

УРАВНЕНИЕ ТЕЧЕНИЯ ПЛАСТИЧНЫХ СМАЗОК С УЧЕТОМ ТЕМПЕРАТУРНОГО ФАКТОРА

И. А. КОНВИСЕР, А. И. НАКОРЧЕВСКИЙ, В. В. СЕНИЦЫН,
Э. Л. СМОРОДИНСКИЙ, Г. Б. ФРОЙШТЕТЕР

(Киев, Москва)

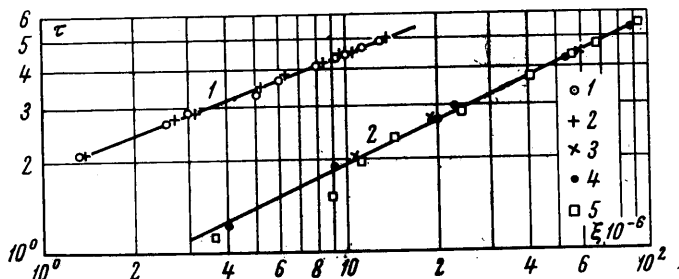
В работах [1-3] рассмотрены задачи гидродинамики и теплообмена при неизо термическом ламинарном течении неньютоновских жидкостей. При этом подчеркивается, и это подтверждается численными расчетами, что наибольшее влияние оказывает изменение вязкости, которое существенно сказывается на профиле скоростей и соответственно на коэффициентах переноса даже при относительно небольшом изменении температур по сечению потока.

По данным работы [4], были выполнены расчеты внутреннего выделения тепла при транспортировании смазок. Эти расчеты показали, что по порядку величин выделения тепла из-за диссипации механической энергии при обычных скоростях транспортирования сопоставимо с тепловыми потоками, которые обычно имеют место в теплообменных аппаратах для пластичных смазок.

В работах [1, 2] для решения задач теплообмена при ламинарном движении псевдопластических жидкостей использовано уравнение

$$\tau = m\xi^n, \quad \xi = \gamma e^{E/RT} \quad (1)$$

Здесь γ — скорость сдвига, τ — напряжение сдвига, T — абсолютная температура, $m, n, E/R$ — константы, не зависящие от температуры.



Фиг. 1

На фиг. 1 показано обобщение данных вискозиметрических измерений по формуле (1) для 0.75% водного раствора карбоксиполиметилена — КПМ (кривая 1) и 3% водного раствора карбоксиметилцеллюлозы — КМЦ (кривая 2) (1).

Таблица 1

Состав жидкости	$E/R^\circ K$	Источник
3%-ный водный раствор карбоксиметилцеллюлозы (КМЦ)	3840	[1]
1.6%-ный водный раствор КМЦ	2840	[2]
1.25%-ный водный раствор КМЦ	2350	[7] в обработке авторов
0.75%-ный водный раствор карбоксиполиметилена (КПМ)	3540	[1]
0.35%-ный водный раствор КПМ	2360	[2]
4%-ный водный раствор поливинилового спирта (ПВС)	2500	[7] в обработке авторов

Введение уравнения (1), определяющего профиль скорости с учетом изменения температуры, в обычное уравнение ламинарного теплообмена позволили получить численные решения, хорошо совпадающие с экспериментальными данными как при нагреве, так и при охлаждении.

В работе [3] для решения аналогичных задач использовано уравнение

$$\dot{\gamma} = \frac{\tau}{\mu_0} (1 + c\tau^n) \quad (2)$$

где μ_0 — динамическая вязкость.

Зависимость вязкости от температуры учитывалась по обычной формуле

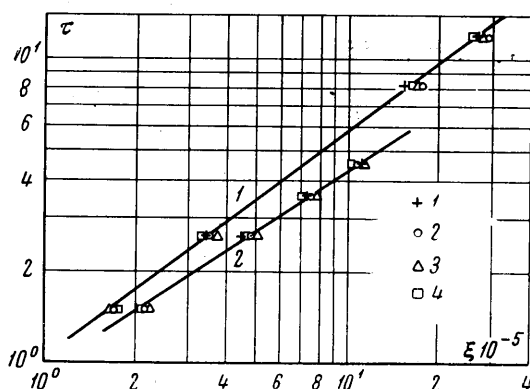
$$\mu_0 = A e^{E/RT} \quad (3)$$

Полученные численные решения были проверены экспериментальными данными, косвенно отражающими совпадение профилей скоростей и температур.

