

УДК 621.928.37

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА И РАСПАДА ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУИ В СПУТНОМ ЗАКРУЧЕННОМ ПОТОКЕ

О.В. Матвиенко*, А.К. Эфа, В.П. Базуев****

* *Томский государственный архитектурно-строительный университет, 634003, г. Томск, пл. Соляная, 2*, ***ФГНУ НИИ Строительных материалов, 634003, г. Томск, пл. Соляная, 2*

В настоящее время широкое распространение получили холодные технологии производства битуминозных строительных материалов (асфальтобетонные смеси, кровельные, гидроизоляционные и другие материалы). Использование водно-битумных эмульсий в отличие от горячего битума, обеспечивает значительную экономию битума (до 15%) и снижение энергетических затрат в 1,5 раза.

Получение водно-битумных эмульсий всегда связано с процессом дробления дисперсной фазы. Учитывая, что вода и битум не смешиваются в обычных условиях, такой процесс всегда связан с определенными трудностями. В этих целях был разработан кавитационный смеситель-диспергатор (КСД) (рис. 1), содержащий корпус в виде полого цилиндра, входной патрубков ввода водной фазы (1), выполненный в виде полого усеченного конуса и соединенный с завихрителем (2), патрубков ввода диспергируемого компонента (3) с обратным клапаном (4) и выходной патрубков (5) внутри которого установлен суперкавитатор (6). При этом ось выходного патрубков совпадает с осью патрубков подачи диспергируемого компонента и перпендикулярна оси входного патрубков.

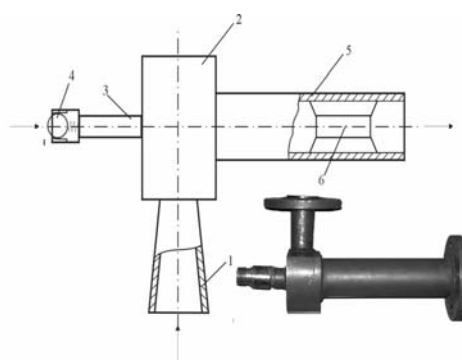


Рис. 1 Внешний вид и схема КСД

Устройство работает следующим образом. Во входной патрубков подается водная фаза под давлением. Проходя через завихритель, струя воды разгоняется и закручивается, при этом линейные скорости достигают 40 м/сек. Одновременно через патрубков подается струя битума. Затем поток поступает на суперкавитатор в котором происходит дробление дисперсионной фазы. Для хорошего эмульгирования битума в воде, прежде всего, необходима пониженная его вязкость. Оптимальной является вязкость, не превышающая $2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$, что достигается при температуре битума около 110°C . Отметим, что кипение воды в данном случае не наблюдается, так как при давлении в КСД 0,2 МПа температура кипения воды составляет 120°C . Температура воды составляла $40 - 70^\circ\text{C}$. Данное устройство показало высокую эффективность и надежность в работе, при этом битумная эмульсия имела высокую степень дисперсности.

Проведенные экспериментальные исследования позволили прийти к выводу о возможности применения принципа кавитационно-смесительного диспергирования (КСД) для получения битумных эмульсий, как на жидких, так и вязких битумах различной концентрации. Целью настоящего исследования является разработка физико-математической модели и расчет распада струи битума в спутном закрученном потоке водной фазы.

Одной из основных проблем моделирования поля течения является описание взаимодействия струи битума, формирующей свободную поверхность, с водяным потоком. В настоящей работе при описании движения двухфазной среды (струя битума и поток воды) используется метод *VOF* [1]. В рамках этого метода двухфазная среда заменяется эффективной однофазной средой со свойствами, зависящими от массовых концентраций каждой фазы:

$$\rho = \rho_{\text{bit}}M + \rho_{\text{liq}}(1 - M), \quad \mu_0 = \mu_{\text{bit}}M + \mu_{\text{liq}}(1 - M), \quad \lambda_0 = \lambda_{\text{bit}}M + \lambda_{\text{liq}}(1 - M) \quad (1)$$

где M - массовая концентрация битума, ρ , μ , λ - плотность и коэффициент динамической вязкости и коэффициент теплопроводности. Индексы *bit*, *liq* - относятся к битуму и воде соответственно. Если $M=1$, то считается, что в данной точке пространства находится струя битума, если $M=0$ - вода. Изменение массовой концентрации битума описывается уравнением

$$\frac{\partial \rho M}{\partial t} + \text{div}(\rho M \mathbf{V}) = -\Phi_{\text{break}}, \quad (2)$$

где Φ_{break} - скорость распада струи, \mathbf{V} - вектор скорости потока.

