

Численное моделирование капельного охлаждения продуктов конверсии метана в синтез-газ

© И.В. Деревич, А.Ю. Фокина

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, 105005, Россия

Представлены результаты теоретического исследования процессов тепло-массообмена при охлаждении синтез-газа, получающегося после парциального сжигания метана. Быстрая закалка синтез-газа необходима для предотвращения выпадения сажи на стенках реактора. В предлагаемой схеме охлаждения отвод теплоты от продуктов конверсии метана осуществляется путем впрыска капель воды в объем камеры охлаждения, расположенной после горелочного устройства. В двухскоростном двухтемпературном приближении выведена замкнутая система уравнений аэродинамики, теплообмена синтез-газа и капель. Оценка эффективности капельного способа охлаждения проведена на основе одномерной системы уравнений аэродинамики и теплообмена парокapельной среды. Представлены результаты расчетов для различных режимов работы системы охлаждения.

Ключевые слова: *капельное охлаждение, энтальпия испарения, аэродинамическое сопротивление, время тепловой и динамической релаксации, скорость испарения, уравнения баланса импульса, энтальпии и массы, синтез тяжелых углеводородов.*

Введение. В ФГУ «Технологический институт сверхтвердых и новых углеродных материалов» (ТИСНУМ, Троицк) реализуется проект по разработке технологии синтеза искусственной нефти на основе метода Фишера — Тропша (технология «газ в жидкость», GTL technology). Синтез тяжелых углеводородов осуществляется в реакторе, где исходным сырьем является синтез-газ — смесь CO и H₂. В частности, GTL-технологии используют для разработок труднодоступных месторождений природного газа. В этом случае экономически более выгоден синтез искусственной нефти с последующим транспортом ее к потребителю.

Синтез-газ получается при неполном сгорании природного газа. В проекте и созданной в ТИСНУМ лабораторной установке горение природного газа осуществляется внутри керамической пористой горелки. На выходе из горелки получают продукты, содержащие в основном CO и H₂. В продуктах конверсии также в небольших количествах присутствуют CO₂, пары воды и аморфный углерод при

температуре 1 500... 1 600 К. Углерод находится в испаренном состоянии в виде отдельных молекул. Катастрофической ситуацией является образование сажи в результате поликонденсации молекул углерода в объеме газа или на поверхности горелочного устройства. Процесс образования сажи происходит за короткое время порядка 10 мс [1]. Если температуру продуктов понизить до 1 000 К, процесс образования сажи существенно замедлится и можно вывести синтез-газ из горелочного устройства без образования сажевых отложений.

Цель работы — создание математической модели быстрой заделки синтез-газа после горелочного устройства. Для охлаждения используется отвод теплоты на испарение разбрызгиваемых из форсунки микрокапель и конвективное охлаждение синтез-газа за счет контакта турбулентного потока с интенсивно охлаждаемой поверхностью, расположенной внутри камеры после форсунки. Схема камеры охлаждения показана на рис. 1. После горелочного устройства, в котором природный газ конвертируется в смесь оксида углерода и водорода, располагается система форсунок для капельного орошения газовой смеси. Для усиления теплообмена синтез-газа с омываемыми поверхностями внутри цилиндрической камеры расположен медный стержень, покрытый золотой пленкой (золотой палец). Проект охлаждения камеры называется Gold Finger. Изнутри этот стержень охлаждается потоком воды.

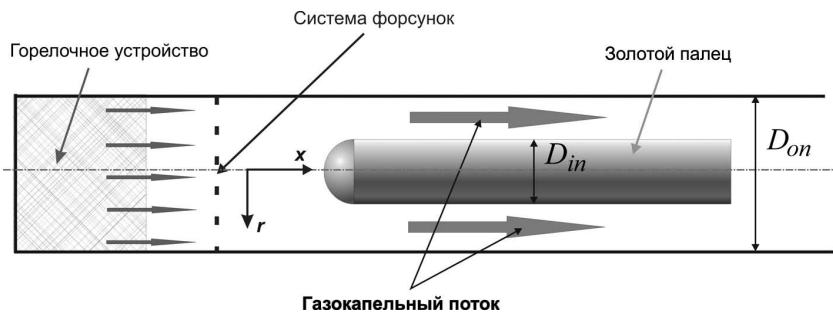


Рис. 1. Схема камеры охлаждения и система цилиндрических координат

Математическая модель создана на основе уравнений баланса массы, импульса и энергии двухфазной среды с учетом фазовых переходов, изменения состава газовой фазы и размера капель за счет испарения. В связи с важностью технического применения капельного охлаждения в мире выполнен большой объем экспериментальных и теоретических работ [2–9]. Однако при записи уравнений баланса импульса энергии и массы в некоторых работах имеются погрешности [10]. Уравнения в работе [2] представлены без вывода, что не дает возможности выявить физическую интерпретацию отдельных членов в уравнениях баланса.

Полная система уравнений гидродинамики и тепломассообмена в камере охлаждения должна описывать турбулентный перенос в двухфазном потоке, процесс осаждения капель на стенки камеры, течение жидкой пленки, разрушение жидкой пленки, процессы коагуляции и дробления капель. Разработка и реализация подобных теоретических моделей является целью будущих исследований. В настоящей работе выполнен инженерный анализ основных процессов при охлаждении синтез-газа в одномерном приближении. Уравнения одномерного приближения получены путем осреднения точной системы уравнений по сечению камеры.

Уравнения баланса массы. Общее уравнение баланса параметра Ψ , переносимого потоком, записывают в дивергентном универсальном виде

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} + \frac{\partial J_{\Psi}}{\partial x} = 0, \quad (1)$$

где J_{Ψ} — вектор потока параметра Ψ , а производная по вектору координаты обозначает дивергенцию вектора $\partial J_{\Psi} / \partial x = \text{div}(J_{\Psi})$.

Рассмотрим смесь газов с фазовыми превращениями. Плотность смеси

$$\rho = \sum_{\alpha} \rho^{(\alpha)} = \sum_{\alpha} \rho X^{(\alpha)}, \quad (2)$$

где $\rho^{(\alpha)}$ — парциальная плотность компонента α ; $X^{(\alpha)}$ — массовая концентрация компонента α .

Среднемассовую скорость газовой смеси определяем как

$$\rho U = \sum_{\alpha} \rho^{(\alpha)} U^{(\alpha)}. \quad (3)$$

Здесь $U^{(\alpha)}$ — скорость компонента α , которая отличается от среднемассовой скорости смеси диффузионной составляющей $u^{(\alpha)}$, обусловленной молекулярным переносом компонента α в смеси газов [11]

$$U^{(\alpha)} = U + u^{(\alpha)}.$$

Массовый поток, возникающий в смеси в результате диффузии компонента α в смеси газов, обозначим $j^{(\alpha)} = u^{(\alpha)} \rho^{(\alpha)}$. Из уравнений (2) и (3) следует связь между диффузионными потоками компонентов смеси:

$$\rho U = \sum_{\alpha} \rho^{(\alpha)} U^{(\alpha)} = \sum_{\alpha} \rho^{(\alpha)} U + \sum_{\alpha} j^{(\alpha)}, \quad \sum_{\alpha} j^{(\alpha)} = 0. \quad (4)$$

Уравнение баланса массы компонента α с учетом источника (или стока) массы вытекает из уравнения (1)

$$\frac{\partial \rho^{(\alpha)}}{\partial t} + \frac{\partial \rho^{(\alpha)} U^{(\alpha)}}{\partial x} = R^{(\alpha)}, \quad (5)$$

где $R^{(\alpha)}$ — мощность источника массы в результате фазовых превращений.