Приведенные в работах [1-3] данные свидетельствуют о том, что метод решения подобных задач с использованием уравнения течения с температурным фактором является более точным, чем введение эмпирической поправки, учитывающей изменение вязкости, по Зидеру и Тейту, модифицированной Метцнером и др. [3] применительно к неньютоновским жидкостям. Как показано в работе [6], эта поправка хорошо соответствует данным по нагреву и значительно хуже по охлаждению.

Использованный в работе [7] метод приведения экспериментальных данных по теплообмену к нулевым величинам теплового потока может, очевидно, иметь только качественное значение для проверки предложенного в этой работе уравнения.

Как уже указывалось, зависимость (1), которая впоследствии используется в виде одного из членов уравнения течения пластичных смазок, должна обобщать экспериментальные данные при различных температурах с постоянным значением показателя n . Это условие обычно не выполняется. Для определения возможных погрешностей



Фиг. 2

такого метода были обработаны данные по водным растворам некоторых полимеров, кривые течения которых приведены в [7]. Результаты обработки даны на фиг. 2 (1—1.25% КМЦ, 2—4% ПВС, см. табл. 1). Несмотря на известные колебания n (значение колеблется для раствора КМЦ в пределах 0.786—0.827 и для ПВС — соответственно 0.675—0.702), удалось получить удовлетворительное совпадение экспериментальных данных с уравнением (1) для усредненно значения показателя n .

Представляют интерес значения константы $(E/R)_{\tau=\text{const}}$, которые приведены в табл. 1.

Как следует из табл. 1, с увеличением концентрации полимера значение параметра E/R повышается, следовательно,

для более концентрированных систем, таких как пластичные смазки, следует, по-видимому, ожидать еще больших значений.

Действительный характер кривых течения пластичных смазок весьма сложен и не поддается пока математическому описанию. Анализ многочисленных вискозиметрических измерений (несколько сот кривых течения), а также литературных данных, показал, что, если идти по пути получения наиболее простой аппроксимирующей функции экспериментальной кривой течения, то такому требованию вполне удовлетворяет зависимость (при $T = \text{const}$)

$$\tau = \tau_y + k\dot{\gamma}^n \quad (4)$$

где τ_y — предел текучести.

Этой зависимости, как и вообще степенным уравнениям, свойственны возражения «размерности», «бесконечности» и «нулевое» [8]. Возражение размерности неоднократно обсуждалось [9] и можно считать установленным, что для многих инженерных приложений оно не имеет существенного значения. Что касается возражения бесконечности, то для смазок оно не является определяющим, поскольку в практических условиях движение реализуется при относительно небольших величинах сдвига. Нулевое возражение, по сути, снимается введением в уравнение (4) величины τ_y , что предполагает при $\tau \leq \tau_y$ псевдотвердое состояние вещества и, следовательно, пластическая вязкость

$$\eta_p = (\tau - \tau_y) / \dot{\gamma} \quad (5)$$

в диапазоне $\tau = 0 \div \tau_y$ должна быть равна бесконечности. Конечно, в действительности, любое сколь угодно малое напряжение, приложенное к телу, должно вызывать появление деформации. Поэтому величине $\tau = \tau_y$ должно соответствовать определенное значение $\dot{\gamma}_y$ и вязкость должна быть отлична от бесконечности. При очень малых скоростях сдвига (ниже 0.001 сек^{-1}) доказано наличие области $\mu_p = \text{const}$ [10], что не соответствует предлагаемой зависимости (4), однако имеющиеся опытные данные свидетельствуют о том, что для пластичных смазок уже при скоростях сдвига менее

0.1 сек^{-1} вязкость чрезвычайно велика и достигает величин порядка нескольких десятков тысяч пуаз [11, 12]. Поэтому вполне допустимо принимать $\mu_p \rightarrow \infty$ при $\tau \rightarrow \tau_y$. Кроме того, следует иметь в виду, что область весьма малых скоростей сдвига в условиях рассматриваемой задачи не имеет существенного значения.

