

УДК 532. 525.2

РАЗВИТИЕ ТУРБУЛЕНТНОЙ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ СТРУИ В ОБЪЕМЕ АМБАРНОЙ НЕФТИ

¹Айсаев С.У., ¹Диярова Л.Д., ²Жапбасбаев У.К., ³Аринов Е.

¹*Каспийский государственный университет технологий и инжиниринга, Актау,
e-mail: a.satzhan@mail.ru;*

²*Казахстанско-Британский технический университет, Алматы;*

³*Жезказганский государственный университет, Жезказган*

В работе рассматривается математическая модель развития турбулентной неизотермической струи в объеме амбарной нефти. Предполагается, что жидкость струи имеет такие же физико-химические свойства, как и амбарная нефть, реологические свойства которой удовлетворяют модели ньютоновской жидкости. По мере развития струи в резервуаре ее скорость затухает. Тепло, вносимое горячей струей, подогревает окружающую высоковязкую среду и вызывает снижение ее вязкости, способствуя вовлечению амбарной нефти в движение. Движение струи считается турбулентным, а процесс нагрева амбарной нефти вышедшим на регулярный режим, т.е. количество вносимого в амбар тепла равно, отводимого через ограничивающие поверхности. Неизотермическое течение жидкости в объеме амбарной нефти описывается системой уравнений Навье–Стокса, осредненных по Рейнольдсу. Уравнение переноса тепла учитывает диссипацию механической энергии.

Ключевые слова: амбарная нефть, турбулентная неизотермическая струя, математическая модель, численное моделирование

THE DEVELOPMENT OF TURBULENT NON-ISOTHERMAL JET FLOW IN THE PIT OIL VOLUME

¹Aisayev S.U., ¹Diyarova L.D., ²Zhapbasbayev U.K., ³Arinov E.

¹*Caspian State University of Technologies and Engineering, Aktau, e-mail: a.satzhan@mail.ru;*

²*Kazakh British Technical University, Almaty;*

³*Zhezkazgan State University, Zhezkazgan*

This paper reviews the mathematical model of the development of turbulent non-isothermal jet flow in pit oil. It is expected that liquid of the jet flow has the same physic chemical properties as the pit oil, which rheological characteristics comply models of Newtonian fluid. As long as developing of the jet flow in reservoir its speed decays. The warm inserted by the hot flow heats up environmental high viscous and causes the viscosity reduction, making the involvement the pit oil into movement. The jet flow movement is considered to be turbulent, and the process of the heating of the pit oil released a steady conditions, so heat quantity entered into the pit is equal to carried off via limiting surface. Non-isothermal jet flow of the liquid in the pit oil volume is described by combined equation of Navier-Stokes, averaged by Reynolds. The heat-transfer equation considers the dissipation of mechanical energy.

Keywords: pit oil, turbulent non-isothermal jet flow, mathematical model, numerical simulation

Все возрастающие требования к защите окружающей среды остро ставят перед предприятиями нефтяной промышленности Республики Казахстан задачу снижения до минимума числа аварий при добыче и транспортировке нефти. В нефтяных месторождениях Узень, Жетыбай, Каражанбас и др. Мангистауской области скопилось нефтяные отходы, образовавшиеся в результате аварий, нарушении технологического режима подготовки нефти и технической эксплуатации нефтяных скважин. Аэрофотосъемка показывает наличие большого количества амбаров разлитой нефти, которые загрязняют территорию нефтяных месторождений и оказывают негативное воздействие на окружающую среду. Амбарная нефть является полезным углеводородным сырьем, хотя и претерпела серьез-

ные структурные изменения. Верхний слой затвердел и не поддается излечению. Для сбора конденсированной среды предложен термомеханический способ разжижения амбарной нефти в комплексе с передвижной установкой [1].

Опытно-промышленные испытания установки, проведенные в амбарах месторождения Жалгыз-Тобе (декабрь, 2003 г.), Каражанбас (2004-2005 гг.), Узень (октябрь, 2006 г.) Казахстана показывают, что гидродинамика взаимодействия паровой сверхзвуковой струи с амбарной нефтью подобна развитию неизотермической струи жидкости в конденсированной среде (см. рис. 1). В этой связи ниже рассматривается задача распространение турбулентной неизотермической, круглой струи жидкости в объеме амбарной нефти.