В соответствии с формулами (2) плотности смеси, (3) среднemasовой скорости смеси и соотношением (5) уравнение баланса массы смеси газов запишем как

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho U}{\partial x} = \sum_{\alpha} R^{(\alpha)}. \quad (6)$$

Из уравнений (3)–(6) находим уравнения для парциальной плотности $\rho^{(\alpha)} = \rho X^{(\alpha)}$

$$\frac{\partial \rho^{(\alpha)}}{\partial t} + \frac{\partial \rho^{(\alpha)} U}{\partial x} + \frac{\partial j^{(\alpha)}}{\partial x} = R^{(\alpha)}. \quad (7)$$

Уравнение для массовой концентрации $X^{(\alpha)}$ следует из уравнений (6) и (7):

$$\rho \left(\frac{\partial X^{(\alpha)}}{\partial t} + U \frac{\partial X^{(\alpha)}}{\partial x} \right) + \frac{\partial j^{(\alpha)}}{\partial x} = - \sum_{\beta \neq \alpha} R^{(\beta)} + R^{(\alpha)} (1 - X^{(\alpha)}).$$

Если фазовый переход существует только для газа α , $\sum_{\beta \neq \alpha} R^{(\beta)} = 0$, уравнение для массовой концентрации компонента α принимает вид

$$\rho \left(\frac{\partial X^{(\alpha)}}{\partial t} + U \frac{\partial X^{(\alpha)}}{\partial x} \right) + \frac{\partial j^{(\alpha)}}{\partial x} = R^{(\alpha)} (1 - X^{(\alpha)}).$$

Уравнение баланса энтальпии. Энтальпия H единицы объема смеси

$$\rho H = \sum_{\alpha} \rho^{(\alpha)} H^{(\alpha)}, \quad (8)$$

где $H^{(\alpha)}$ — энтальпия единицы массы компонента α .

Поток энтальпии смеси газов представляет собой сумму потоков за счет конвективного переноса и переноса теплоты в результате молекулярной теплопроводности J_Q и межфазного теплообмена:

$$J_H = \sum_{\alpha} \rho^{(\alpha)} H^{(\alpha)} U^{(\alpha)} + J_Q. \quad (9)$$

Из формул (1), (8) и (9) следует уравнение баланса энтальпии смеси газов

$$\frac{\partial \rho H}{\partial t} + \frac{\partial J_H}{\partial x} = 0.$$

Перепишем это уравнение баланса энтальпии, основываясь на формулах (3) и (9):

$$\frac{\partial}{\partial t} \sum_{\alpha} \rho^{(\alpha)} H^{(\alpha)} + \frac{\partial}{\partial x} \sum_{\alpha} \rho^{(\alpha)} H^{(\alpha)} U^{(\alpha)} + \frac{\partial}{\partial x} J_Q = 0.$$

С учетом диффузионного потока последнее выражение принимает вид

$$\frac{\partial}{\partial t} \sum_{\alpha} \rho^{(\alpha)} H^{(\alpha)} + \frac{\partial}{\partial x} \sum_{\alpha} \rho^{(\alpha)} H^{(\alpha)} U + \frac{\partial}{\partial x} \sum_{\alpha} H^{(\alpha)} j^{(\alpha)} + \frac{\partial}{\partial x} J_Q = 0. \quad (10)$$

Рассмотрим первые два слагаемых в равенстве (10) для компонента α :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \rho^{(\alpha)} H^{(\alpha)} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho^{(\alpha)} H^{(\alpha)} U + H^{(\alpha)} j^{(\alpha)}) = \\ & = \rho^{(\alpha)} \left(\frac{\partial H^{(\alpha)}}{\partial t} + U \frac{\partial H^{(\alpha)}}{\partial x} \right) + H^{(\alpha)} \left(\frac{\partial \rho^{(\alpha)}}{\partial t} + U \frac{\partial \rho^{(\alpha)}}{\partial x} \right) + \frac{\partial j^{(\alpha)} H^{(\alpha)}}{\partial x}. \end{aligned}$$

Принимая во внимание уравнение (7), последнее выражение представим в виде

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \rho^{(\alpha)} H^{(\alpha)} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho^{(\alpha)} H^{(\alpha)} U + H^{(\alpha)} j^{(\alpha)}) = \\ & = \rho^{(\alpha)} \left(\frac{\partial H^{(\alpha)}}{\partial t} + U \frac{\partial H^{(\alpha)}}{\partial x} \right) + H^{(\alpha)} R^{(\alpha)} + j^{(\alpha)} \frac{\partial H^{(\alpha)}}{\partial x}. \end{aligned} \quad (11)$$

Из выражений (8) и (11) получим уравнение баланса энтальпии в виде

$$\frac{\partial \rho H}{\partial t} + \frac{\partial \rho H U}{\partial x} + \sum_{\alpha} H^{(\alpha)} R^{(\alpha)} + \sum_{\alpha} j^{(\alpha)} \frac{\partial H^{(\alpha)}}{\partial x} + \frac{\partial J_Q}{\partial x} = 0. \quad (12)$$

Изобарическая массовая теплоемкость компонента α

$$H^{(\alpha)}(T) = \int_{T^0}^T C_p^{(\alpha)}(T') dT', \quad (13)$$

где T^0 — начальный уровень отсчета температуры.

Подставляя это выражение в уравнение (12), получаем соотношение для производной от энтальпии

$$\frac{\partial H^{(\alpha)}}{\partial t} + U \frac{\partial H^{(\alpha)}}{\partial x} = C_p^{(\alpha)} \left(\frac{\partial T}{\partial t} + U \frac{\partial T}{\partial x} \right).$$

Массовая теплоемкость смеси газов, согласно выражениям (8) и (13), $\rho C_p = \sum_{\alpha} \rho^{(\alpha)} C_p^{(\alpha)}$. В результате из уравнения (12) вытекает уравнение для температуры смеси газов

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + U \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \sum_{\alpha} H^{(\alpha)} R^{(\alpha)} + \sum_{\alpha} j^{(\alpha)} C_p^{(\alpha)} \frac{\partial T}{\partial x} = - \frac{\partial J_Q}{\partial x}. \quad (14)$$

Таким образом, перенос энтальпии в смеси газов осуществляется в результате конвекции, потока теплоты при фазовых переходах и диффузионного переноса вследствие неоднородности распределения концентрации компонентов газовой смеси. Правая часть уравнения (14) описывает перенос потока теплоты за счет молекулярной и турбулентной диффузии.