Введем в уравнение (4) температурный фактор, исходя из следующих соображений. Примем, как и в предыдущих работах, что температурная зависимость вязкости соответствует экспоненциальному закону, распространив эту зависимость на пластическую вязкость, которая определяется формулой (5).

Уравнение (4) при $T = T_1$ и $\tau = \tau_1$

$$\tau_1 - \tau_{y1} = k_1 \dot{\gamma}_1^n \quad (6)$$

Нетрудно показать, что при $\tau_1 - \tau_y = \text{const}$ и изменении температуры от T_1 до T_i скорость сдвига $\dot{\gamma}_i$ будет определяться соотношением

$$\dot{\gamma}_i = \dot{\gamma}_1 \exp \left[\frac{E}{R} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_i} \right) \right] \quad (7)$$

Так как на $\tau - \tau_y$ не налагается каких-либо дополнительных условий, кроме $\tau - \tau_y = \text{const}$, уравнение (6) справедливо для любых произвольных значений напряжений сдвига. Кроме того, на основании ранее изложенных результатов по псевдопластическим жидкостям, можно полагать, что удовлетворительное обобщение экспериментальных данных может быть получено при постоянных значениях k_1 и n в достаточно широком диапазоне изменений температур и напряжений сдвига. Принимая далее, что E постоянно для данной жидкости, уравнение (6) запишем в виде

$$\tau_i - \tau_{yi} + k_i \left[\dot{\gamma}_i \exp \frac{E}{R} \left(\frac{1}{T_i} - \frac{1}{T_1} \right) \right]^n \quad (8)$$

Величина предела текучести τ_y также зависит от температуры. Если предел текучести рассматривать с позиций концепции Мизеса — Хенки [8] с учетом, что формула (3) обязана своим происхождением гипотезе Я. И. Френкеля о сходстве жидкостей и твердых тел [13], то после ряда простых вычислений можно получить зависимость

$$\tau_{yi} = \tau_{y1} \exp \left[\frac{0.5E_c}{R} \left(\frac{1}{T_i} - \frac{1}{T_1} \right) \right] \quad (9)$$

Тогда на основании формулы (9) уравнение (8) можно представить в виде

$$\tau_i = \tau_{y1} \exp \left[\frac{0.5E_c}{R} \left(\frac{1}{T_i} - \frac{1}{T_1} \right) \right] + k_i \left[\dot{\gamma}_i \exp \frac{E}{R} \left(\frac{1}{T_i} - \frac{1}{T_1} \right) \right]^n \quad (10)$$

Связь между скоростью сдвига на стенке $\dot{\gamma}$ и средней скоростью сдвига $D = Q / \pi R^2$ может быть получена по уравнению Рабиновича — Муни [9] (в дальнейшем величина τ и $\dot{\gamma}$ предполагаются на стенке, т. е. $\tau = \tau_w, \dot{\gamma} = \dot{\gamma}_w$)

$$\dot{\gamma} = 3D + \tau \frac{dD}{d\tau} \quad (11)$$

Из уравнения (4) найдем

$$\dot{\gamma} = \left(\frac{\tau - \tau_y}{k} \right)^m, \quad m = \frac{1}{n} \quad (12)$$

Подставляя значение $\dot{\gamma}$ из (12) и (11), будем иметь

$$\frac{dD}{d\tau} + \frac{3}{\tau} D = \frac{1}{\tau} \left(\frac{\tau - \tau_y}{k} \right)^m \quad (13)$$