Рис. 1. Фотография струи в амбарной нефти

Математическая модель процесса. Круглая струя жидкости с начальной температурой T_0 , скоростью U_0 и расходом G_0 развивается в высоковязкой среде (резервуар амбарной нефти). Скорость истечения – дозвуковая, температура струи высокая ($T_0=373\text{K}$) и позволяет подогревать высоковязкую среду. Для простоты анализа предполагается, что жидкость струи имеет такую же физико-химическую свойства которой, удовлетворяет модель ньютоновской жидкости. Амбарная нефть имеет температуру ($T_w=303\text{K}$), чуть выше ее температуры застывания, что позволяет не учитывать теплоту плавления высоковязкой среды. По мере развития струи в резервуаре ее скорость затухает, тепло, вносимое горячей струей, подогревает высоковязкую среду и вызывает снижение ее вязкости, тем самым вовлекает амбарную нефть в движение. Теплофизические свойства амбарной нефти считаются функциями от температуры и находятся путем лабораторных исследований. Схема течения и область интегри-

рования приведены на рис. 2. Для простоты анализа считается, что амбарная нефть находится в емкости цилиндрической формы. Дно и боковые стенки емкости являются твердыми поверхностями, а верхняя часть – свободной, граничащей атмосферным воздухом. Круглая струя горячей жидкости подается по центру емкости и ее движение рассматривается в цилиндрической системе координат, ось OZ направляется по оси движения струи, а ось OR – по радиусу круглой струи. Вследствие осевой симметрии задачи относительно оси OZ рассматривается область с размерами $0 \leq z \leq L$; $0 \leq r \leq R_w$ (см. рис. 2).

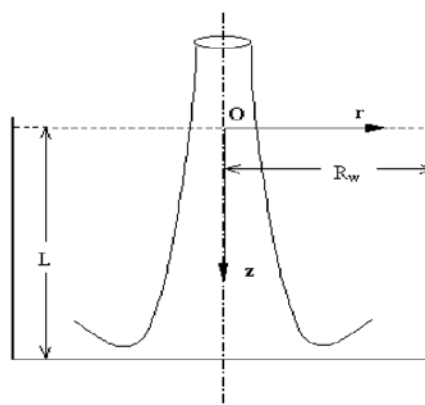


Рис. 2. Схема струи в емкости

Движение струи считается турбулентным и процесс нагрева амбарной нефти – стационарным. Неизотермическое движение жидкости в амбарной нефти описывается системой уравнений Навье-Стокса, осредненной по Рейнольдсу [2, 3], и, имеющей вид.

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial z} + \rho v \frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{\partial p}{\partial z} + 2 \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_\varepsilon \frac{\partial u}{\partial z} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_\varepsilon \operatorname{div} \vec{V} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\mu_\varepsilon r \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right] \quad (1)$$

$$\rho u \frac{\partial v}{\partial z} + \rho v \frac{\partial v}{\partial r} = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu_\varepsilon r \frac{\partial v}{\partial r} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu_\varepsilon \operatorname{div} \vec{V} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu_\varepsilon r \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right] - \frac{2v}{r^2} \mu_\varepsilon \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial (\rho v r)}{\partial r} = 0. \quad (3)$$

Уравнение переноса тепла с учетом диссипации кинетической энергии движения можно записать в виде:

$$\rho c_p \left(u \frac{\partial T}{\partial z} + v \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_\varepsilon \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda_\varepsilon \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \Phi, \quad (4)$$

где $\Phi = 2\mu_\varepsilon \left[\left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{v}{r} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \right] + \mu_\varepsilon \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2$ – диссипация кинетической энергии движения в тепло.

В уравнениях (1) – (4): z, r – цилиндрические координаты; u, v – компоненты вектора скорости \vec{V} ; p, ρ, T, c_p – давления, плотность, температура и теплоемкость жидкости; $\mu_\varepsilon = \mu + \mu_t$, μ – коэффициент

динамической вязкости жидкости, μ_t – коэффициент турбулентной вихревой вязкости; $\lambda_\varepsilon = \lambda + \lambda_t$, λ – коэффициент теплопроводности жидкости, $\lambda_t = c_p \mu_t / Pr_t$, Pr_t – турбулентный аналог числа Прандтля.

Теплофизические свойства жидкости были найдены по результатам лабораторных исследований амбарной нефти в интервале температуры $303K \leq T \leq 373K$ и обобщены в виде эмпирических зависимостей:

$$\rho = 18,5 \exp\left(-\frac{T-T_0}{72}\right) + 821,5 \text{ (кг/м}^3\text{)};$$

$$\mu = 5,511 \exp(-0,1487T) + 0,005853 \text{ (кг/(м}\cdot\text{с))}; \quad (5)$$

$$\lambda = 0,042 \exp(-0,006695T) + 0,124 \text{ (Вт/(м}\cdot\text{град))};$$

Теплоемкость жидкости c_p в интервале температуры $303K \leq T \leq 373K$ мало меняется и считается постоянной $c_p = 0,23$ кДж/(кг·град).

