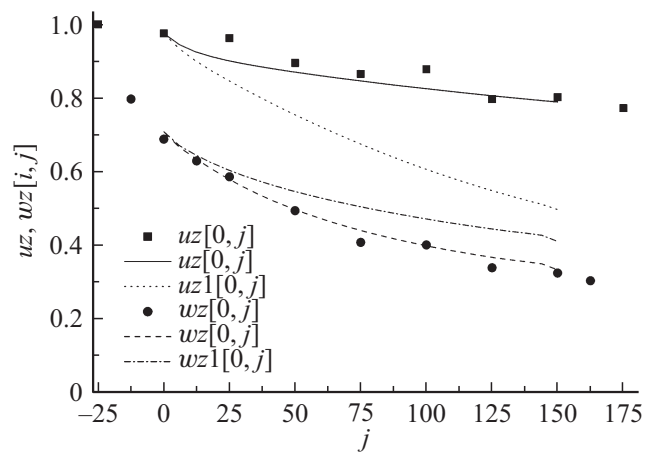


Рис. 2. Изменение скоростей каплей u_z и газа w_z на оси факела: символы — эксперимент, кривые — расчет с учетом кризиса сопротивления по формуле (16); u_z1 и w_z1 — расчет без учета кризиса сопротивления с использованием формулы (3); $j = -25$ — положение выходного отверстия форсунки.

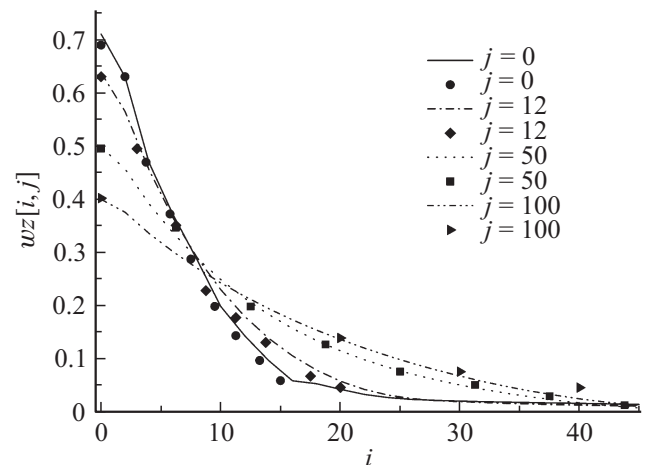


Рис. 3. Радиальные профили аксиальной скорости газа на различных расстояниях $z = (100 + 4 \cdot j)$ mm от форсунки, линии — расчет, точки-символы — эксперимент.

пролетали бы расчетную область от верхней до нижней границы без учета их торможения в газе.

На рис. 2–4 приведены результаты расчета свободно-осесимметричного факела по предлагаемой модели.

На рис. 2 представлены результаты расчета и эксперимента [3] для скоростей фаз на оси факела при значениях C_d , рассчитанных по формулам (16) и (3). В первом случае очевидно согласие расчета с экспериментом. Во втором капли тормозятся, а газ разгоняется сильнее, чем по эксперименту.

На рис. 3 представлены профили аксиальной скорости газа в факеле распыла на расстояниях $z = 100, 150, 300$ и 500 mm от форсунки. Точками показаны экспериментальные результаты из [3], кривыми — результаты расчета.

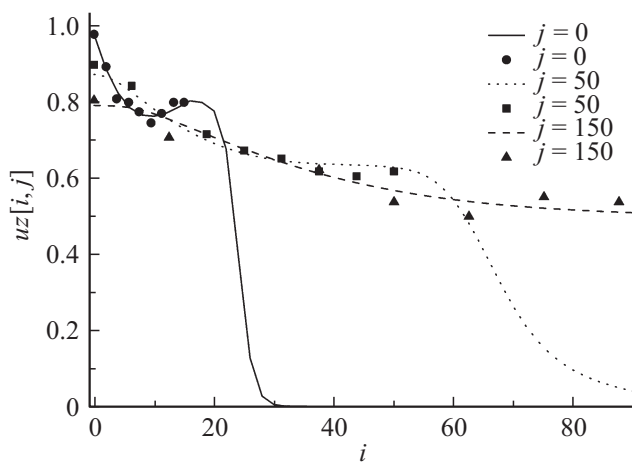


Рис. 4. Радиальные профили аксиальной скорости капель на различных расстояниях $z = (100 + 4 \cdot j)$ mm от форсунки, линии — расчет, точки-символы — эксперимент.

На рис. 4 представлены аналогичные профили для капель на расстояниях $z = 100, 300, 700$ mm от форсунки. Кривая для $j = 0, z = 100$ mm — график зависимости, аппроксимирующей экспериментальные данные [3].