Решая уравнение (13), получим

$$D = \left(\frac{\tau - \tau_y}{k} \right)^m f(\tau) + C \quad (14)$$

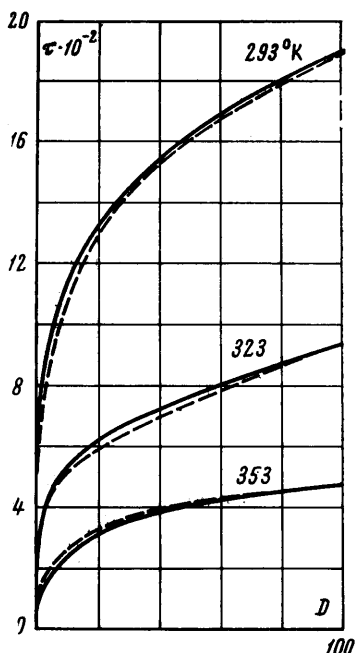
$$f(\tau) = \frac{1}{3+m} \left(1 - \frac{\tau_y}{\tau} \right) + \frac{2}{2+m} \left(1 - \frac{\tau_y}{\tau} \right)^2 \frac{\tau_y}{\tau} + \frac{1}{1+m} \left(1 - \frac{\tau_y}{\tau} \right) \left(\frac{\tau_y}{\tau} \right)^2$$

Постоянная интегрирования $C = 0$ из условия: $D = 0$ при $\tau = \tau_y$. Таким образом

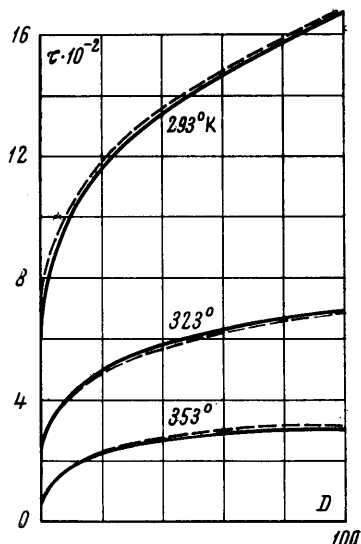
$$D = \dot{\gamma} f(\tau) \quad (15)$$

Уравнение (10) совместно с уравнением (15) проверялось по нашим экспериментальным данным и кривым течения, полученным Г. В. Виноградовым и В. П. Павловым для синтетического солидола [14]. В связи с большим объемом вычислительной работы расчеты производились на ЭВМ.

Экспериментальные кривые течения сопоставлены с расчетными данными на фиг. 3—5 (ЦИАТИМ-201, ОКБ-122-7, жировой солидол, соответственно), сплошными линиями нанесены экспериментальные кривые, пунктирными — расчетные по уравнению (16). Несмотря на известные отклонения, в общем следует считать совпадение расчетных кривых с экспериментальными данными вполне удовлетворительным. Это позволяет считать урав-



Фиг. 3



Фиг. 4

нение (10) приемлемой аппроксимацией действительных кривых течения пластичных смазок с учетом влияния температурного фактора. В дальнейшем желательна более широкая проверка этого уравнения, особенно в области более высоких температур и небольших скоростей сдвига.

Уравнение (10) содержит два параметра τ_1 и k_1 , которые определяются по кривой течения, соответствующей температуре T_1 . В таком виде эта зависимость не совсем удобна для последующего использования в уравнениях гидродинамики и теплообмена, так как значение температуры T_1 может и не совпадать с начальными условиями течения.

Поэтому преобразуем уравнение (10) таким образом, чтобы в него входили постоянные для данной смазки величины, не зависящие от условий их определения

$$\tau = k_c \exp \left(\frac{0.5E_c}{RT} \right) + k \left[\gamma \exp \left(\frac{E}{RT} \right) \right]^n \quad (16)$$

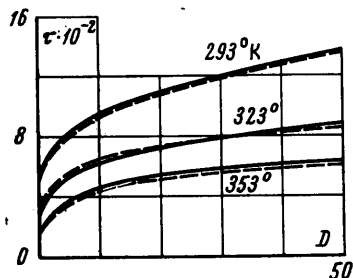
При этом k_c и k определяются следующими соотношениями:

$$k_c = \tau_{v1} \exp \left(- \frac{0.5E_c}{RT_1} \right) \quad (17)$$

$$k = k_1 \exp \left(- \frac{nE}{RT_1} \right) \quad (18)$$

В табл. 2 даны значения постоянных величин в уравнении (16) для расчетных кривых течения, показанных на фиг. 3—5.