Известно, что в инженерных задачах широко используется $(k - \varepsilon)$ – модель турбулентности и позволяет получить достаточные надежные данные [3-8]. Например, в работе [6] даны результаты сравнения расчета пристенной турбулентной, плоской струи, вытекающей встречный поток в канале, полученные тремя моделями турбулентности: 1) LES-модели турбулентности; 2) $(k - \varepsilon)$ – модели турбулентности для низких чисел Рейнольдса Re ; 3) модели турбулентных напряжений с использованием граничных условий в виде закона стенки. Расчеты показывают, что данные полученные $(k - \varepsilon)$ – модели турбулентности для низких чисел Рейнольдса Re , находятся в хорошем количественном согласии с данными LES-модели турбулентности и результатами экспериментальных исследований [7]. В некоторой степени рассматриваемая задача подобна развитию турбулентной струи встречном потоке, что позволяет выбрать для моделирования $(k - \varepsilon)$ – модель турбулентности. Коэффициент турбулентной динамической вязкости μ_t находится на основе $(k - \varepsilon)$ – модели турбулентности, предназначенной для низких чисел Рейнольдса Re , и выражается формулой [8]:

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} f_\mu, \quad (6)$$

где ε – скорость диссипации кинетической энергии турбулентности, f_μ – пристеночная функция, равная [8]: $f_\mu = 1 - \exp(-0,0115y_*)$.

Дифференциальные уравнения кинетической энергии турбулентности и скорости ее диссипации имеют вид:

$$\rho u \frac{\partial k}{\partial z} + \rho v \frac{\partial k}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_\varepsilon \frac{\partial k}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu_\varepsilon \frac{\partial k}{\partial r} \right) + P_k - \rho \varepsilon - \frac{2\mu k}{y^2} \quad (7)$$

$$\rho u \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} + \rho v \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right) + C_1 \frac{\varepsilon}{k} P_k - C_2 \frac{\rho \varepsilon^2}{k} f_e - \frac{2\mu \varepsilon}{y^2} g_e \quad (8)$$

где f_e, g_e – пристеночные функции, равные [8]:

$$f_e = 1 - 0,22 \exp\left(-\frac{Re_t^2}{36}\right), \quad g_e = \exp(-0,5y_*). \quad (9)$$

Константы $(k - \varepsilon)$ – модели равны $C_1 = 1,35, C_2 = 1,8, C_u = 0,09, \sigma_\varepsilon = 1,3$.

Число Прандтля Pr находится при начальной температуре жидкости T_o и принимается, равным $Pr = 0,9$. Турбулентный аналог числа Прандтля Pr_t по данным [9,12] можно взять, равным $Pr_t = 0,9$. Для удобства решения уравнение переноса тепла записывается относительно избыточной температуры $\theta = (T - T_w) / (T_o - T_w)$, где T_w – температура нефти в ложе амбара.

Система уравнений (1) – (9) приводится к безразмерным переменным. Координаты z, r делятся на радиус входного сечения струи; компоненты скорости u, v – на максимальную скорость струи на входе; давление p – на максимальное значение динамического напора струи; температура T – на T_o ; плотность, коэффициенты динамической вязкости, теплопроводности, теплоемкости – на значения этих величин при температуре T_o .

Граничные условия задачи имеют вид:

при $z = 0$:

$$0 \leq r \leq 1; u = f(r); v = 0; k = k(r); \theta = g(r); \varepsilon = \varepsilon(r) \quad (10)$$

при $z = L$:

$$1 < r \leq R_w; \tau = u = k = \varepsilon = 0; -\frac{\partial \theta}{\partial z} = Bio_f \theta; \quad (11)$$

при $z = L$:

$$0 < r \leq R_w; u = v = k = \varepsilon = 0; -\frac{\partial \theta}{\partial z} = Bio \theta;$$

при $r = 0$:

$$0 \leq z \leq L; \frac{\partial u}{\partial r} = v = \frac{\partial \theta}{\partial r} = \frac{\partial k}{\partial r} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} = 0; \quad (12)$$

$$\text{при } r = R_w; 0 \leq z \leq L; u = v = k = \varepsilon = 0; -\frac{\partial \theta}{\partial r} = Bio \theta.$$

где τ – касательное напряжение; Bio – число Био.

Граничные условия на верхней границе ($z = 0$) для осевой компоненты скорости, кинетической энергии турбулентности и скорости ее диссипации, избыточной температуры во входном сечении струи (10) соответствуют развитому течению круглой турбулентной струи, а вне области втекания струи (11) ставятся условия на свободной поверхности (равенство нулю касательного напряжения [9]). На нижней твердой поверхности ($z = L$) ставятся условия прилипания и теплообмен с окружающей средой. На левой границе ($r = 0$) – условия симметричности течения, а на правой границе ($r = R_w$) – условия прилипания и теплообмен с окружающей средой.

