

Величина E^* , равная

$$E^* = \frac{1}{dn/dt} (\Sigma P_{di} E_i x_d^2(t) - \Sigma P_{id} E_i x_i(t)) \quad (4)$$

в результате решения (2), (3) получается не зависящей от времени и равной $E^* = D - 1.3kT$ (D — энергия диссоциации); таким образом, разность $D - E^*$ близка к средней тепловой энергии системы, независимо от степени отклонения системы от равновесия. Величина τ в (1) при этом меняется совершенно незначительно (фиг. 1), что и дает основания полагать (1) выполняющимся. Этот результат тесно связан с тем фактом, что отклонения от больцмановского распределения молекул по уровням в процессе эволюции системы к равновесию оказались существенны лишь на тех уровнях, где относительно мало число молекул.

Выполненный на ударной трубе эксперимент, в котором исследовалось изменение заселенности группы нижних уровней молекулы кислорода (в спектре поглощения ультрафиолетового излучения в газе за фронтом ударной волны), позволил определить значения τ согласно (1) до температуры 10 000° К (фиг. 2). Согласие результатов расчета и эксперимента подтверждает сделанные выводы относительно возможности использования (1) при решении соответствующих задач динамики газов высокой температуры.

Поступила 19 VIII 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Ступоченко Е. В., Лосев С. А., Осипов А. И. Релаксационные процессы в ударных волнах. М., «Наука», 1965.
2. Осипов А. И. Термическая диссоциация двухатомных молекул при высоких температурах. Теор. и эксперим. химия, 1966, № 5, стр. 649.
3. Куксенко Б. В., Лосев С. А. Колебательная релаксация при атом-молекулярных столкновениях. Докл. АН СССР, 1968, т. 178, № 6, стр. 1289.

ОБЪЯСНЕНИЕ ЭФФЕКТА ТОМСА АНИЗОТРОПИЕЙ ВЯЗКОСТИ РАСТВОРА

Г. Ф. Кобец

(Новосибирск)

Томсом [1] экспериментально было установлено, что при турбулентном течении в трубах раствора полиметилметакрилата в монохлорбензоле в определенном диапазоне концентрации гидравлическое сопротивление меньше, чем в растворителе. В дальнейшем этот эффект был зафиксирован при турбулентном течении разбавленных водных растворов в трубах, между вращающимися коаксиальными цилиндрами, а также при обтекании тел хорошо и плохо обтекаемой формы. В качестве присадок использовались высокомолекулярные соединения как биологического, так и синтетического происхождения [2-7].

Многочисленными исследованиями были выявлены следующие особенности потоков растворов, обнаруживающих эффект Томса. Во-первых, существенный эффект наблюдался при использовании высокомолекулярных полимеров только цепочечного строения, боковые ответвления его ухудшали [4]. Важная роль удлинения частиц была строго доказана экспериментами по течению в трубе воды, содержащей нейлоновые нити с удлинением от 11.69 до 51.14 [8]. Во-вторых, растворенные частицы влияют главным образом на слой жидкости вблизи стенки, не внося изменений в зону развитого турбулентного потока [9-11].

В работе [12] для объяснения эффекта Томса была предложена гипотеза, которая учитывает указанные две особенности течения растворов. Содержание ее таково: вследствие большого градиента скорости в вязком подслое и слое перехода удлиненные частицы ориентируются вдоль потока и тем самым гасят поперечные пульсации скорости v' . Это приводит к уменьшению турбулентного трения $\rho_0 \langle u'v' \rangle$, где u' — пульсация продольной составляющей скорости.

Ниже приводятся качественные расчеты на основе предложенной гипотезы и сравниваются с экспериментальными данными.

Явление ориентации удлиненных частиц в ламинарном потоке, вызываемое градиентом скорости, показано теоретически (например, [13], стр. 499—521). Его экспериментальное подтверждение следует из анализа кривых зависимости напряжения трения в растворе τ от градиента скорости ([12,13], гл. II) и величины двойного лучепреломления в потоке ([13], гл. VII, VIII). Вязкость раствора уменьшается с увеличением градиента скорости (фиг. 1).

Коэффициент вязкости раствора при течении в направлении оси x , приводящего к ориентации удлиненных частиц (фиг. 2, а), обозначим μ_x . В сильно разбавленных растворах

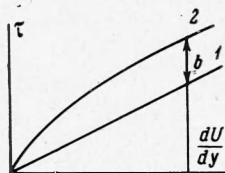
$$\mu_x = \mu_0 (1 + c [\mu]) \quad (1)$$

Здесь μ_0 — вязкость растворителя, c — концентрация, $[\mu]$ — характеристическая вязкость, зависящая от градиента скорости.

Если в потоке раствора с углом наиболее вероятной ориентации φ_m возникнет вторичное течение со сдвигом по оси y (фиг. 2, б), например, в результате турбулентных пульсаций скорости, то коэффициент вязкости при таком движении назовем μ_y . При достаточно малых градиентах скорости, когда угол $\varphi_m = 45^\circ$, $\mu_x = \mu_y$. С ростом градиента скорости течения по оси x угол $\varphi_m \rightarrow 0$, в результате чего μ_x уменьшается, а μ_y увеличивается. Отношение

$$K_a = \mu_y / \mu_x$$

Фиг. 1. 1 — ньютоновская жидкость (растворитель), 2 — раствор



назовем динамической анизотропией вязкости раствора. При достаточно малых градиентах скорости $K_a = 1$, при больших — всегда больше единицы. Для любого градиента его можно рассчитать, так как величина μ_y выражается через характеристическую вязкость также формулой (1), но только характеристическая вязкость, в этом случае должна соответствовать сдвигу по оси y .