На рис. 2–4 очевидно неплохое согласие результатов расчета свободного факела с учетом кризиса сопротивления капель и эксперимента для значительной по протяженности области факела от 100 до 700 mm от форсунки.

Расчет двухфазного потока в распылительном аппарате

Среди распылительных аппаратов, используемых в химических технологиях, условно можно различить 2 типа: инжекторы и эжекторы [12]. Каждый из них содержит соосную с форсункой цилиндрическую камеру смешения фаз и бак-сепаратор для их разделения. Отличие аппаратов в том, что в инжекторе расход газа ограничивается вентилем на выходе аппарата, а в эжекторе на входе.

Наличие цилиндрической камеры ограничивает двухфазный поток по радиусу и высоте. Внутренняя поверхность ее стенки является в расчетной области боковой границей $i = n$, на которой обе компоненты скорости газа обращаются в нуль: $w_z(i, j) = u_z(i, j) = 0$. Капли свободно выпадают на стенку. Высота H камеры смешения связана с положением нижней границы $j = nz$ расчетной области формулой $H = (100 + 4nz)$ mm.

В расчетах задавался перепад давления P газа между нижним и верхним сечениями камеры смешения — границами расчетной области. По рассчитанным значениям аксиальной скорости газа рассчитывался объемный расход газа Q через аппарат. Варианты расчета аппарата отличались перепадом давления P газа и диаметром D_{APP} камеры смешения аппарата.

По результатам расчетов определялись зависимость $P(Q)$, называемая гидравлической характеристикой аппарата, максимальные значения P_m и Q_m , их зависимости от D_{APP} , а также зависимость

$$\text{eff}(Q) = PQ(P_l Q_l) \quad (19)$$

— гидравлического КПД аппарата от расхода газа, P_l и Q_l — перепад давления и расход жидкости на форсунке. В расчетах использовались данные эксперимента: $P_l = 5 \cdot 10^5$ Pa, $Q_l = 0.745 \cdot 10^{-4}$ m³.

Перечисленные результаты представлены на рис. 5–9.

На рис. 5 показаны профили аксиальных скоростей капель и газа в аппарате на различных расстояниях z от форсунки, а на рис. 6 — профили радиальной скорости газа в разных радиальных сечениях того же аппарата, при том же перепаде давления газа на нем $P = 14$ Pa.

Отрицательные значения проекций w_z и w_r скорости газа на координатные оси у стенки аппарата ($j = 35$)

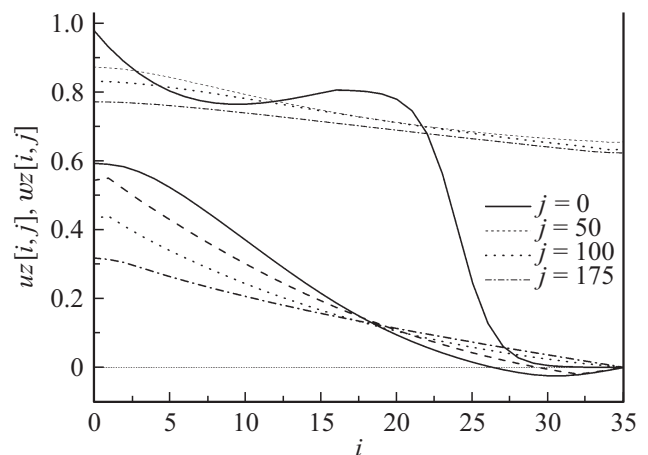


Рис. 5. Расчетные профили аксиальных скоростей капель (вверху) и газа (ниже) на различных расстояниях $z = (100 + 4 \cdot j)$ mm от форсунки в аппарате диаметром $D_{APP} = 140$ mm и высотой $H = 800$ mm.

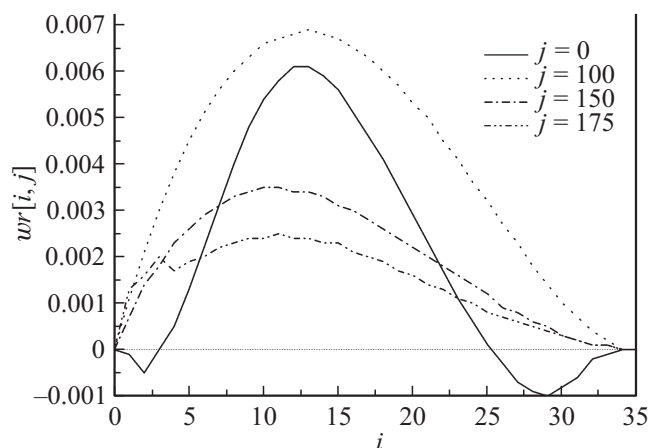


Рис. 6. Расчетные профили радиальной скорости газа на различных расстояниях $z = (100 + 4 \cdot j)$ mm от форсунки в аппарате диаметром $D_{APP} = 140$ mm, высотой $H = 800$ mm.