Система уравнений (1) – (9) с граничными условиями (10) – (12) решается численным методом в переменных функция тока и напряженность вихря [10 – 13]. Функция тока Ψ вводится, удовлетворяя уравнения неразрывности движения, посредством равенств:

$$\rho r u = \frac{\partial \Psi}{\partial r}, \quad \rho r v = -\frac{\partial \Psi}{\partial z}, \quad (13)$$

а напряженность вихря ω – стандартным выражением:

$$\omega = \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial u}{\partial r}. \quad (14)$$

Подставляя (13) в (14), получим уравнение для функции тока:

$$\frac{\partial^2 (\Psi / \rho r)}{\partial^2 r} + \frac{\partial^2 (\Psi / \rho r)}{\partial^2 z} + \omega = 0. \quad (15)$$

Из системы уравнения движения, исключая давления, стандартным образом можно получить уравнение для напряженности вихря [10-12]:

$$r^2 \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\omega}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\omega}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) \right] = \frac{\partial}{\partial z} \left[r^3 \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_\varepsilon \frac{\omega}{r} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial r} \left[r^3 \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu_\varepsilon \frac{\omega}{r} \right) \right] + S_\omega, \quad (16)$$

где S_ω – источниковый член определяется также, как в [10].

Граничные условия для уравнения (15), (16) получаются из (10) – (12):

при $z = 0$: $0 \leq r \leq 1$; $\omega = \omega_o(r)$, $\psi = \psi_o(r)$, $\theta = \theta_o(r)$, $k = k_o(r)$; $\varepsilon = \varepsilon(r)$
 при $z = 0$:

$$1 < r \leq R_w; \omega = \frac{\partial \psi}{\partial r} = k = \varepsilon = 0; -\frac{\partial \theta}{\partial z} = Bio_f \theta; \quad (17)$$

при $z = L$: $0 < r \leq R_w$; $\psi = k = \varepsilon = 0$; $-\frac{\partial \theta}{\partial z} = Bio\theta$; $\omega_w = -\frac{2^*(\psi_p - \psi_w)}{r_w h_p^2 \rho_w}$

при $r = 0$: $0 \leq z \leq L$; $\omega = \psi = \frac{\partial \theta}{\partial r} = \frac{\partial k}{\partial r} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} = 0$;

при $r = R_w$:

$$0 \leq z \leq L; \psi = k = \varepsilon = 0; -\frac{\partial \theta}{\partial r} = Bio\theta; \omega_w = -\frac{2^*(\psi_p - \psi_w)}{R_w h_p^2 \rho_w}. \quad (18)$$

Как видно из (18), на твердых поверхностях граничные условия для напряженности вихря определяются по формуле Тома [10, 11].

Уравнения для напряженности вихря, переноса тепла, кинетической энергии турбулентности и скорости ее диссипации были аппроксимированы гибридной схемой [10-13]. Разностные аналоги уравнения рассчитывались методом верхней релаксации [11,12].

Для апробации математической модели и численного метода решена задача – расчет турбулентной, плоской струи воздуха набегающей на плоскую нагретую стенку. Расчетные данные по определению местного числа Стэнтона, выражающего теплообмен между стенкой и обтекаемым потоком, были сопоставлены с расчетами Сполдинга [10] и экспериментальными данными Гардона и Акифрата [14] (см. рис. 3).

