GOSPODARKA I INNOWACJE

LABORATORIUM WIEDZY Artur Borcuch

Volume: 22 | 2022

ISSN: 2545-0573

О ТЕПЛООБМЕНЕ ПРИ СТРУКТУРНОМ РЕЖИМЕ ДВИЖЕНИЯ ВЯЗКО-ПЛАСТИЧНЫХ СРЕД МЕЖДУ ПАРАЛЛЕЛЬНЫМИ ПЛАСТИНКАМИ

Зариф Махмарижабович Рузиев

Магистрант Самаркандского Государственного Университета

A R T I C L E I N F O.

Keywords:
Структурном, Пластичных Сред

Абстрактный

Для ряда технологических процессов, связанных с движением вязко пластичных сред (глинистые и цементные суспензим, растворы полимеров, парафинистые нефти и др,) необходимо исследовать процесс теплообмена. Однако, несмотря на исключительную необходимость, эти исследования, даже для часных случаев, связаны со значительными математическими трудностями. Поэтому стремление к изысканию упрощающих приемов для решения задач о теплообмене при движений вязко пластичных сред представляет определенный теоретический и практический интерес.

В связи с изложенным важно отметить что при расчетеинтегральных величин (расход, количество тепла и др.) можно принимать, что дифференциальные уравнениядвижения вязко-пластичных сред описывают всю область их движения.[1] Пригодность этого приема для решения гидродинамическихзадач о структурном режиме движения вязко-пластичных сред моделиШведова- Бингама можно считать установленной, так как известно,что выражение для обобщенного параметра Рейнольдса (Re*) - основного параметра гидродинамических расчетов, можно вывести из упрощенного уравнения Букингама (без третьего члена). Упрощенноеуравнение Букингама равносильно допущению, что дифференциальные уравнения описывают всю область движения вязко-пластичных сред. При этом теоретическиерасчетиыхарошосовподают с практическими донными.

В данной работе, путем решения двух частных задач для упрощенвой и точной схем движения, определены; предел применимости указанного выше приема для решения задач о теплообмене при структурномрежиме движения вязко-пластичных сред модели Шведова-Бингама, предельные значения параметра Нуссельта при различных значения поперечного размера ядра течения .

1^0Рассмотрим задачу о теплообмене при структурном режиме движеняя вязко-пластичных сред между двумя параллельными пластинками. Направление оси z совпадает с нoправлением течения, а ось y

Нармальна к пластинкам. Приняты следующие предположения: дифференциальные уравнения движения охватывают всю область движения,температура на пластинках по оси z изменяется линейно (удельный тепловой поток через пластинки постоянный), реологические параметры не зависят от температуры, течение – стацнонарное.

В данном случае уравнеиие притока тепло [2] имеет вид:

$$\frac{\partial^2 T_1}{\partial y^2} = \frac{\upsilon}{a} \cdot \frac{\partial T_1}{\partial z} o \le y \le h. \qquad (1.1)$$

Где $a = \lambda (c_p p)^{-1}$;

$$\upsilon = \frac{\tau_0 h}{\mathrm{T}_1} \left[\frac{h}{2y_0} \left(1 - \frac{y^2}{h^2} \right) + \frac{y}{h} - 1 \right]; \qquad (1.2)$$

T_1 -температура вязко – пластичной среды;

τ_0 -предельноенопряжение сдвига;

η -структурная вязкость;

p -плотность;

c_p -удельная теплоемкость среды;

λ -каэффициент теплопередачи ;

$2h$ -расстояние между пластинками;

$2y_0$ -поперечный размер ядра.

На основанни принятых выше допущений,подставив в уравнение (1.1)

$T_1(y,z) = Az + T(y)$ и $\frac{\partial T_1}{\partial z} = A$, поличим

$$\frac{d^2 T}{dy^2} = \frac{\tau_0 h}{a T_1} \left[\frac{h}{2y_0} \left(1 - \frac{y^2}{h^2} \right) + \frac{y}{h} - 1 \right] A \; 0 \le y \le h. (1.3\ )$$

Здесь T – разность температур вязко-пластичной среды и пластинки.

Имеем граничные условия;

$$T(h) = 0, \; \frac{dT}{dy_{y-0}} = 0. \qquad (1.4)$$

Проинтегрировав (1.3) при граничных условиях (1.4),получим

$$T = \frac{\tau_0 h^3 A}{a \eta} \left[\frac{h}{2y_0} \left(\frac{y^2}{2h^2} - \frac{y^4}{12^4} \right) - \frac{y2}{2h^2} + \frac{y3}{6h^3} - \frac{5h}{24 y_0} + \frac{1}{3} \right]. \qquad (1.5)$$

Среднее в сечении значение T определяем из следующего выражения:

$$T_{cp} = \frac{1}{h} \int_0^h T dy. \quad (1.6\ )$$

С учетом (1.5) получаем

$$T_{cp} = \frac{\tau_0 A h^4}{a T_1 y_0}\left(-\frac{2}{15} + \frac{5}{24}\frac{y_0}{h}\right). \ (1.7)$$

Из выражения коэффициента теплоотдачи

$$a = -\tau \frac{1}{T_{cp}} \frac{dT}{dy_{y=b}}.$$

Определяем парам етр Нуссельта:

$$Nu = \frac{ah}{\lambda} = \left(\frac{1}{3} - \frac{y}{2h}\right)\left(\frac{2}{15} - \frac{5}{24}\frac{y_0}{h}\right)^{-1} \qquad (1.8)$$

В данном случае связь между градиентом температуры A и тепловой нагрузкой q может быть получена непосредслвенно из теплового баланса: $q = \upsilon h p c_p A.$.