В рамках этого метода нет необходимости определять границу раздела фаз и ставить на ней граничные условия, так как кинематические и динамические условия здесь неявно удовлетворяются. Учет поверхностного натяжения осуществляется путем включения в уравнения движения силы поверхностного натяжения $\mathbf{F}_S = \sigma K \text{grad}(M)$, где σ - коэффициент поверхностного натяжения, K - кривизна свободной поверхности, определяемая как

$$K = \frac{1}{|\mathbf{n}|} \left[\frac{\mathbf{n}}{|\mathbf{n}|} \cdot \text{grad}(|\mathbf{n}|) - \text{div}(\mathbf{n}) \right], \quad \mathbf{n} = \text{grad}(M)$$

Предполагается, что распад струи происходит, когда энергия турбулентных молей переходит в потенциальную энергию и может быть затрачена на разрушение первоначальных связей в веществе. Эти связи могут быть разрушены, если возникающая при соударении потенциальная энергия превысит обратимую работу когезии. Известно [2], что в случае легкоподвижных жидкостей обратимая работа когезии равна удвоенному значению поверхностного натяжения. Таким образом, необходимое условие для распада струи можно записать в следующем виде:

$$\frac{1}{24} \rho_{\text{bit}} d_{\text{jet}} \overline{\mathbf{V}' \mathbf{V}'} \geq \sigma,$$

где d_{jet} - диаметр струи, $\overline{\mathbf{V}' \mathbf{V}'}$ - пульсационная составляющая вектора скорости.

При распространении турбулентной струи вследствие пульсации ее поверхность становится извилистой. Частоту турбулентных пульсаций ω можно оценить как отношение скорости диссипации турбулентной энергии ε к кинетической энергии турбулентности k : $\omega = \varepsilon/k$. Для оценки количества турбулентных пульсаций, приводящих к распаду струи, предположим, что доля турбулентных молей, пульсация скорости которых в определенном направлении лежит в интервале от v'_x до $v'_x + dv_x$, а в направлении других декартовых координат имеет любые значения, подчиняется распределению Максвелла.

Доля турбулентных молей, скорость которых превышает минимальную скорость $v'_{\text{min}} = \sqrt{24\sigma/\rho_{\text{bit}}d_{\text{jet}}}$, составит

$$\Omega = \exp\left(-\frac{24\sigma}{\rho_{\text{bit}}d_{\text{jet}}k}\right).$$

Таким образом, количество турбулентных пульсаций приводящих к дроблению струи на капли диаметром d_p составит

$$Z = \frac{\varepsilon}{k} \exp\left(-\frac{24\sigma}{\rho_{\text{bit}}d_p k}\right).$$

Если учесть, что каждый турбулентный моль содержит $\rho_{\text{bit}}\sqrt{g} = \rho_{\text{bit}}\sqrt{M'M'}$ количества вещества, то изменение массы струи, вследствие образования капель диаметром d_p определится как:

$$\Phi_{\text{break}} = \frac{dM_{\text{bit}}}{dt} = -C_{\text{break}} \frac{\varepsilon}{k} \sqrt{g} \exp\left(-\frac{24\sigma}{\rho_{\text{bit}}d_p k}\right).$$

Перейдем от непрерывного к дискретному распределению капель по размерам. Для этого выберем число рассматриваемых фракций, характерный диаметр капли, характеризующий эту фракцию d_i и ширину каждой фракции: $d_{i-1} < d_i < d_{i+1}$. При этих предположениях скорость образования капель i -ой фракции и скорость убыли массы струи определится как

$$\Phi_i = C_{\text{break}} \frac{\varepsilon}{k} \sqrt{g} \cdot \exp\left(-\frac{24\sigma}{\rho_{\text{bit}}d_i k}\right) \left(\frac{d_{i+1} - d_{i-1}}{2}\right), \quad \Phi_0 = -\sum_{i=1}^N \Phi_i. \quad (3)$$

В настоящей работе выделялось 10 фракций частиц, характеризуемых следующими размерами: $d_1 = 0.1$, $d_2 = 0.2$, $d_3 = 0.5$, $d_4 = 1$, $d_5 = 2$, $d_6 = 5$, $d_7 = 10$, $d_8 = 20$, $d_9 = 50$, $d_{10} = 100$ мкм.