Уравнения баланса импульса. Суммарный импульс смеси газов $\rho U = \sum_{\alpha} \rho^{(\alpha)} U^{(\alpha)}$. Суммарный перенос проекции импульса в смеси газов равен конвективному переносу и переносу, связанному с действием сил давления и вязкости Ξ_i :

$$J_{U_i} = \sum_{\alpha} \rho^{(\alpha)} U_i^{(\alpha)} U^{(\alpha)} + \Xi_i. \quad (15)$$

Запишем уравнение баланса импульса в универсальной форме (1):

$$\frac{\partial \rho U_i}{\partial t} + \frac{\partial J_{U_i}}{\partial x} = 0. \quad (16)$$

Конвективную часть переноса импульса в уравнении (16) представим в виде

$$\begin{aligned} \sum_{\alpha} \rho^{(\alpha)} U_i^{(\alpha)} U^{(\alpha)} &= \sum_{\alpha} \rho^{(\alpha)} \left(U_i + u_i^{(\alpha)} \right) \left(U + u^{(\alpha)} \right) = \\ &= \rho U_i U + \sum_{\alpha} \rho^{(\alpha)} u_i^{(\alpha)} u^{(\alpha)} = \rho U_i U + \sum_{\alpha} \frac{1}{\rho^{(\alpha)}} j_i^{(\alpha)} j^{(\alpha)}. \end{aligned}$$

Используя в последнем выражении формулу (7) с учетом формул (6) и (5), получаем уравнение баланса импульса смеси газов при фазовых превращениях

$$\rho \left(\frac{\partial U_i}{\partial t} + U \frac{\partial U_i}{\partial x} \right) = -U_i \sum_{\alpha} R^{(\alpha)} - \frac{\partial}{\partial x} \sum_{\alpha} \frac{1}{\rho^{(\alpha)}} j_i^{(\alpha)} j^{(\alpha)} - \frac{\partial \Xi_i}{\partial x}. \quad (17)$$

Из уравнения (17) следует, что в баланс импульса вносят вклад слагаемые, связанные с изменением массы системы, с неоднородностью диффузионного поля скорости. Последнее слагаемое в уравнении (17) представляет собой диффузию импульса за счет молекулярной и турбулентной диффузии и сил давления.

Осредненные уравнения гидродинамики и массопереноса в турбулентном потоке. Скорость турбулентного потока суммируется из осредненной и флуктуирующей компонент:

$$U = \langle U \rangle + U', \quad \langle U' \rangle = 0.$$

Здесь $\langle \dots \rangle$ — результат осреднения по ансамблю турбулентных реализаций; U' — флуктуации скорости; $\langle U \rangle$ — осредненная скорость потока.

Флуктуации скорости, плотности и температуры в турбулентном потоке приводят к необходимости определения корреляций для потока массы $\langle \rho U \rangle$ (6), потока энтальпии $\langle \rho H U \rangle$ (12) и потока импульса $\langle \rho U_i U \rangle$ (17). Осредненная плотность смеси определяется как

$$\langle \rho \rangle = \sum_{\alpha} \langle \rho^{(\alpha)} \rangle,$$

где $\langle \rho^{(\alpha)} \rangle$ — осредненная масса компонента α .

Осредненная скорость турбулентного потока в соответствии с осреднением по Фавру [12]

$$\langle \rho U' \rangle = 0.$$

Осредненная скорость смеси определяется следующими соотношениями:

$$\langle \rho U \rangle = \langle \rho (\langle U \rangle + U') \rangle = \langle \rho \rangle \langle U \rangle + \langle \rho U' \rangle = \sum_{\alpha} \langle \rho^{(\alpha)} U \rangle = \sum_{\alpha} \langle \rho^{(\alpha)} \rangle \langle U \rangle.$$

Осредненный поток массы компонента α можно рассчитать следующим образом:

$$\begin{aligned} \langle \rho^{(\alpha)} U \rangle &= \langle \rho^{(\alpha)} (\langle U \rangle + U' + u^{\alpha}) \rangle = \langle \rho^{(\alpha)} \rangle \langle U \rangle + \langle \rho^{(\alpha)} U' \rangle + \langle \rho^{(\alpha)} \rangle u^{\alpha} = \\ &= \langle \rho^{(\alpha)} \rangle \langle U \rangle + \langle \rho^{(\alpha)} U' \rangle + \langle j^{(\alpha)} \rangle. \end{aligned} \quad (18)$$

Последнее слагаемое в выражении (18) представляет собой поток массы за счет молекулярной диффузии:

$$\langle j^{(\alpha)} \rangle = \langle \rho^{(\alpha)} \rangle u^{(\alpha)} = -D_0^{(\alpha)} \frac{\partial \langle \rho^{(\alpha)} \rangle}{\partial x}, \quad (19)$$

где $D_0^{(\alpha)}$ — коэффициент молекулярной диффузии компонента α в смеси газов.

Корреляцию парциальной плотности и флуктуаций скорости смеси находим на основе градиентной гипотезы:

$$\langle \rho^{(\alpha)} U' \rangle = -D_t^{(\alpha)} \frac{\partial \langle \rho^{(\alpha)} \rangle}{\partial x}, \quad (20)$$

где $D_t^{(\alpha)}$ — коэффициент турбулентной диффузии компонента α .

С учетом формул (19) и (20) выражения для корреляций парциальной плотности компонента α и скорости потока (18) принимают вид

$$\langle \rho^{(\alpha)} U \rangle = \langle \rho^{(\alpha)} \rangle \langle U \rangle + J^{(\alpha)}, \quad J^{(\alpha)} = -\left(D_0^{(\alpha)} + D_t^{(\alpha)} \right) \frac{\partial \langle \rho^{(\alpha)} \rangle}{\partial x}. \quad (21)$$

Из формул (18)–(21) следует связь между полными диффузионными потоками компонентов смеси:

$$\sum_{\alpha} J^{(\alpha)} = 0. \quad (22)$$

Это равенство обобщает условие (4) для ламинарного случая.

Осредним по ансамблю турбулентных реализаций массу газовой смеси (6). С учетом равенств (21) и (22) осредненная масса смеси в турбулентном потоке

$$\frac{\partial \langle \rho \rangle}{\partial t} + \frac{\partial \langle \rho \rangle \langle U \rangle}{\partial x} = \sum_{\alpha} \langle R^{(\alpha)} \rangle,$$

где $\langle R^{(\alpha)} \rangle$ — осредненное значение источника массы компонента α .