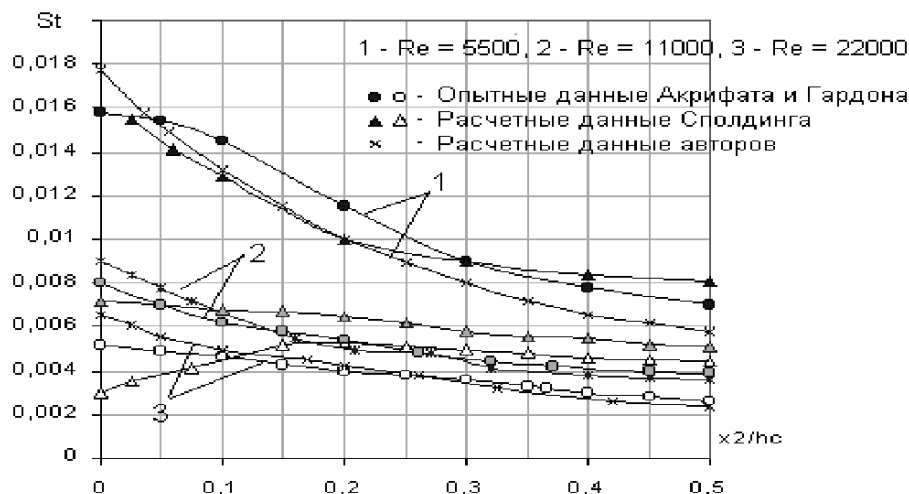


Рис. 3. Верификация численного метода расчета

Результаты сравнения показывают, что при больших числах Рейнольдса ($Re=11000, 22000$) расчетные данные находятся в удовлетворительном качественном и количественном согласии с опытными данными [14]. При значении числа Рейнольдса ($Re=5500$) имеется количественное отклонение расчета с экспериментом, хотя качественное согласие зависимости местного числа Стэнтона довольно хорошее (см. рис. 3). Следует отметить также, что закономерности турбулентных струйных течений, как: 1) линейный закон развития границы струи; 2) подобия по числу Рейнольдса динамических и тепловых характеристик осредненного и пульсационного движения хорошо выполняются в расчете.

Обсуждение расчетных данных. Основные режимные параметры течения – число Рейнольдса Re (рассчитанное по средней скорости и диаметру на входном сечении струи); число Bio (выражающее теплообмен жидкости на дне и боковой стенке резервуара); число Bio_f (выражающее теплообмен жидкости на открытой поверхности); отношения $h_c/R_c, R_w/R_c$, где h_c – расстояние между соплом и дном резервуара, а R_c, R_w – радиусы сопла и резервуара, соответственно; ламинарное Pr и турбулентное Pr_t числа Прандтля.

На рис. 4 – 6 приведены изолинии напряженности вихря ω , функций тока Ψ , вектора скорости \vec{V} , избыточной температуры θ , кинетической энергии турбулентности k и турбулентной вязкости μ_ϵ при $Re = 11000, Bio = 1, Bio_f = 5, Pr_t = 0,9, h_c/R_c = 29$ и $R_w/R_c = 5,6$. Теплообмен на свободной поверхности гораздо выше, чем на стенках резервуара, поэтому в расчетах Bio_f принимается гораздо больше, чем Bio .

Структура течения состоит из трех частей: 1) струйная часть течения, направленная на дно амбара; 2) область возвратных течений в вихре; 3) течение в пограничном слое боковой стенки резервуара, направленное на свободную поверхность резервуара.

По распределениям функций тока Ψ , вектора скорости \vec{V} , избыточной температуры θ можно судить о закономерности развития неизотермической турбулентной струи в амбарной нефти. В отличие от известного линейного закона изменения границы турбулентных струйных течений в затопленном пространстве [2], граница исследуемого струйного течения сильно искривлена и расширена (см. рис. 4,а). Такое поведение границы струи в амбарной нефти можно объяснить сильной зависимости вязкости нефти от температуры. Амбарная нефть находится при температуре окружа-

ющей среды ($T_w = 303K$) и постепенно вовлекается в струйное движение за счет силы трения. Горячая струя ($T_o=373K$) нагревает амбарную нефть путем конвективного перемешивания, молярной и молекулярной теплопроводности и диссипацией механической энергии в тепло. Величина избыточной температуры максимальна на оси и снижается к границам струи, а вязкость нефти, наоборот, принимает минимальное значение на оси струи и возрастает вне струйной части течения. Причем в начале расчетной области отношение максимального и минимального значения вязкости достигает по сечению струи $\mu_{max}/\mu_{min} = 11,8$. Высокая вязкость нефти и ее зависимость от температуры и является причиной резкого расширения границы струи. Кроме того, в систему уравнений входит турбулентная вязкость μ_t , характеризующая влияние турбулентных напряжений на структуру течения. Картина изолиний μ_t показывает распределения турбулентной вязкости в расчетной области (см. рис. 4,б). Нетрудно заметить, что существует поле максимальных значений μ_t , охватывающее, зону взаимодействия струей с возвратным течением и область торможения струи. Большие значения μ_t и тем самым турбулентных напряжений обусловлены генерацией энергии турбулентности в этих областях.

На процессы переноса существенное влияние оказывает структура течения в вихре, подобная тору, расположенная с центром в правой части расчетной области (см. рис. 5,а). Замкнутые изолинии функции тока Ψ характеризуют вовлечение в вихревое движение массу жидкости из амбарной нефти. В застойной зоне жидкость слабо вращается, перенося тепло горячей струи в холодную часть, и, подогревая амбарную нефть. Изолинии напряженности вихря ω заметны в струйной части течения и на боковой стенке, а в остальной части их величины незначительны (см. рис. 5,б).