Для расчета локальных характеристик движения непрерывной фазы использованы уравнения Рейнольдса [3]:

$$\frac{\partial ru}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial ruvr}{\partial r} = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial ru^2}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial ruvr}{\partial r} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu_{\text{eff}} \left(2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial vr}{\partial r} \right) \right) \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\mu_{\text{eff}} r \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right], \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial ruv}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial ruv^2}{\partial r} &= -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu_{\text{eff}} \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial r} \right) \right] + \\ &+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\mu_{\text{eff}} r \left(2 \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial vr}{\partial r} \right) \right) \right] - \mu_{\text{eff}} \frac{v}{r} + \frac{\rho w^2}{r}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\frac{\partial ruw}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial ruvr}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu_{\text{eff}} \frac{\partial w}{\partial x} \right] + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[\mu_{\text{eff}} r^3 \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{w}{r} \right) \right] - \frac{\rho vw}{r}. \quad (7)$$

Здесь r и x - осевая и радиальная координаты, $\mu_{\text{eff}} = \mu_0 + \mu_t$ - эффективное значение вязкости, равное сумме молекулярной μ_0 и турбулентной $\mu_t = C_\mu \rho k^2 / \varepsilon$ вязкости; u , v , w , - осевая, радиальная и тангенциальная скорости, p - давление.

Характеристики турбулентности рассчитывались на основе двухпараметрической модели с использованием балансных уравнений для кинетической энергии турбулентности k и скорости ее диссипации ε с поправкой на число Ричардсона Ri [4]. Эта модель

получена при допущении неизотропности турбулентной вязкости ($\sigma_{r\varphi} = 2.5$) и при коррекции константы C_2 в уравнении для ε с помощью числа Ричардсона

$Ri = \frac{k}{\varepsilon^2} \frac{w^2}{r} \frac{\partial(wr)}{\partial r}$ с целью более корректного описания влияния закрутки на процессы генерации/диссипации турбулентности:

$$\frac{\partial \rho u k}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v k r}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu_{\text{eff}} \frac{\partial k}{\partial x} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\mu_{\text{eff}} r \frac{\partial k}{\partial r} \right] + G - \rho \varepsilon, \quad (8)$$

$$\frac{\partial \rho u \varepsilon}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v \varepsilon r}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma_\varepsilon} r \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right] + (C_{1\varepsilon} G - C_{2\varepsilon} \rho \varepsilon) \frac{\varepsilon}{k}. \quad (9)$$

Диссипативная функция в случае осесимметричного течения может быть определена как:

$$G = \mu_t \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{v}{r} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left(r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{w}{r} \right) \right)^2 \right\}. \quad (10)$$

Значения констант и функций в этой модели следующие: $C_1 = 1.44$, $C_2 = 1.92(1 - C_3 Ri)$, $C_\mu = 0.09$, $\sigma_k = 1$, $\sigma_\varepsilon = 1.3$, $C_3 = 0.001$.

Для описания конвекции а также процессов теплообмена использовалось уравнение теплопроводности:

$$c_p \left(\frac{\partial \rho T}{\partial t} + \frac{\partial \rho v_z T}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho_r v T}{\partial r} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left[\lambda_{zz} \frac{\partial T}{\partial z} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\lambda_{rr} r \frac{\partial T}{\partial r} \right], \quad (11)$$

Баланс массы капель ($1 \leq i \leq N$) и струи битума ($i = 0$) описывался с помощью уравнения диффузии:

$$\frac{\partial \rho(u + u_{\text{rel}}) M_i}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho(v + v_{\text{rel}}) r M_i}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho D_p \frac{\partial M_i}{\partial x} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\rho D_p r \frac{\partial M_i}{\partial r} \right] + \Phi_i. \quad (12)$$

Коэффициент турбулентной диффузии частиц ($1 \leq i \leq N$) рассчитывался аналогично [5]. Для определения скорости дрейфа частиц относительно непрерывной фазы предполагалось локальное равновесие между массовыми силами, действующими на каплю, и силой сопротивления. В соответствии с принципом динамического баланса сил скорость движения дисперсной фазы относительно несущей жидкости может быть определена как:

$$\mathbf{V}_{\text{rel}} = \frac{4}{3} d_p^2 \frac{(\rho_{\text{bit}} - \rho_{\text{liq}})}{\mu_{\text{liq}} C_D \text{Re}_{\text{rel}}} \cdot \mathbf{a}, \quad \mathbf{a} = \left\{ 0, \frac{(w)^2}{r}, -\frac{vw}{r} \right\}, \quad (13)$$

где C_D - коэффициент сопротивления [6], Re_{rel} - относительное число Рейнольдса.