С учетом формулы (21) уравнение баланса массы компонентов (5) можно обобщить на случай турбулентного потока:

$$\frac{\partial \langle \rho^{(\alpha)} \rangle}{\partial t} + \frac{\partial \langle \rho^{(\alpha)} \rangle \langle U \rangle}{\partial x} + \frac{\partial J^{(\alpha)}}{\partial x} = \langle R^{(\alpha)} \rangle.$$

Осредненная концентрация $X^{(\alpha)}$ (7), $\langle \rho^{(\alpha)} \rangle = X^{(\alpha)} \langle \rho \rangle$ в силу формулы (21) имеет вид

$$\frac{\partial X^{(\alpha)} \langle \rho \rangle}{\partial t} + \frac{\partial X^{(\alpha)} \langle \rho \rangle \langle U \rangle}{\partial x} + \frac{\partial J^{(\alpha)}}{\partial x} = \langle R^{(\alpha)} \rangle.$$

Осредненную энтальпию компонента α определяем следующим образом:

$$\langle \rho^{(\alpha)} H^{(\alpha)} \rangle = \langle \rho^{(\alpha)} \rangle \langle H^{(\alpha)} \rangle.$$

С учетом выражения (21) осредненный поток энтальпии компонента α

$$\langle \rho^{(\alpha)} H^{(\alpha)} U^{(\alpha)} \rangle = \langle \rho^{(\alpha)} \rangle \langle H^{(\alpha)} \rangle \langle U \rangle + \langle \rho^{(\alpha)} \rangle \langle H^{(\alpha)} U' \rangle + \langle H^{(\alpha)} \rangle \langle \rho^{(\alpha)} U \rangle.$$

Последнее слагаемое в правой части этого выражения вычислим с учетом формулы (20). Корреляцию энтальпии компонента α и флуктуаций скорости потока представим в градиентном виде:

$$\langle \rho^{(\alpha)} \rangle \langle H^{(\alpha)} U' \rangle = -\langle \rho^{(\alpha)} \rangle D_t C_p^{(\alpha)} \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x} = -\lambda_t^{(\alpha)} \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x}, \quad (23)$$

где D_t — коэффициент турбулентной диффузии смеси газов; $C_p^{(\alpha)}$ — теплоемкость компонента α ; $\lambda_t^{(\alpha)}$ — коэффициент турбулентной теплопроводности компонента α ; $\langle T \rangle$ — осредненная температура потока.

С учетом формулы (23) запишем уравнение для осредненной температуры (14) в турбулентном потоке:

$$\begin{aligned} \langle \rho \rangle C_p \left(\frac{\partial \langle T \rangle}{\partial t} + \langle U \rangle \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x} \right) + \sum_{\alpha} \langle H^{(\alpha)} \rangle \langle R^{(\alpha)} \rangle + \\ + \sum_{\alpha} J^{(\alpha)} C_p^{(\alpha)} \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \lambda_t \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x}. \end{aligned} \quad (24)$$

Уравнение для осредненного импульса многокомпонентной системы получим в результате осреднения проекции потока импульса (15). С учетом формулы (18) имеем

$$\langle \rho U_i U \rangle = \langle \rho (\langle U_i \rangle + U'_i) (\langle U \rangle + U') \rangle = \langle \rho \rangle \langle U_i \rangle \langle U \rangle + \langle \rho \rangle \langle U'_i U' \rangle. \quad (25)$$

При раскрытии корреляции в правой части привлекается гипотеза Прандтля о турбулентной вязкости:

$$\langle \rho \rangle \langle U'_i U' \rangle = -\eta_t \frac{\partial \langle U_i \rangle}{\partial x}. \quad (26)$$

где η_t — коэффициент турбулентной вязкости.

С учетом формул (25) и (26) обобщим уравнение баланса импульса (17) на случай турбулентного потока:

$$\langle \rho \rangle \left(\frac{\partial \langle U_i \rangle}{\partial t} + \langle U \rangle \frac{\partial \langle U_i \rangle}{\partial x} \right) = - \langle U_i \rangle \sum_{\alpha} \langle R^{(\alpha)} \rangle + \frac{\partial}{\partial x} \eta_t \frac{\partial \langle U_i \rangle}{\partial x}. \quad (27)$$

Уравнение для массы капли. Масса капель меняется вследствие отвода паров с поверхности капли в окружающий объем, т. е.

$$\frac{dm_p}{dt} = -S_p J_w.$$

Здесь $m_p = \rho_L^w(T_p) V_p$ — масса капли ($\rho_L^w(T_p)$ — плотность воды на линии насыщения при температуре капли T_p , $V_p = \pi d_p^3/6$ — объем капли); $S_p = \pi d_p^2$ — площадь поверхности сферической капли диаметром d_p ; J_w — поток пара с поверхности капли, направленный по нормали к поверхности,

$$J_w = \beta_w [\rho_V^w(T_p) - \rho_g^w(T_g, p_g)], \quad (28)$$

где β_w — коэффициент массоотдачи; $\rho_V^w(T_p)$ — плотность насыщенного пара на поверхности капли; $\rho_g^w(T_g, p_g)$ — плотность водяного пара в объеме газа; p_g — давление газа.

Из формулы (28) следует, что испарение с поверхности капли происходит, если плотность насыщенного пара на поверхности капли превосходит плотность водяного пара в газовом потоке. Коэффициент массоотдачи в соответствии с гипотезой Шервуда

$$\beta_w = \text{Sh}_w \frac{D_w}{d_p}.$$

Здесь Sh_w — критерий Шервуда для воды, зависящий от числа Рейнольдса Re_p обтекания капли и числа Шмидта для воды $\text{Sc}_w = \eta_g/\rho_g D_w$ (η_g — коэффициент динамической вязкости газовой фазы, ρ_g — плотность газовой фазы); D_w — коэффициент молекулярной диффузии паров воды в смеси газов CO и H₂.

Число Рейнольдса капли определяется модулем относительной скорости капли

$$\text{Re}_p = \frac{|U_g - U_p| d_p \rho_g}{\eta_g},$$

где U_p — скорость капли; U_g — скорость газовой фазы.

Для испаряющихся капель в критерий Шервуда вводят эмпирический множитель, учитывающий изменение пограничного слоя вблизи капли в результате потока массы с поверхности [6],

$$\text{Sh}_w = \frac{\text{Sh}_w^0}{(1 + B_m)^{0,7}}.$$

Здесь $Sh_w^0 = 2 + 0,87Re_p^{1/3}Sc_w^{1/3}$ — критерий Шервуда сферической капли без учета испарения; $B_m = \{\rho_g^w(T_p) - \rho_g^w(T_g, p_g)\} / \rho_g(T_g, p_g)$ — число Сполдинга для массоотдачи [7].

Уравнение движения капли. Уравнение динамики капли и уравнение, описывающее изменение координаты капли X_p , имеют вид

$$m_p \frac{dU_p}{dt} = \frac{1}{2} \rho_g S_\varphi C_D(Re_p) |U_g - U_p| (U_g - U_p) + m_p g, \quad \frac{dX_p}{dt} = U_p. \quad (29)$$

Здесь $S_\varphi = \pi d_p^2 / 4$ — площадь миделева сечения капли; g — ускорение силы тяжести; $C_D(Re_p)$ — коэффициент аэродинамического сопротивления — эмпирическая функция [2],

$$C_D(Re_p) = \begin{cases} \frac{24}{Re_p} (1 + 0,1 Re_p^{0,75}) & \text{при } Re_p < 10^3, \\ 0,45 & \text{при } Re_p \geq 10^3. \end{cases}$$

Поделив уравнение (29) на массу капли, получим уравнение для скорости, в которое входит время динамической релаксации капли:

$$\frac{dU_p}{dt} = \frac{U_g - U_p}{\tau_U} + g,$$

где τ_U — время динамической релаксации капли,

$$\tau_U = \frac{3 \rho_L^w}{2 \rho_g} \frac{d_p}{C_D |U_g - U_p|}.$$

Эта величина определяет время подстраивания капли к скорости несущего потока.