Картину течения более детально раскрывают изолинии вектора скорости \vec{V} (см. рис. 6). В струйной части вектор скорости направлен вниз, вблизи ее границ наблюдается вовлечение жидкости в движение. Струя натекает на дно резервуара, что приводит к изменению направления вектора скорости на 90° и иллюстрирует обтекание твердой поверхности. В застойной зоне вихря видно возвратное течение жидкости. Вдоль боковой стенки вектор скорости направлен вертикально вверх и вблизи свободной поверхности изменяет свое направление на обратное и показывает взаимодействие струи с амбарной нефтью.

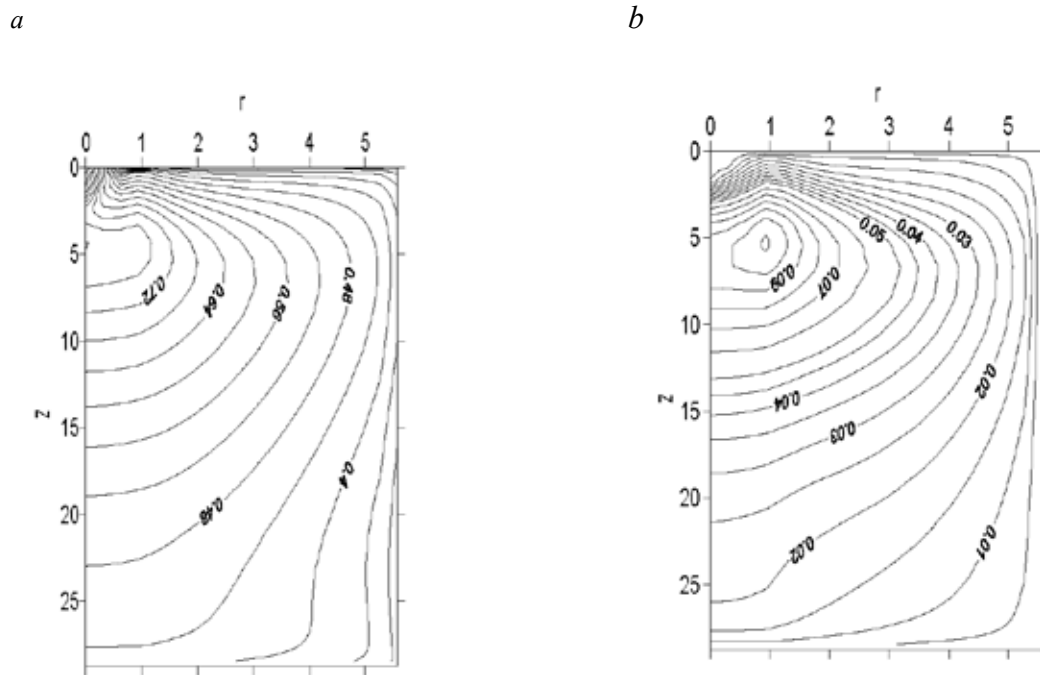


Рис. 4. Изолинии избыточной температуры (а) и турбулентной вязкости (б)

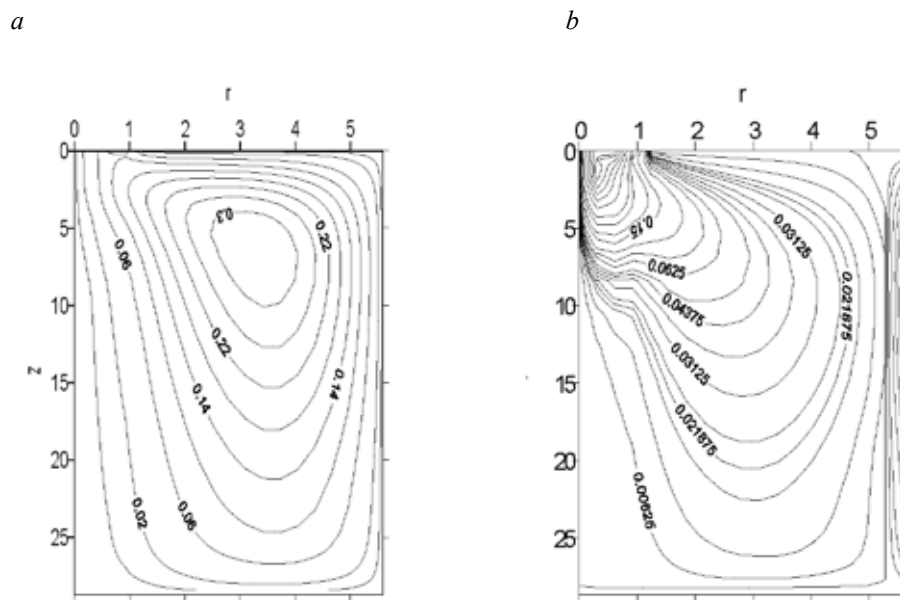


Рис. 5. Изолинии функции тока (а) и завихренности (б)