Для определения среднеквадратичных значений пульсаций концентраций g использовано уравнение:

$$\frac{\partial \rho u g}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v g r}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\mu_e}{\sigma_g} \frac{\partial g}{\partial x} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{\mu_e}{\sigma_g} r \frac{\partial g}{\partial r} \right] + C_{1g} \mu_t \left[\left(\frac{\partial M_0}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial M_0}{\partial r} \right)^2 \right] - C_{2g} \rho \frac{\varepsilon}{k} g. \quad (14)$$

Вследствие эллиптичности системы дифференциальных уравнений для замыкания задачи необходима постановка граничных условий на всех границах расчетной области (рис.2).

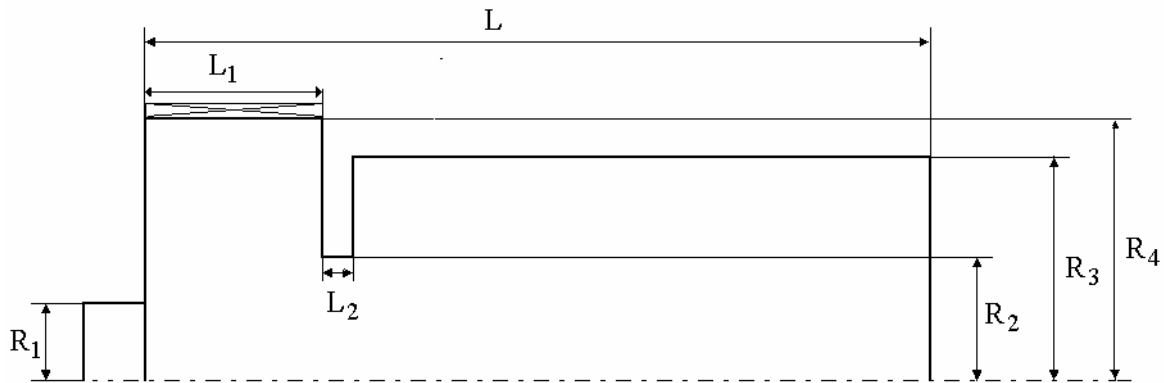


Рис. 2 Границы расчетной области

Граничные условия на входе в КСД из патрубка ввода диспергируемого компонента ($x = 0, 0 \leq r \leq R_1$) определяются как:

$$\begin{aligned} u = u_{in} = Q_{bit} / \pi \rho_b R_1^2, \quad v = 0, \quad w = 0, \quad k = k_{in} = Tu \cdot u_{in}^2, \quad \varepsilon = k_{in}^{3/2} / \eta R_1, \\ M_0 = 1, \quad M_i = 0, \quad (i = 1, N). \quad T = 383 \text{ К} \end{aligned} \quad (15)$$

Граничные условия на выходе из завихрителя ($0 \leq x \leq L_1, r = R_4$):

$$\begin{aligned} u = 0, \quad v = \frac{Q_{liq}}{4\pi R_4 L_1 \rho_{liq}}, \quad w = \frac{Q_{liq}}{S_{in} \rho_{liq}}, \quad k = Tu \cdot \left(\frac{Q_{in}}{S_{in} \rho_{liq}} \right)^2, \quad T = 343 \text{ К} \\ \varepsilon = \frac{Tu^{3/2}}{\eta R_4} \left(\frac{Q_{liq}}{S_{in} \rho_{liq}} \right)^3, \quad M_i = 0, \quad (i = 0, N). \end{aligned} \quad (16)$$

В выходном сечении ($x = L, 0 \leq r \leq R_3$) осевые составляющие градиента тангенциальной скорости, а также турбулентных характеристик k и ε предполагаются равными нулю. Таким образом, в выходном сечении граничные условия можно записать в виде:

$$\frac{\partial u}{\partial x} = 0, \quad v = 0, \quad \frac{\partial w}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial k}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial M_i}{\partial x} = 0, \quad (i = 0, N). \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0. \quad (17)$$

На оси течения ($0 \leq x \leq L, r = 0$) записываются условия симметрии:

$$\frac{\partial u}{\partial r} = 0, \quad v = 0, \quad w = 0, \quad \frac{\partial k}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial M_i}{\partial r} = 0, \quad (i = 0, N). \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad (18)$$

На стенках моделируются условия прилипания и непротекания. Для определения турбулентных характеристик предполагается локальное равновесие в пристеночной области.

$$u = 0, \quad v = 0, \quad w = 0, \quad \frac{\partial M_i}{\partial n} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial n} = 0, \quad k_{nw} = \frac{\tau_w}{\rho \sqrt{C_\mu}}, \quad \varepsilon_{nw} = \frac{k_{nw}^{3/2} C_\mu^{3/4}}{\kappa r_{nw}}. \quad (19)$$