Уравнение для температуры капли. Энтальпия капли меняется в результате теплообмена капли с окружающим газом и вследствие уноса энтальпии пара при испарении. Уравнение баланса энтальпии капли имеет вид

$$\frac{d}{dt} [m_p H_L^w(T_p)] = S_p \alpha_p (T_g - T_p) + H_V^w(T_p) \frac{dm_p}{dt}. \quad (30)$$

Здесь $H_L^w(T_p)$, $H_V^w(T_p)$ — энтальпии насыщенных пара и жидкости при температуре капли; α_p — коэффициент теплоотдачи,

$$\alpha_p = \frac{\lambda_g}{d_p} Nu_p,$$

где λ_g — коэффициент молекулярной теплопроводности газовой фазы; $Nu_p(Re_p, Pr_g)$ — критерий Нуссельта, зависящий от числа Рейнольдса обтекания капли и критерия Прандтля газа $Pr_g = \lambda_g / c_g \eta_g$ (c_g — изобарическая теплоемкость газовой фазы).

Разность энтальпий насыщенных состояний пара и жидкости равна энтальпии испарения $\Delta H_{LV}^w(T_p) = H_V^w(T_p) - H_L^w(T_p) > 0$. Из урав-

нения (30) следует, что уменьшение массы капли вследствие испарения приводит к снижению энтальпии капли и понижению ее температуры.

Критерий Нуссельта капли — эмпирическая формула, в которой проводится корректировка на испарение,

$$\text{Nu}_p = \frac{\text{Nu}_p^0}{(1 + B_T)^{0,7}}.$$

Здесь $\text{Nu}_p^0 = 2 + 0,57\text{Re}_p^{1/2}\text{Pr}_g^{1/3}$ — число Нуссельта для твердой частицы; B_T — критерий Сполдинга для теплообмена,

$$B_T = \frac{c_g (T_g - T_p)}{\Delta H_{LV}^w (T_p)}.$$

Уравнение (30) с учетом энтальпии испарения принимает вид

$$m_p \frac{dH_L^w (T_p)}{dt} = S_p \alpha_p (T_g - T_p) + \Delta H_{LV}^w (T_p) \frac{dm_p}{dt}.$$

Вводя в это уравнение изобарическую теплоемкость насыщенной жидкости $c_L^w (T)$, $dH_L^w (T) / dT = c_L^w (T)$, получаем

$$\frac{dH_L^w (T_p)}{dt} = \frac{dH_L^w (T_p)}{dT_p} \frac{dT_p}{dt} = c_L^w (T_p) \frac{dT_p}{dt}.$$

В результате имеем уравнение для температуры капли с учетом теплообмена с окружающим газом и уносом энтальпии за счет испарения

$$m_p c_L^w (T_p) \frac{dT_p}{dt} = S_p \alpha_p (T_g - T_p) + \Delta H_{LV}^w (T_p) \frac{dm_p}{dt}. \quad (31)$$

Из уравнения (31) следует, что интенсивное испарение капли ($dm_p/dt < 0$) может приводить к существенному понижению ее температуры, вплоть до замерзания. Уравнение для температуры капли (31) представим в релаксационном виде путем введения времени тепловой релаксации τ_T :

$$\frac{dT_p}{dt} = \frac{1}{\tau_T} (T_g - T_p) + \frac{\Delta H_{LV}^w}{c_L^w} \frac{1}{m_p} \frac{dm_p}{dt}, \quad \tau_T = \frac{1}{6\text{Nu}_p} \frac{\rho_L^w c_L^w d_p^2}{\rho_g c_g a_g},$$

где $a_g = \lambda_g / (c_g \rho_g)$ — коэффициент температуропроводности газа.

Уравнения баланса массы парогазовой смеси. Масса парогазовой смеси изменяется за счет испарения капель. Уравнение баланса парогазовой фазы имеет вид

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \frac{\partial \rho_g U_g}{\partial x} = R_w = -N_p \frac{dm_p}{dt}, \quad (32)$$

где N_p — число капель в единице объема; R_w — скорость изменения водяного пара в единице объема.

Согласно уравнению (32), при испарении капель ($dm_p/dt < 0$) общая масса газовой фазы увеличивается, $R_w > 0$. Уравнение для массовой концентрации водяного пара в газовой фазе следует из общего уравнения баланса массы (7):

$$\frac{\partial \rho_g X_w}{\partial t} + \frac{\partial \rho_g X_w U_g}{\partial x} + \frac{\partial j_w}{\partial x} = R_w.$$

Здесь X_w — массовая концентрация пара.

Ясно, что испарение капель приводит к росту массовой концентрации пара. Уравнение для массовой концентрации синтез-газа X_s ($X_s + X_w = 1$) в парогазовой смеси вытекает из уравнения (7):

$$\frac{\partial \rho_g X_s}{\partial t} + \frac{\partial \rho_g X_s U_g}{\partial x} + \frac{\partial j_s}{\partial x} = 0.$$

В турбулентном потоке перенос пара и синтез-газа осуществляется за счет молекулярной и турбулентной диффузии, при этом диффузионные потоки

$$j_w = -(D_w + D_t) \frac{\partial X_w}{\partial x}, \quad j_s = -(D_s + D_t) \frac{\partial X_s}{\partial x},$$

где D_t — коэффициент турбулентной диффузии; D_s — коэффициент молекулярной диффузии синтез-газа в водяном паре.

Уравнение баланса импульса газовой фазы. Уравнение баланса импульса вытекает из уравнений баланса (16), (27) с учетом слагаемых, связанных с межфазным обменом импульсом. Импульс газовой фазы изменяется в результате молекулярной и турбулентной диффузии за счет сил межфазного трения дисперсной и газовой фаз и вследствие затрат импульса несущего потока на разгон паров, испаряющихся с поверхности капли. Для турбулентного потока уравнение баланса импульса парогазовой смеси имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_g U_{gi}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_g U_{gk} U_{gi}}{\partial x_k} = & -\frac{\partial p_g}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left((\eta_g + \eta_t) \frac{\partial U_{gi}}{\partial x_k} \right) - \\ & - N_p \frac{1}{2} \rho_g s_\varphi C_D |U_g - U_p| (U_{gi} - U_{pi}) + N_p U_{pi} \frac{dm_p}{dt}. \end{aligned} \quad (33)$$

Из уравнения (33) следует, что межфазное аэродинамическое сопротивление снижает импульс несущей фазы. При испарении капель импульс газовой фазы расходуется также на вовлечение паров воды в движение потока.