отображают обратное вихревое течение газа вблизи верхнего ($i = 0$) входного сечения аппарата.

На рис. 7 представлены рассчитанные зависимости максимальных значений перепада давления P_m на аппарате и объемного расхода Q_m газа от диаметра аппарата D_{APP} . Видно, что при заметном увеличении площади сечения аппарата (в 4 раза) максимальный перепад давления P_m газа на нем изменяется незначительно — на 7%. В то же время максимальный расход Q_m газа через аппарат изменяется заметно (в 6 раз), приблизительно по степенному закону $Q_m = 0.08(10D_{APP})^{2.6}$, если Q_m измерен в m^3 , а D_{APP} — в м.

На рис. 8 показаны полученные в расчетах зависимости относительного перепада давления $p = P/P_m$ газа на аппарате от относительного объемного расхода $q = Q/Q_m$ газа через аппарат.

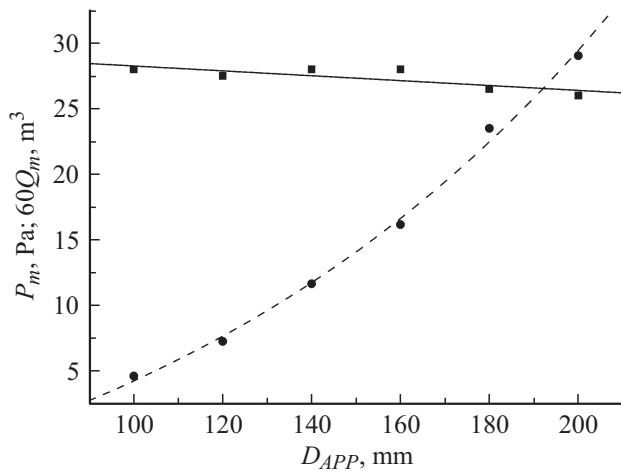


Рис. 7. Расчетные зависимости максимальных значений: ■ — перепада давления P_m газа на аппарате и ● — объемного расхода Q_m газа от диаметра аппарата D_{APP} .

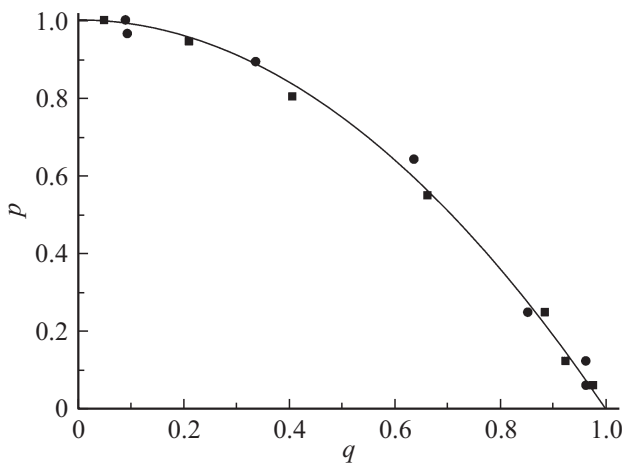


Рис. 8. Расчетные зависимости относительного перепада давления $p = P/P_m$ газа на аппарате от относительного объемного расхода $q = Q/Q_m$ газа через аппарат для двух его диаметров D_{APP} : ■ — 140, ● — 160 mm. P_m, Q_m — максимальные значения P и Q . Линия — график зависимости $p = 1 - q^2$.

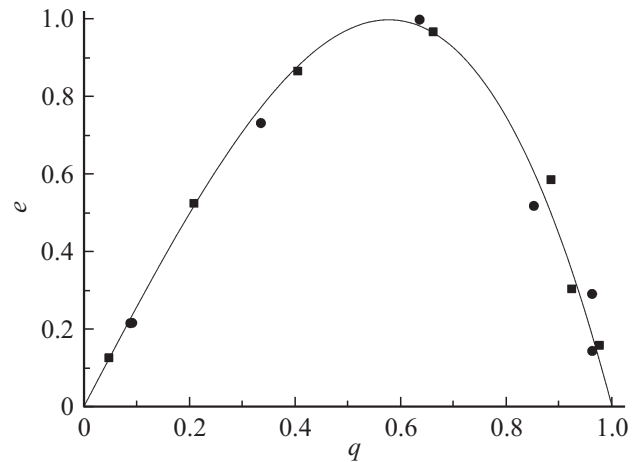


Рис. 9. Расчетные зависимости относительной эффективности $e = \text{eff}/\text{eff}_m$ аппарата от относительного объемного расхода q газа через аппарат для двух его диаметров D_{APP} : ■ — 140, ● — 160 mm. Линия — график зависимости $e = 3^{3/2}/2q(1 - q^2)$.