Напряжение на стенке τ_w можно найти как

$$\tau_w = \begin{cases} \mu u / (R_C - r) & \text{при } Y \leq 11.5 \\ EY^4 \sqrt{C_\mu} \rho u \sqrt{k} \ln(Y) / \kappa & \text{при } Y > 11.5 \end{cases} \quad (20),$$

где $Y = \frac{\sqrt[4]{C_\mu \rho \sqrt{k} (R_C - r)}}{\mu}$, $\kappa = 0.4$ - константа фон Кармана, $E = 9.0$ (для гладкой стенки), $\eta = 0.005$, $Tu = 0.03$ - константы модели, r_{nw} - расстояние от стенки до ближайшего пристеночного узла, отмеченного индексом nw , Q_{bit} , Q_{liq} - массовый расход битума и воды соответственно, S_{in} - площадь сечения входного патрубка пенообразователя.

Выписанные в предыдущем разделе уравнения представляют собой полную замкнутую систему уравнений, которая при соответствующих начальных и граничных условиях и известных параметрах несущей и дисперсной фазы определяет основные характеристики течения. Уравнения были решены численно с использованием метода конечного объема [7]. Вычисления проведены на сетке с 210 узлами в осевом направлении и 176 узлами в радиальном. Уравнение неразрывности удовлетворялось косвенно с использованием алгоритма SIMPLEC.

На основе представленной выше математической модели было проведено численное исследование структуры течения в КСД (рис. 1, 2). Расчетные параметры аппарата имели следующие значения: $R_1 = 7$, $R_2 = 12$, $R_3 = 17$, $R_4 = 20$, $L_1 = 120$, $L_2 = 20$, $L = 500$ мм, $S_{in} = 240$ мм².

Подача центральной струи битума осуществляется без ее закрутки, в то же время подвод потока воды через улиточный завихритель осуществляется без осевой составляющей скорости. Таким образом, структура течения определяется взаимодействием этих потоков. Как видно из рис. 3, для осевой составляющей скорости характерно наличие ядра, в котором осевая скорость u остается практически постоянной и равной скорости истечения, и пограничного слоя, в котором происходит падение скорости до скорости спутного потока. При этом профиль осевой составляющей скорости имеет вид кривой Гаусса:

$$u(r) = U + (u_* - U) \exp \left[-\alpha \left(\frac{r}{r_*} \right)^2 \right],$$

где U - скорость спутного потока, u_* - скорость на оси потока, r_* - радиальная координата точки, где выполняется условие $(u(r) - U) = 0.5(u_* - U)$, α - некоторая константа, зависящая от режима течения и геометрии потока. По мере удаления от входа в результате обмена осевой составляющей импульса происходит увеличение осевой скорости слоев воды, примыкающих к поверхности струи битума. При этом гауссовский характер распределения осевой скорости сохраняется. Значения r_* монотонно увеличиваются вниз по потоку, что свидетельствует о формировании и распространении эффективной струи, центральная часть которой представляет поток битума, а периферийная - воды. При этом смешения этих потоков не происходит.

В результате обмена импульсом в тангенциальном направлении происходит вовлечение центрального потока во вращательное движение. При этом, если на начальном участке течения центральная струя сохраняет незакрученность, то уже на расстоянии, равном примерно одному диаметру струи весь поток вращается как единое целое (рис. 4).