Используя уравнение баланса массы газовой фазы (32), запишем уравнение (33) в виде

$$\frac{\partial U_{gi}}{\partial t} + U_{gk} \frac{\partial U_{gi}}{\partial x_k} = -\frac{1}{\rho_g} \frac{\partial p_g}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left((\nu_g + \nu_t) \frac{\partial U_{gi}}{\partial x_k} \right) -$$

$$-\frac{\rho_L^w}{\rho_g} \Phi_p (U_{gi} - U_{pi}) \left(\frac{1}{\tau_U} + \frac{1}{m_p} \frac{dm_p}{dt} \right). \quad (34)$$

Здесь $\Phi_p = N_p V_p$ — объемная концентрация капель.

Из уравнения (34) следует, что в результате межфазного обмена импульсом импульс газовой фазы расходуется на вовлечение капель в движение сплошной фазы и разгон пара, имеющего скорость капель, до скорости газового потока.

Уравнение для температуры парогазовой смеси. Это уравнение вытекает из общего уравнения баланса (14) и выражения (24). При этом суммарная энтальпия газовой фазы изменяется в результате переноса энергии за счет молекулярной и турбулентной теплопроводности вследствие теплообмена между каплями и газом, а также из-за энтальпии испаряющегося пара с поверхности капли:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_g H_g(T_g)}{\partial t} + \frac{\partial \rho_g H_g(T_g) U_{gk}}{\partial x_k} &= \frac{\partial}{\partial x_k} \left((\lambda_g + \lambda_t) \frac{\partial T_g}{\partial x_k} \right) - \\ &- N_p S_p \alpha_p (T_g - T_p) + N_p H_V^w(T_p) \frac{dm_p}{dt} + \\ &+ (D_w + D_t) [c_V^w(T_p) - c_g(T_g)] \frac{\partial X_w}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial x}, \end{aligned} \quad (35)$$

где $H_g(T_g)$ — энтальпия единицы массы газа; λ_t — коэффициент турбулентной теплопроводности газа; $c_V^w(T_p)$ — теплоемкость насыщенного водяного пара при температуре капли.

Последнее слагаемое в уравнении (35) описывает дополнительный перенос энтальпии газа за счет диффузии пара с поверхности капли. Преобразуем правую часть уравнения (35) с учетом уравнения баланса массы парогазовой смеси (32):

$$\begin{aligned} \rho_g \frac{\partial H_g(T_g)}{\partial t} + \rho_g U_{gk} \frac{\partial H_g(T_g)}{\partial x_k} &= \frac{\partial}{\partial x_k} \left((\lambda_g + \lambda_t) \frac{\partial T_g}{\partial x_k} \right) - \\ &- N_p \left\{ S_p \alpha_p (T_g - T_p) + [H_g^w(T_g) - H_V^w(T_p)] \frac{dm_p}{dt} \right\} + \\ &+ (D_w + D_t) [c_V^w(T_p) - c_g(T_g)] \frac{\partial X_w}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial x}, \end{aligned} \quad (36)$$

где $H_g^w(T_g)$ — энтальпия паров воды при температуре и давлении газовой фазы.

Из уравнения (36) следует, что энтальпия газа меняется в результате конвективного переноса, процессов молекулярной и турбулентной теплопроводности, а также вследствие межфазного теплообмена капель и газа и из-за разности энтальпий насыщенного пара при испарении капель и энтальпии паров воды, смешанных с газом. Используя связь между энтальпией газа и изобарической теплоемкостью газа

$dH_g/dT_g = c_g(T_g)$, запишем

$$\frac{dH_g(T_g)}{dt} = \frac{dH_g(T_g)}{dT_g} \frac{dT_g}{dt} = c_g(T_g) \frac{dT_g}{dt}.$$

Здесь оператор d/dt обозначает субстанциональную производную $d/dt = \partial/\partial t + U_{gk}\partial/\partial x_k$.

В результате из уравнений для энтальпии (24), (36) получаем уравнение для температуры газовой фазы

$$\begin{aligned} \rho_g c_g \left(\frac{\partial T_g}{\partial t} + U_{gi} \frac{\partial T_g}{\partial x_i} \right) &= \frac{\partial}{\partial x_i} \left((\lambda_g + \lambda_t) \frac{\partial T_g}{\partial x_i} \right) - \\ - N_p \left\{ S_p \alpha_p (T_g - T_p) - [H_g^w(T_g) - H_V^w(T_p)] \frac{dm_p}{dt} \right\} &+ \\ + (D_w + D_t) [c_V^w(T_p) - c_g(T_g)] \frac{\partial X_w}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial x}. \end{aligned}$$

Это уравнение перепишем с учетом времени тепловой релаксации частицы и массовой концентрации капель:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_g}{\partial t} + U_{gk} \frac{\partial T_g}{\partial x_k} &= \frac{\partial}{\partial x_k} \left((a_g + a_t) \frac{\partial T_g}{\partial x_k} \right) - \\ - \frac{\rho_L^w(T_p) c_L^w(T_p)}{\rho_g c_g} \Phi_p \left\{ \frac{1}{\tau_T} (T_g - T_p) - [H_g^w(T_g) - H_V^w(T_p)] \frac{1}{m_p} \frac{dm_p}{dt} \right\} &+ \\ + (D_w + D_t) [c_V^w(T_p) - c_g(T_g)] \frac{\partial X_w}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial x}, \end{aligned}$$

где a_t — коэффициент турбулентной теплопроводности парогазовой смеси.

Для предварительного анализа эффективности работы камеры охлаждения используем одномерное приближение. Переход к одномерным уравнениям осуществляется путем интегрирования полных уравнений баланса массы (32), импульса (33) и энтальпии парогазовой смеси (36) по переменному сечению камеры охлаждения. Коэффициент теплоотдачи и трения газа о стенки найдем с помощью эмпирических уравнений Филоненко [13] и Петухова — Кириллова [14]. Теплофизические свойства воды и водяного пара рассчитаны в соответствии с методиками, представленными в работе [15].

Результаты расчетов. Диаметр внутреннего стержня, покрытого золотой пленкой $D_{in} = 24$ мм, неизменный, варьируется диаметр кожуха камеры охлаждения D_{on} . Изменяется также массовый расход G_m , кг/с, горячего синтез-газа после горелочного устройства. Температура синтез-газа после горелочного устройства 1 600 К. Температура синтез-газа в камере охлаждения должна понизиться до 1 000 К за время не более 15 мс. Оценку времени пребывания синтез-газа в ка-

мере охлаждения проведем по массовой скорости парогазовой фазы и продольной координате (см. рис. 1).

Расчет выполнен для двух случаев, позволяющих выявить качественные и количественные эффекты охлаждения газа капельным орошением. Первая серия расчетов выполнена для случая одиночных капель в потоке горячего синтез-газа, который охлаждается только за счет конвективной теплоотдачи между стенками камеры и газом. Эти результаты иллюстрируют динамику изменения массы, скорости и температуры одиночных капель различного начального диаметра d_p^0 в сухом газе при высокой температуре. Вторая серия расчетов реализована для случая капельного охлаждения. Представленные результаты моделирования температуры синтез-газа и капель, массы капель, скорости парогазовой смеси с учетом изменения влажности газовой фазы использованы при выборе режимных параметров стенда для охлаждения синтез-газа. Результаты испытаний в течение 2 ч свидетельствуют об отсутствии сажи в продуктах конверсии метана. В настоящее время проводятся ресурсные испытания установки.