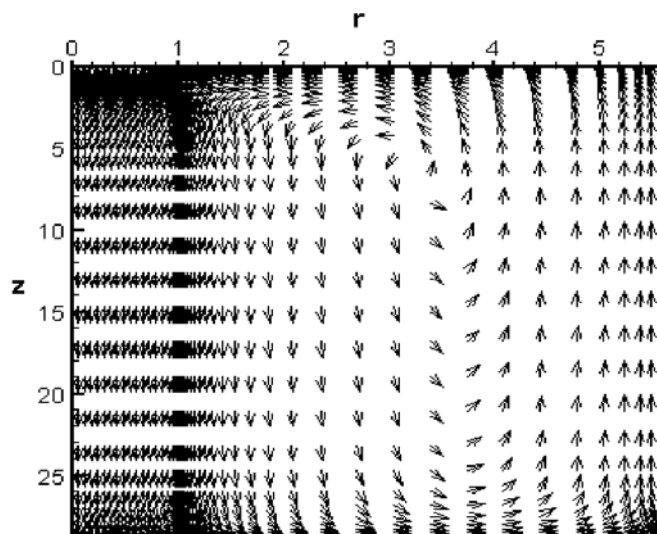


Рис. 6. Картина вектора скорости

Таким образом, общую картину течения можно представить, как вовлечение струей в рециркуляционное движение жидкости в резервуаре. Во всей части течения преобладает конвективный процесс подогрева амбарной нефти. Подсос вихрем горячей жидкости из струи и смешение ее с холодной амбарной нефтью в пограничном слое у боковой стенки и эжектирование жидкости у поверхности амбара в возвратном течении интенсифицирует процесс подогрева и даны по изолиниям вектора скорости. Тепло диссипации кинетической энергии рассеивается конвекцией, молярным переносом и появление локальных зон разогрева за счет тепла диссипации не проявляется. В распределениях изолиний кинетической энергии турбулентности k существует область максимума энергии турбулентности (см. рис. 7,а). В этой зоне происходит интенсивная генерация энергии турбулентности, вызванная эжектированием струей амбарной нефти. В остальной части течения не так заметно изменение кинетической энергии турбулентности.

Аналогичный характер поведения наблюдается в распределениях изолиний скорости диссипации кинетической энергии турбулентности (см. рис. 7,б). Здесь также максимальное значение скорости диссипации достигается в зоне вовлечения струей амбарной нефти, а в остальной части их

величины малы. Расчетные данные турбулентных характеристик течения показывают, что молярный перенос существенную роль играет в струйной части и вихревой зоне. В остальной части течения превалируют конвекция и молекулярный механизм переноса импульса и тепла. Коэффициент турбулентной теплопроводности λ_t , определяемый по $(k - \varepsilon)$ – модели турбулентности, выражающий молярный перенос тепла, изменяется подобным образом, как μ_t . Эти данные подтверждают подобия процессов переноса тепла и импульса в турбулентных потоках. В расчетах найдено влияние число Рейнольдса $Re = 22000$, $Re = 44000$ на процессы переноса в амбарной нефти без изменения других режимных параметров.

Картины распределения динамических, тепловых характеристик, переносных свойств подобны качественно соответствующим рисункам 4 – 7, имеются количественные различия, вызванные интенсификацией турбулентного переноса с ростом числа Рейнольдса Re .

Таким образом, расчетные данные подтверждают подобия процессов переноса в турбулентном потоке и показывают правильность созданной математической модели течения, удовлетворяющей закон подобия турбулентности по числу Рейнольдса.

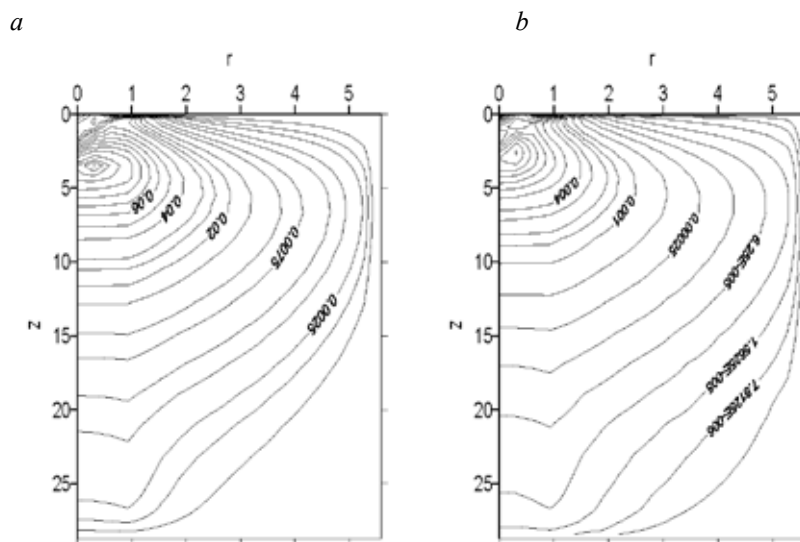


Рис. 7. Изолинии кинетической энергии турбулентности (а) и скорости диссипации кинетической энергии (б)