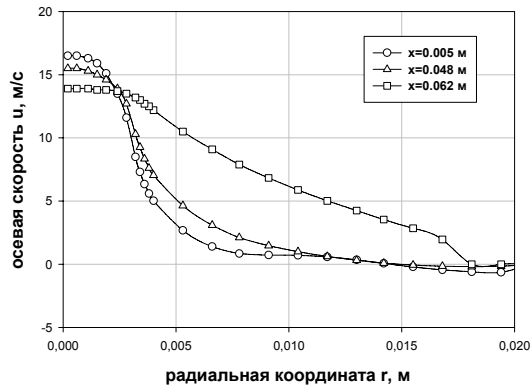


Рис. 3. Радиальное распределение осевой скорости

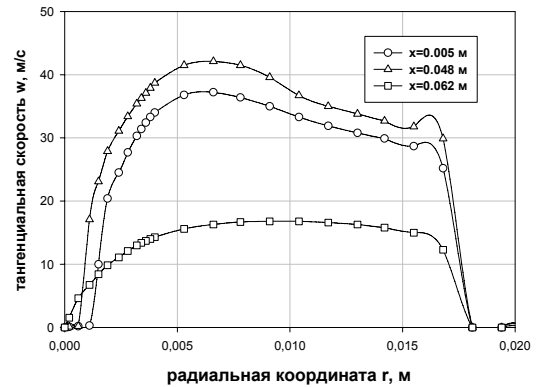


Рис. 4. Радиальное распределение тангенциальной скорости

Анализ изолиний турбулентной кинетической энергии в потоке с центральной струей (рис. 5) указывает на то, что в дополнении к традиционным зонам генерации турбулентности, связанными с областями разворота потока, возникает зона генерации турбулентности в окрестности границы центральной струи и внешнего закрученного потока. И эта зона играет важную роль в процессе распада струи и формировании водно-битумной эмульсии.

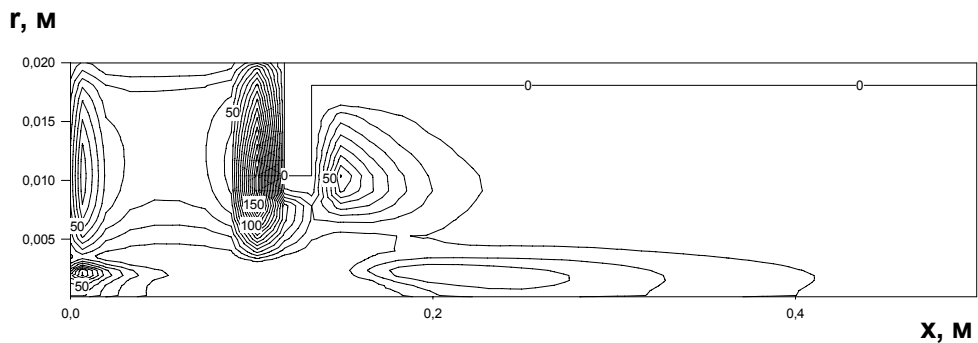


Рис. 5. Распределение турбулентной кинетической энергии

Распределение температуры в потоке характеризуют изотермы, представленные на рис. 6.

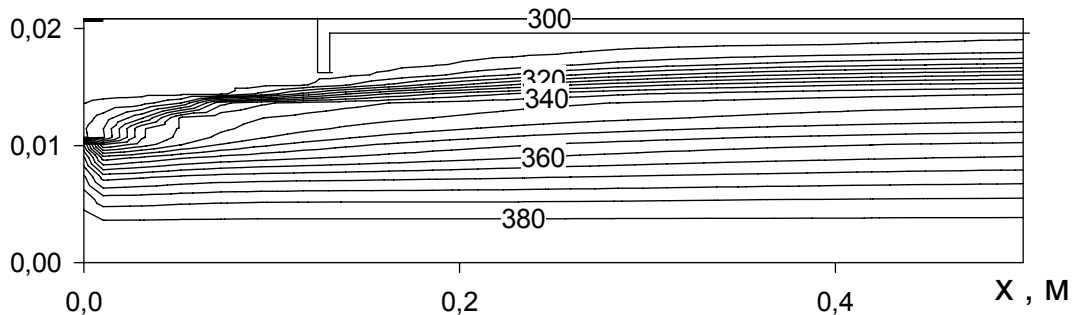


Рис. 6. Распределение температуры
 представлены на рис. 7, 8.