На рис. 2 показано изменение скорости синтез-газа и капель в камере охлаждения, температура которой снижается только за счет теплообмена с цилиндрической вставкой и стенками. Размер капель фиксирован, что позволяет проследить за влиянием инерции частиц на их траекторию в камере. Ясно, что скорость частиц размером менее 50 мкм коррелирует со скоростью газа. Испарение одиночных капель в сухом газе происходит на малых расстояниях от сечения, где капли попадают в поток (рис. 3). При этом увеличение размера капель приводит к росту времени их испарения.

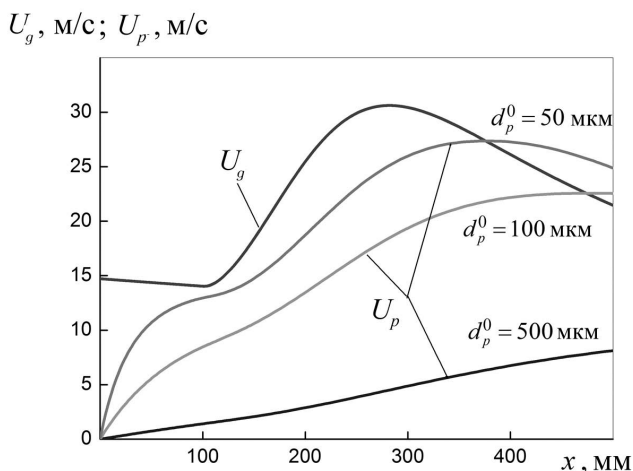


Рис. 2. Скорость синтез-газа и одиночных капель в камере охлаждения при $G_m = 0,01$ кг/с, $D_0 = 30$ мм, $p_0 = 10$ бар (начальный диаметр капель неизменный)

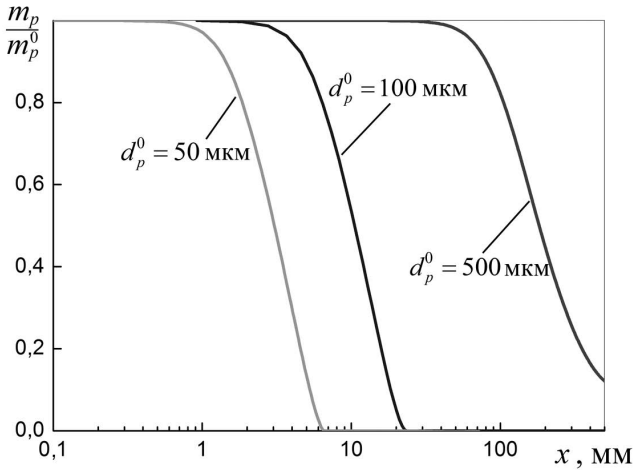


Рис. 3. Изменение относительной массы m_p/m_p^0 одиночных капель в результате испарения в сухом газе при $G_m = 0,01$ кг/с, $D_0 = 30$ мм, $p_0 = 10$ бар (начальный диаметр капель неизменный)

Потери давления в камере менее 100 Па, поэтому температура насыщения воды практически совпадает с температурой насыщения при давлении газа на входе в канал. На рис. 4 представлено изменение температуры газа и одиночных капель. Прогреваясь, капли достигают температуры насыщения.

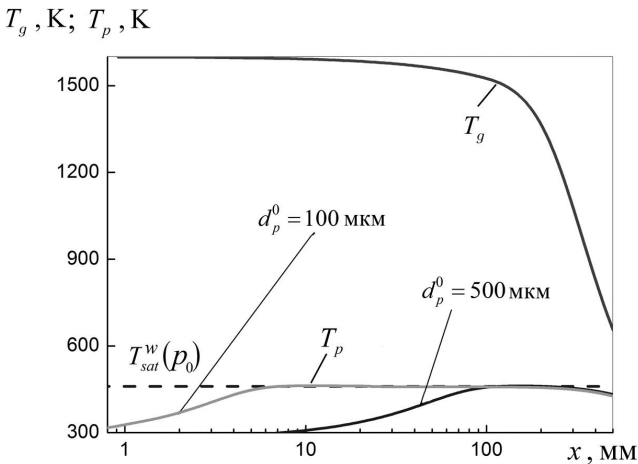


Рис. 4. Изменение температуры газа T_g и одиночных капель T_p при $G_m = 0,01$ кг/с, $D_0 = 30$ мм, $p_0 = 10$ бар (--- температура насыщения воды при давлении p_0)

В случае подачи расхода воды G_p качественно меняется поведение капель во влажном паре по сравнению с движением одиночных капель в сухом газе. Существенно увеличивается длина зоны испарения, сокращается время охлаждения синтез-газа до температуры ниже 1 000 К.

Капельное охлаждение приводит к существенному понижению температуры синтез-газа (рис. 5). Уменьшение размера капель заметно снижает длину зоны охлаждения газа. Однако следует отметить, что получение капель меньшего размера требует увеличения энергии на дробление жидкости.

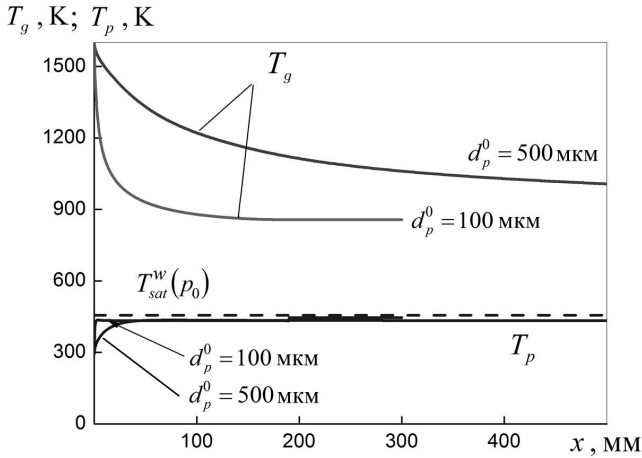


Рис. 5. Изменение температуры газа и капель при капельном орошении газа в камере охлаждения и $G_m = 0,05$ кг/с, $G_p = 0,012$ кг/с, $p = 10$ бар

Кроме того, капли малой массы нестабильно ведут себя в аэродинамических потоках, быстрее осаждаются на стенки канала под влиянием турбулентных эффектов. На рис. 6 показано поведение скоростей парогазовой смеси и капель различного диаметра. Быстрое испарение мелких капель приводит к выравниванию скоростей дисперсной и жидкой фазы. Капли более крупного размера отстают от потока газа.