На рис. 9 представлены расчетные зависимости относительной величины гидравлического КПД (эффективности) $e = \text{eff}/\text{eff}_m$ аппарата от относительного объемного расхода q газа через аппарат. Для справки: $\text{eff}_m = 0.055$ при $D_{APP} = 140$ mm, $\text{eff}_m = 0.083$ при $D_{APP} = 160$ mm.

Интересно отметить, что полученные в работе [12] из простых теоретических предпосылок зависимости $p(q)$ и $e(q)$, имевшие простой вид

$$p = 1 - q^2, \tag{20}$$

$$e = 3^{3/2}/2q(1 - q^2) \tag{21}$$

и согласующиеся с результатами экспериментов на распылительных аппаратах, оказались также в согласии и с результатами расчетов по более строгой вышеописанной модели факела, как это очевидно на рис. 8 и 9.

Из формулы (21) следует, что максимальный гидравлический КПД распылительного аппарата eff_m достигается при оптимальном расходе газа Q_{opt} , удовлетворяющем условию

$$q_{\text{opt}} = Q_{\text{opt}}/Q_m = 3^{-1/2}. \tag{22}$$

Заключение

В настоящей работе развита предложенная ранее в работах [4,9] модель факела распыла форсунки. Из сопоставления результатов расчета двухфазного потока по этой модели с экспериментальными данными можно сделать вывод о том, что представленная численная модель позволяет рассчитать такое турбулентное двухфазное течение с удовлетворительной точностью.

Оригинальность и преимущества данной модели состоят в том, что она пригодна как для случая сжимаемой сплошной дисперсионной среды, так и для практически

несжимаемого течения, по ней можно рассчитывать как нестационарные движения, так и (квази)стационарные состояния. Последние получаются из первых в результате их эволюции. Разностные уравнения данной модели позволяют вычислять все переменные по простой явной схеме.

По сравнению с более ранними работами автора [4,9] в настоящей работе получены новые результаты. В частности, свободный факел распыла высотой до 1 м рассчитывался за один раз, а не за несколько раз на последовательных более коротких по высоте участках. Результаты нового расчета для скоростей фаз хорошо согласуются с экспериментом.

В дополнение к свободному факелу распыла рассчитан двухфазный газокапельный поток в цилиндрическом распылительном аппарате. Установлены зависимости максимальных значений объемного расхода Q_m газа и перепада давления P_m на аппарате от его диаметра, вид зависимостей гидравлической характеристики $P(Q)$ аппарата и его гидравлического КПД (эффективности) $\text{eff}(Q)$ от расхода газа Q через аппарат. Показано, что максимум гидравлического КПД достигается при условии (22).

С учетом аналогии процессов межфазного переноса импульса, массы и тепла в турбулентном двухфазном потоке [13,14] можно предположить, что максимальная эффективность тепло- и массообмена в распылительном аппарате будет достигаться при том же условии (22).

Список литературы

- [1] Нигматулин Р.И. Динамика многофазных систем. Ч. 1. М.: Наука, 1987. 464 с.
- [2] Абрамович Г.Н. Теория турбулентных струй. М.: Наука, 1984. 716 с.
- [3] Симаков Н.Н. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 2. С. 46–51.
- [4] Simakov N.N., Simakov A.N. // J. Appl. Phys. 2005. Vol. 97. P. 114901.
- [5] Torobin L.B., Gauvin W.H. // Can. J. Chem. Eng. 1959. Vol. 37. N 4. P. 129–141.
- [6] Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя / Пер. с нем. М.: Наука, 1974. 712 с.
- [7] Симаков Н.Н. // ЖТФ. 2010. Т. 80. Вып. 7. С. 1–7.
- [8] Симаков Н.Н. // ЖТФ. 2013. Т. 83. Вып. 4. С. 16–20.
- [9] Симаков Н.Н. Известия вузов. Химия и хим. технология. 2002. Т. 45. Вып. 7. С. 125–129.
- [10] Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1978. 736 с.
- [11] Поттер Д. Вычислительные методы в физике / Пер. с англ. М.: Мир, 1975. 392 с.
- [12] Симаков Н.Н. Автореф. док. дис. Гидродинамика двухфазного потока как основа моделирования и расчета межфазного тепло- и массообмена в процессах с распыливанием жидкости. Ярославль, 2003. 44 с.
- [13] Симаков Н.Н. // ЖТФ. 2016. Т. 86. Вып. 9. С. 32–38.
- [14] Симаков Н.Н. // ЖТФ. 2016. Т. 86. Вып. 12. С. 42–48.