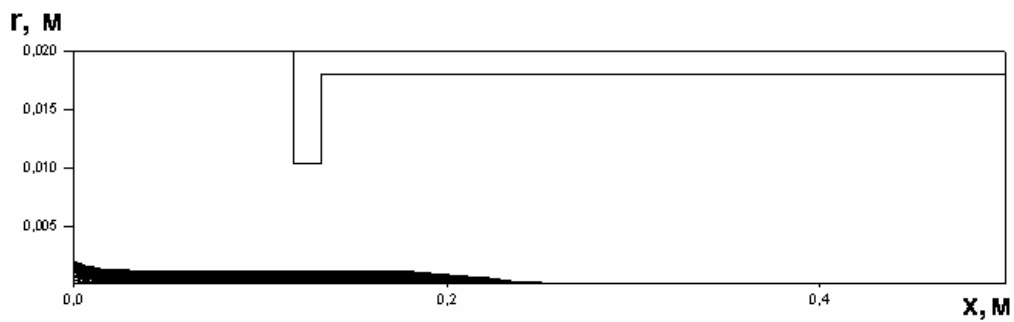
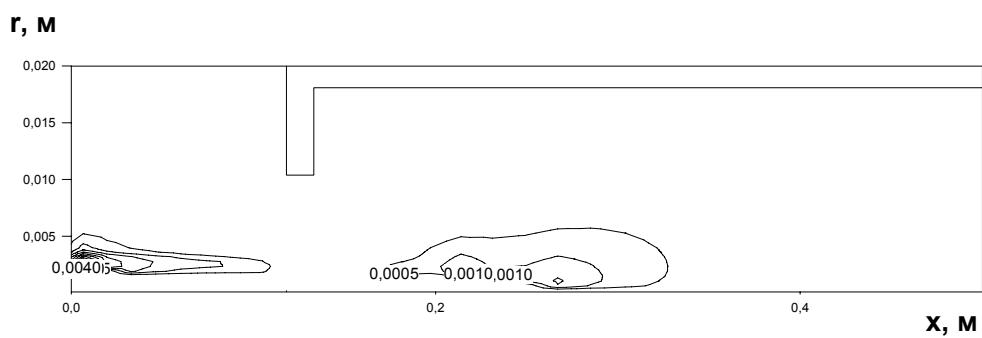
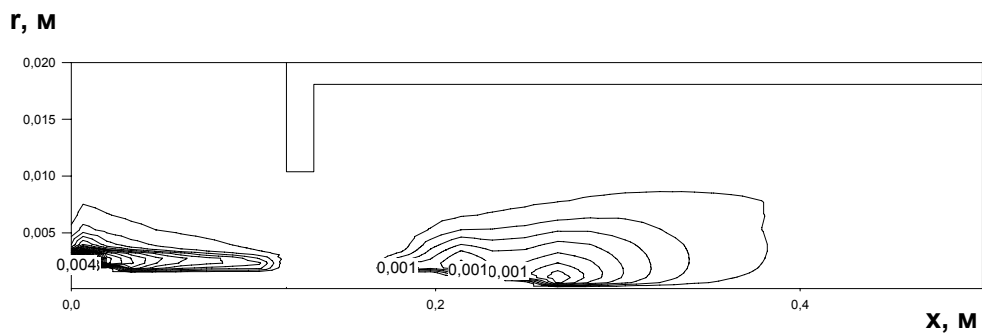


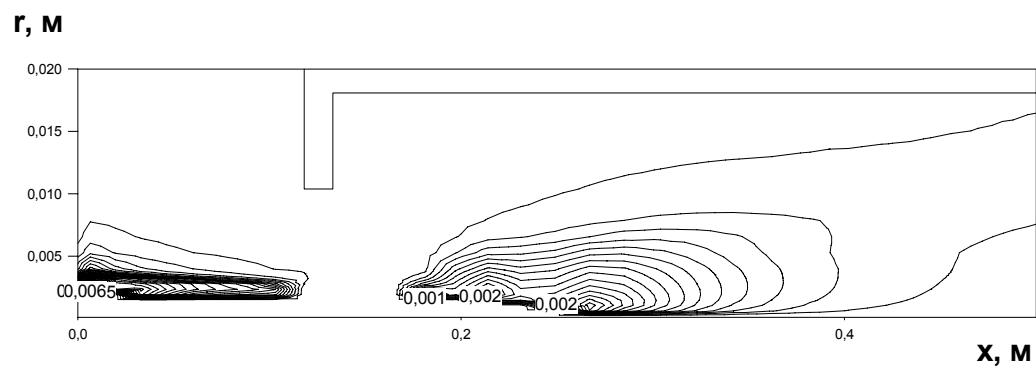
Рис. 7. Форма струи битума



а



б



в

Рис. 8. Изолинии концентраций капель: а - $d_p = 0.2$ мкм, б - $d_p = 0.4$ мкм, в - $d_p = 1$ мкм

Как уже отмечалось, граница раздела струи битума и потока воды на начальном участке течения характеризуется значительными градиентами скорости, связанными с

разными значениями осевой скорости на входе. Это способствует росту турбулентной энергии, что в свою очередь приводит к разрушению поверхности раздела, распаду струи и формированию капель битума. Как видно из рис. 12, концентрация крупных капель в потоке значительно превышает концентрацию более мелких, что обусловлено энергетикой дробления струи. Наибольшие значения концентраций капель наблюдаются в области улиточного завихрителя и в основном объеме камеры. В области сужения, капли приобретают отрицательную радиальную скорость, в результате чего они совершают движение по направлению к поверхности струи, где происходит их слияние с последней. Таким образом, с практической точки зрения наибольший интерес представляет область основного объема камеры. Сформировавшиеся в этой области капли вследствие процессов конвекции и турбулентного перемешивания распространяются из приосевой зоны по всему объему, формируя водно-битумную эмульсию.