Как видно из данных табл. 2, расхождения в значениях постоянных E/R и E_c/R относительно невелики, причем величины E приблизительно равны E_c . Такое положение



Фиг. 5

Таблица 2

Смазка	K_c н/м ²	$\frac{E_c}{R}$ °K	$\frac{\eta \cdot \text{сек}^n}{K \cdot \text{м}^2}$	E/R °K	n
ЦИАТИМ-201	$2.17 \cdot 10^{-4}$	4140	$2.21 \cdot 10^{-1}$	7360	0.280
ОКБ 122—71	$8.42 \cdot 10^{-3}$	3140	$2.08 \cdot 10^{-2}$	6850	0.364
Жировой солидол [14]	$3.67 \cdot 10^{-2}$	2680	$2.59 \cdot 10^{-1}$	7240	0.253

ние не является неожиданным. Если следовать Я. И. Френкелю [13], то энергия активации E одного и того же вещества должна меняться только при переходе от одного агрегатного состояния к другому и это изменение обусловлено различием в относительном расположении атомов. В отношении же пластических смазок переход через предел текучести ни коим образом не означает изменения агрегатного состояния, а только появление необратимых деформаций.

Некоторое несовпадение между E и E_c можно объяснить приближенным методом определения значений τ_y , которые были получены путем экстраполяции экспериментальных кривых течения в область нулевых значений скоростей сдвига.

Достоверность значений E_c требует дополнительной проверки по результатам непосредственных определений предела текучести. Если такие данные будут накоплены, то по экспериментальной кривой течения только при одной температуре можно получить приближенные значения постоянных в уравнении (16), используя формулы (17) и (18). При наличии кривых течения при двух и большем значениях температур все постоянные определяются непосредственно путем решения уравнения (16).

Некоторая повышенная сложность уравнения (16) по сравнению с известными реологическими уравнениями, игнорирующими температурный фактор, не является существенной в приложении к рассматриваемым проблемам, которые во всех случаях требуют численного решения.

Совместное рассмотрение уравнений (16), движения и баланса энергии позволяет определить профили скоростей и температур при неизотермическом течении пластических смазок и решить ряд важных прикладных задач. Эта более сложная проблема является предметом дальнейшего рассмотрения.

Поступило 30 X 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Christiansen E. B., Graig S. E. Heat transfer to pseudoplastic fluid in laminar flow. A. I. Ch. E. Journal, 1962, vol. 8, No. 2, pp. 154—160.
2. Christiansen E. B., Jensen G. E. Fan—Sheng Tao, Laminar flow heat transfer. A. I. Ch. E. Journal, 1966, vol. 12, No. 6, p. 1196—1202.
3. Gee R. E., Lyon I. B. Nonisothermal flow of viscous non—Newtonian fluids. Industrial and Engineering Chemistry, 1957, vol. 49, No. 6, pp. 956—960.
4. Weltman R. N. Rheological measurements and their application to pipe—flow properties. NLGI Spokesman, 1956, June, No. 3, pp. 34—40.
5. Metzner A. B., Vaughn R. D., Houghton G. L. Heat transfer to non—Newtonian fluids. A. I. Ch. E. Journal, 1957, vol. 3, No. 1, p. 92—100.
6. Oliver D. R., Jenson V. G. Heat transfer to pseudoplastic fluids in horizontal tubes. Chemical Engineering Science, 1964, vol. 19, No. 2, p. 115—129.
7. Попов В. И., Хабахпашева Е. М. Исследование теплообмена при ламинарном течении структурно-вязких течений жидкостей. Инж.-физ. ж., 1967, т. 12, № 2.
8. Рейнер М. Деформация и течение. М., Гостопиздат, 1963.
9. Уилкинсон У. Л. Неньютоновские жидкости. М., «Мир», 1964.
10. Павлов В. П., Виноградов Г. В. Обобщенная реологическая характеристика пластичных дисперсных систем. Коллоидн. ж., 1966, т. 28, стр. 424.
11. Фукс Г. И. Вязкость и пластичность нефтепродуктов. М.—Л., Гостоптехиздат, 1951.
12. Sisko A. W. The flow of lubrication greases. Industr. and Eng. Chem., 1958, vol. 50, No. 12, p. 1789—1792.
13. Френкель Я. И. Собр. избр. тр., т. 3, М.—Л., Изд-во АН СССР, 1959.
14. Низкотемпературные свойства нефтепродуктов. М., Гостоптехиздат, 1949.