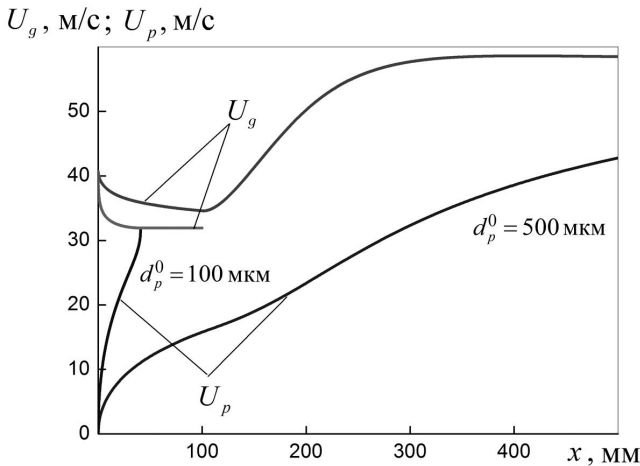


Рис. 6. Изменение скоростей парогазовой смеси и капель различного диаметра при $G_m = 0,05$ кг/с, $G_p = 0,012$ кг/с, $p_0 = 10$ бар

Сопоставление рис. 3 и 7 иллюстрирует влияние увеличивающейся влажности газа на скорость уменьшения массы каплей. Ясно (см. рис. 7), что рост влажности заметно снижает интенсивность испарения каплей. С точки зрения простоты удаления влаги из парогазовой смеси предпочтителен вариант каплей с начальным диаметром 500 мкм, когда на выходе из камеры охлаждения остается дисперсная примесь. В этом случае использование сепараторов позволит отсеять оставшиеся в потоке капли.

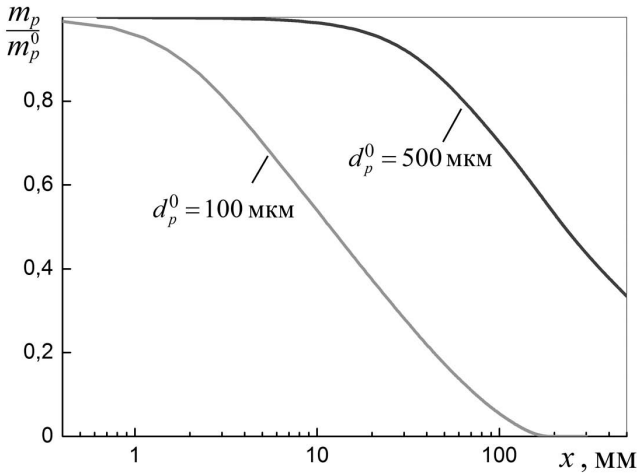


Рис. 7. Изменение относительной массы каплей в парогазовой смеси при $G_m = 0,05$ кг/с, $G_p = 0,012$ кг/с, $p_0 = 10$ бар

Заключение. Таким образом, разработана методика расчета гидродинамики и тепломассопереноса дисперсного турбулентного потока с учетом межфазного обмена импульсом, теплотой и массой в результате испарения каплей. Проведены расчеты камеры охлаждения синтез-газа для различных компоновок и режимных параметров. Основные результаты и рекомендации.

1. Представлен корректный вывод уравнений гидродинамики и тепломассопереноса многокомпонентного газа с испаряющимися каплями.

2. Разработана методика получения уравнений турбулентного переноса импульса, теплоты и массы в многокомпонентной газовой смеси с фазовыми переходами.

3. Путем осреднения по сечению камеры охлаждения получены одномерные уравнения баланса импульса, теплоты и массы с учетом гидродинамического, теплового взаимодействия синтез-газа и испаряющихся каплей.

4. Разработана программа расчета гидродинамики и тепломассопереноса дисперсного турбулентного потока с фазовыми переходами

в одномерном приближении. В алгоритм расчета включены современные методики расчета всех теплофизических свойств компонентов парогазовой смеси.

5. На основе вариантных расчетов выбрана конструкция и компоновочные решения камеры охлаждения синтез-газа.

6. С точки зрения удаления влаги из охлаждаемого синтез-газа предпочтительнее подавать капли с начальным размером $d_p^0 \approx 500$ мкм. В этом случае капли не испаряются полностью и на выходе из камеры охлаждения можно установить сепаратор.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 11-08-00654-а).

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Bockhorn H. *Soot formation in combustion: mechanisms and models*. Springer-Verlag, 1994, 596 p.
- [2] Терехов В.И., Пахомов М.А. *Тепломассоперенос и гидродинамика в газокapельных потоках*. Новосибирск, НГТУ, 2008, 284 с.
- [3] Хишида, Маэда, Сейвери. Теплоотдача от плоской пластины в двухкомпонентный туманообразный поток. *Теплопередача*, 1975, т. 97, № 2, с. 21–27.
- [4] Berlemont A., Grancher M.-S., Gouesbet G. On the Lagrangian simulation of turbulence on droplet evaporation. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1991, vol. 34, pp. 2805–2812.
- [5] Castanet G., Lemoine F. Heat and mass transfer in evaporating droplets in interaction. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2010, vol. 53, pp. 3495–3502.
- [6] Sazhin S.S., Elwardany A., Krutitskii P.A. A simplified model for bi-component droplet heating and evaporation. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2010, vol. 53, pp. 4495–4505.
- [7] Landry E.S., Mikkilineni S., Paharia M., McGaughey A.J.H. Droplet evaporation: A molecular dynamics investigation. *J. Applied Physics*, 2007, vol. 102.
- [8] Harada T., Watanabe H., Suzuki Y. A numerical investigation of evaporation characteristics of a fuel droplet suspended from a thermocouple. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2011, vol. 54, pp. 649–655.
- [9] Amini B. A comparative study of variant turbulence modeling in the physical behaviors of diesel spray combustion. *Thermal Science*, 2011, vol. 15, pp. 1081–1093.
- [10] Kuznetsov G.V., Strizhak P.A. Transient heat and mass transfer at the ignition of vapor and gas mixture by a moving hot particle. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2010, vol. 53, pp. 923–930.
- [11] Варнатц Ю., Маас У., Диббл Р. *Горение. Физические и химические аспекты, моделирование, эксперименты, образование загрязняющих веществ*. Москва, Физматлит, 2003, 352 с.
- [12] Truffin K., Benkenida A. A temperature fluctuation equation model. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2008, vol. 51, pp. 5160–5174.
- [13] Идельчик И.Е. *Справочник по гидравлическим сопротивлениям*. Москва, Машиностроение, 1975, 559 с.
- [14] Петухов Б.С., Генин Л.Г., Ковалев С.А. *Теплообмен в ядерных энергетических установках*. Москва, Энергоатомиздат, 1974, 417 с.

- [15] Saul, W. Wagner. International equation for the saturation properties of ordinary water substance. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 1987, vol. 16, pp. 893–901.

Статья поступила в редакцию 20.06.2013

Ссылку на эту статью просим оформлять следующим образом:

Деревич И.В., Фокина А.Ю. Численное моделирование капельного охлаждения продуктов конверсии метана в синтез-газ. *Инженерный журнал: наука и инновации*, 2013, вып. 8.

URL: <http://engjournal.ru/catalog/mathmodel/hidden/886.html>

Деревич Игорь Владимирович — д-р техн. наук, проф. кафедры «Прикладная математика» МГТУ им. Н.Э. Баумана. e-mail: DerevichIgor@gmail.com

Фокина Александра Юрьевна — студентка кафедры «Прикладная математика» МГТУ им. Н.Э. Баумана. e-mail: alexfokina@rambler.ru