Анализ влияния закрутки на формирования эмульсии представлен на рис. 9.

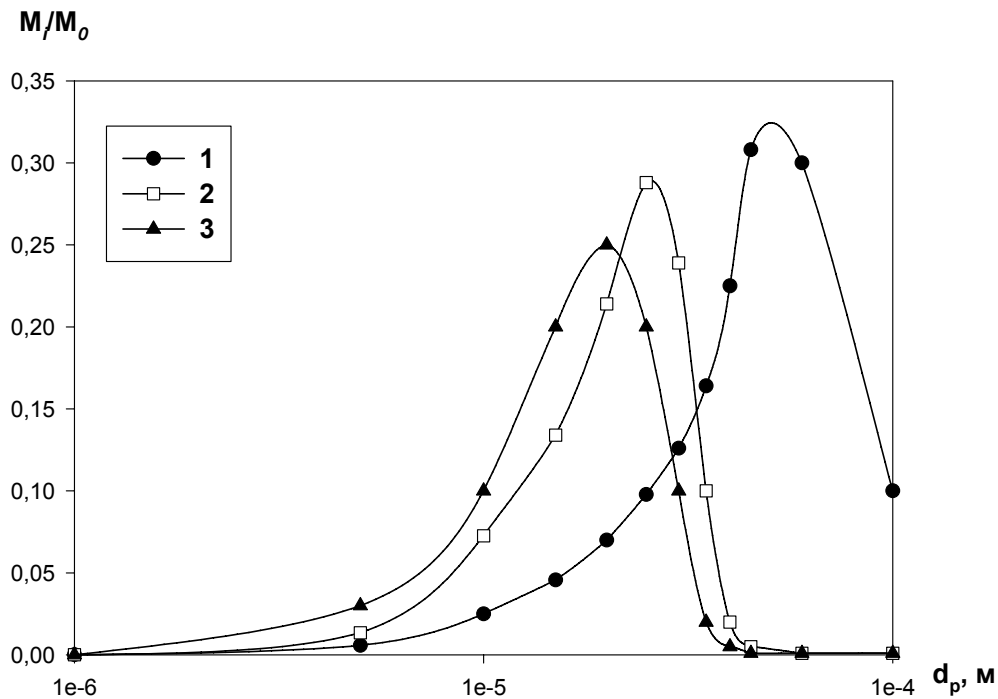


Рис.9. Доля капель в выходном сечении: 1 - $\varphi = 50^0$, 2 - $\varphi = 60^0$, 3 - $\varphi = 70^0$

Как видно из рисунка отношение массового расхода капель i -ой фракции M_i к массовому расходу битума на входе M_0 имеет вид типичный для функций распределения частиц по размерам, применяемых при гранулометрическом анализе. При $d \rightarrow 0$ и $d \rightarrow \infty$ отношение $M_i/M_0 \rightarrow 0$ и имеет максимум при $d = d_{\max}$. С увеличением закрутки наблюдается смещение d_{\max} влево и уменьшение величины максимума. Действительно, рост закрутки потока приводит к интенсификации турбулентности в потоке и, следовательно, способствует более быстрому распаду струи. При этом становится более энергетически выгодным формирование капель меньшего размера.

Проведенные исследования позволили прийти к выводу о возможности применения принципа кавитационно-смесительного диспергирования (КСД) для получения битумных эмульсий, как на жидких, так и вязких битумах различной концентрации.

Литература

- [1] Ferziger J.H., Perić M. Computational Method for fluid dynamics. Springer-Verlag Berlin. 1999
- [2] Воюцкий С.С. Курс коллоидной химии. М.: Химия. 1975.
- [3] Гупта А., Лилли Д., Сайред Н. Закрученные потоки. М.: Мир, 1987.
- [4] Boysan F. Numerical Modelling of Cyclone Separation // Selected topics in two-phase flow. Lectures Series. Trondheim, Norway. 1984. Vol. 9, No 1. Pp. 137 – 158.
- [5] Матвиенко О.В., Ушаков В.М., Евтюшкин Е.В. Математическое моделирование турбулентного переноса дисперсной фазы в турбулентном потоке // Вестник ТГПУ. 2004. Вып. 6 (43), С. 50 –53.
- [6] Клячко Л.С. Уравнение движения пылевых частиц в пылеприемных устройствах //Отопление и вентиляция. 1934, N 4, с. 27-29.
- [7] Патанкар С. Численные методы решения задач тепломассообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1983.