Заключение. В заключение можно сделать следующие выводы.

1. Изучено развитие турбулентной неизотермической струи в амбарной нефти с использованием RANS модели. Система уравнений RANS модели решается с известным численным методом.

2. Верификация численного метода решения показывает хорошее согласие расчетных данных с экспериментальными данными. Двухпараметрическая ($k-\varepsilon$) – модель турбулентности при низких числах Рейнольдса качественно хорошо раскрывает основные закономерности процессов переноса импульса и тепла при взаимодействии неизотермической струи с амбарной нефтью.

3. Показана, что структура течения состоит из трех частей: 1) струйная часть течения; 2) возвратное течение в вихре тороидальной формы; 3) течение в пограничном слое вязкой жидкости вблизи боковой стенки емкости.

4. Расчетные данные показывают, что турбулентный (молярный) перенос существенную роль играет в струйной части и вихревой зоне возвратного движения. В остальной части преобладают конвекция и молекулярные механизмы переноса импульса и тепла.

5. Расчетные данные подтверждают подобия процессов переноса в турбулентном режиме потока и показывают правильность созданной математической модели течения, удовлетворяющей закон подобия турбулентности по числу Рейнольдса.

6. Разработанные математическая модель и численный метод расчета позволяют рассмотреть и исследовать процесс подогрева амбарной нефти струей горячей жидкости. В техническом аспекте позволяет

определить массу амбарной нефти подогреваемой до нужной температуры для осуществления термомеханической технологии сбора разлитой нефти.

Список литературы

1. Патент № 10116 на изобретение. Способ сбора амбарной нефти и устройство для его осуществления (авторы: Ершин Ш.А., Жапбасбаев У.К., Айсаяев С.У., Утегалиев С.А., Хаиров Г.Б.), 9.10.2002 г.
2. Абрамович Г.Н. и др. Теория турбулентных струй. – М.: Наука, 1984. – 715 с.
3. Pope S.P. Turbulent Flows. Cambridge: Cambridge University Press, 2005. 771 p.
4. Chen H.C. and Patel V.C. Near-wall turbulence models for complex flows including separation. AIAA J. – 1988. –V.26. – pp. 641-648.
5. Menter F.R. Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications. AIAA J. –1993. – V.32. – pp. 1598-1604.
6. Craft T.J., Gerasimov A.V., Iacovides H., Kidger J.W. and Launder B.E. The Negatively Buoyant Turbulent wall Jet: Performance of Alternative Options in RANS Modelling. Proc. 4th Int. Symp. On Turbulence, Heat and Mass Transfer, Antalya, Turkey. –2003. –pp. 813-820.
7. He S., Xu Z. and Jackson J.D. An experimental investigation of buoyancy – opposed wall jet flow. Int. J. Heat and Fluid Flow. – 2002. V. 23. – pp. 487-496.
8. Chien, K.Y. Predictions of channel and boundary layer flows with low Reynolds-number two –equation model of turbulence. AIAA J. - 1982. –V.20, №1. –pp. 33-38.
9. Бэтчелор Дж. Введение в динамику жидкости. – М.: Мир, 1973. –757 с.
10. Госмен А.Д., Пан В.И., Ранчел А.К., Сполдинг Д.В., Вольфштейн М. Численные методы течений вязкой жидкости: Пер. с англ. – М.: Мир, 1972. – 320 с.
11. Роуч П. Вычислительная гидродинамика: Пер. с англ. – М.: Мир, 1980. 616 с.
12. Chung, T.J. Computational Fluid Dynamics. Cambridge: Cambridge University Press, 2002. – 520 p.
13. Kuznetsov, G.V., Sheremet, M.A. Numerical simulation of turbulent natural convection in a rectangular enclosure having finite thickness walls // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2010. V.53. P. 163–177.
14. Gardon R., Akifrat J.C. The role of turbulence in determining the heat transfer characteristics of impinging jets. Int. J. Heat Mass Transfer. –1965. – V. 8. – pp. 1261-1272.