2^0. Рассмотрим задачу, движения охватывают всю область

течения. Постановка задачи и обозначения - см .1^0.

В данном случае уравнение притока тепла [2],соответственно.

для вязко-пластичной ипластичной областей примет вид:

$$\frac{d^2 T_1^{\cdot}}{dy^2} = \frac{\upsilon}{a} \cdot \frac{dTi^{\cdot}}{dz}; \ y_0 \le y \le n; \qquad (2.1)$$

$$\frac{d^2 T_2}{dy^2} = \frac{\upsilon(y_0)}{a} \cdot \frac{dT_2^{\cdot}}{dz}; \ 0 \le y \le y_{0,} \qquad (2.2$$

где

$$\upsilon = \frac{\tau_0 h}{\eta}\left[\frac{h}{2y_0}\left(1 - \frac{y^2}{h^2}\right) + \frac{y}{h} - 1\right]; \qquad (2.3)$$

$$\upsilon(y_0) = \frac{\tau_0 h}{T_1}\left(\frac{h}{2y_0} + \frac{y_0}{2h} - 1\right). \qquad (2.4)$$

T'_1, T'_2 -температура вязко-пластичной среды в соответствующих

Областях движения.

Как и в 1^0 подставив в (2.1)и (2.2)

$$\frac{\partial T_1^{\cdot}}{dz} = \frac{dT_2}{dz} = A, T^{\cdot}(y,z) = Az + T_1(y)_И T_2(y,z)^{\cdot} = Az + T_2(y),$$ получим:

$$\frac{d^2 T_1}{dy^2} = \frac{\tau_0 h A}{\eta a}\left[\frac{h}{2y_0}\left(1 - \frac{y^2}{h^2}\right) + \frac{y}{h} - 1\right] \ y_0 \le y \le h \ (2.5\ )$$

$$\frac{d^2 T_2}{dy^2} = \frac{\tau_0 h a}{\eta a}\left(\frac{h}{2y_0} + \frac{y_0}{2h} - 1\right) \ 0 \le y \le y_0 \ (2.6)$$

Здесь $T_{1,} T_2$ – разность температур вязко-пластичной среды в соответствующей области движения и на пластенке.

Проинтегрировав уравнения (2.5) и (2.6) при граничных условиях

$T_1(h)=0,\ T_1(y_0)=T_2(y_0),$

$$\frac{dT_1}{dy}\Big|_{y=y_0}=\frac{dT_2}{dy}\Big|_{y=y_0},\quad \frac{dT_2}{dy}\Big|_{y=0}=0.$$

получим:

$$T_1=\frac{\tau_0 A}{\eta a}\left[\frac{h^2}{2y_0}\left(\frac{y^2}{2}-\frac{y^4}{12h^2}\right)-\frac{hy^2}{2}+\frac{y^3}{6}+\frac{{y_\partial}^2 y}{6}+\frac{h^3}{3}-\frac{h{y_0}^2}{6}-\frac{5h^4}{24y_0}\right];\ (2.7)$$

$$T_2=\frac{\tau_0 A}{\eta a}\left(\frac{h^2y^2}{4y_0}-\frac{hy^2}{2}+\frac{y_0y^2}{4}+\frac{y^3{}_0}{24}-\frac{hy^2{}_0}{6}+\frac{h^3}{3}-\frac{5h^4}{24y_0}\right).\ (2.8\ )$$

средне в поперечном сечении значение температуры определяем

из выражения

$$T_{cp}=\frac{1}{h}\left(\int_0^{ya}{}_2\,dy+\int_{y_0}^{h}T_1dy\right).\ (2.9)$$

Параметр Нуссельта определяем из выражения коэффициента

теплоотдачи

$$a=-\lambda\frac{1}{T_{cp}}\frac{dT_1}{dy}\Big|_{y=h}.$$

$$Nu=\frac{ah}{\lambda}-f_1\left(\frac{y^0}{h}\right):\left(\frac{y^0}{h}\right);\qquad (2.10)$$

$$f_1\left(\frac{y_0}{h}\right)=\left(\frac{1}{3}-\frac{y_0}{2h}+\frac{y^3{}_0}{6h^3}\right)^2,\ f_2\left(\frac{y_0}{h}\right)=\frac{2}{15}-\frac{5}{24}.\frac{y_0}{h}+\frac{y^3{}_0}{12h^3}-\frac{y^5{}_0}{120h^5}.$$

В данном случае связь между q и A определяется по выражению

$q=pC_pA[V(h-y_0)+V+(y_0).]$, которое получается непосредственноиз теплового баланса для определенного участка течения.

Результаты численных расчетов по выражениям (1.8), (2.10)для различных значений размера ядра течения

приведены в таблице.

y_0 h, r_0 R	Формулы	
	(5)	(6)
0,0	3,000	3,000
0,1	3,023	3,023
0,2	3,055	3,054
0,3	3,103	3,096
0,4	3,181	3,151

0,5	3,333	3,223
0,6	3,750	3,314
0,7	10,000	3,431
0,8	1,666	3,578
0,9	2,307	3,764
0,99	2,482	3,973
1,0	2,500	4,000

ЛИТЕРАТУРА

1. Гидравлика в бурении и цяменти-раваниенефяных и газавы х скважин. М.,,Недра".1977 г. 230с.
2. Шербан. Л.Н., Черняк В.Й Прогноз и регулирование теплового режима при буряьшиглубяних скважин. М. Недра".1974г. 245с.