Будем рассматривать течение в вязком подслое и слое перехода турбулентного потока, где градиент скорости течения вдоль x велик (больше 10^2). Поэтому можно принять $\varphi_m \approx 0$, и тогда расчет K_a значительно упростится.

Покажем это на примере раствора, содержащего простейшие удлиненные частицы — гантели. С методом расчета для частиц более сложной конфигурации можно ознакомиться в [14].

Диссипация энергии потока гантелью, приводящая к увеличению вязкости раствора по сравнению с растворителем, линейно зависит от скорости обтекания шарика V (фиг. 2, б).

$$V = 1/2 l \cos \varphi g \quad (2)$$

Здесь l — длина гантели, φ — угол ориентации, g — градиент скорости.

При $\varphi = 0$ и сдвиге по оси x скорость обтекания шарика при вращательном движении $V_1 = 1/2 dg$, (здесь d — диаметр шарика); при $\varphi = 0$ и сдвиге по оси y скорость стоксовского обтекания шарика

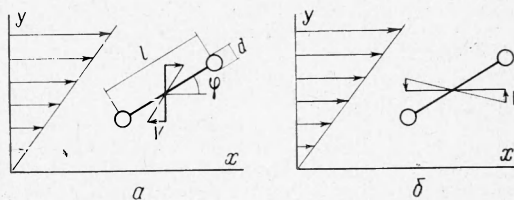
$$V_2 = 1/2 lg$$

Отсюда видно, что при большом удлинении частицы ($l/d \gg 1$)

$$\mu_y > \mu_x$$

С ростом удлинения частицы величина K_a увеличивается.

Макромолекулы с большим молекулярным весом имеют в растворе более сложную конфигурацию по сравнению с гантелями, палочками, эллипсоидами и другими простейшими фигурами. Однако изложенный подход справедлив и для них, как это следует из экспериментального определения изменения характеристической вязкости в зависимости от градиента скорости. Так, например, в растворе поли- γ -бензил- L -глутамата с молекулярным весом $1.3 \cdot 10^5$ характеристическая вязкость с увеличением градиента скорости уменьшалась примерно в 7 раз, а с молекулярным весом $3.36 \cdot 10^5$ — примерно в 20 раз. При переходе тех же молекул от цилиндрической спиральной конформации к статистическому клубку уменьшения характеристической вязкости не происходит [13], стр. 174.



Фиг. 2

Для использования в последующих качественных расчетах мы определим предельное значение K_a , характеризующее разбавленный раствор сильно удлинённых частиц с небольшим поперечным размером при течениях с большим градиентом скорости, т. е. когда $\varphi_m = 0$. В этих условиях $\mu_x \approx \mu_0$ (фиг. 1, [12]), а μ_y легко рассчитать, используя величину характеристической вязкости при очень малых градиентах скорости. Так как при малых градиентах скорости $\varphi_m = 45^\circ$, а при больших $\varphi_m = 0$, то отношение скоростей обтекания шариков при этих двух углах ориентации, когда сдвиг потока вдоль оси y , равно $\cos 45^\circ$ (равенство (2)). При стоксовском обтекании сопротивление прямо пропорционально скорости набегающего потока, поэтому отношение характеристических вязкостей также равно $\cos 45^\circ$. В результате

$$\mu_y = \mu_0 \left(1 + \frac{c [\mu]_0}{\cos 45^\circ} \right)$$

где $[\mu]_0$ — характеристическая вязкость при очень малых градиентах скорости. Для предельного значения динамической анизотропии вязкости получаем величину

$$K_a = 1 + \sqrt{2c} [\mu]_0 \quad (3)$$

Пока все изложенное относилось к ламинарным течениям. Однако основное требование — наличие большого градиента скорости по одному направлению — выполняется и в турбулентном пограничном слое вблизи стенки (в вязком подслое и слое перехода). В этой зоне удлинённые частицы должны ориентироваться большой осью вдоль твердой поверхности. Пульсационное движение, имеющееся в вязком подслое и слое перехода, будет создавать пульсационные градиенты скорости.

Диссипация пульсационного движения вдоль и поперек потока определяется продольной μ_x и поперечной μ_y вязкостями. Вследствие динамической анизотропии вязкости гашение поперечных пульсаций должно происходить более интенсивно. В турбулентном ядре, где градиент осреднённой скорости относительно невелик, динамическая анизотропия вязкости практически отсутствует, и поток ведет себя как ньютоновская жидкость.

Такая особенность течения растворов экспериментально подтверждена Е. М. Хабашевой (доклад на Сибирском теплофизическом коллоквиуме, (1968 г.) с методикой измерений можно познакомиться в [15]). В той части вязкого подслоя и слоя перехода, где удалось получить экспериментальные данные, поперечные пульсации скорости в водном растворе оказались примерно в три раза меньше, чем в воде, в то время как продольные в некоторой зоне — даже больше.

Для расчета эффекта Томса будем исходить из экспериментально установленных соотношений для квазистационарной толщины вязкого подслоя и распределения в нем осреднённой скорости при течениях ньютоновской жидкости

$$\delta_0 = a \frac{v_0}{\sqrt{\tau_w / \rho_0}} \quad \left(v_0 = \frac{\mu_0}{\rho_0} \right) \quad (4)$$

$$U = \frac{\tau_w}{\mu_0} y \quad \text{при } y \leq \delta_0 \quad (5)$$

Здесь δ_0 — толщина вязкого подслоя, v_0 — кинематическая вязкость, τ_w — напряжение трения на стенке, ρ_0 — плотность растворителя, a — экспериментально определенная постоянная, U — осреднённая продольная скорость.

Сравним течения растворителя (ньютоновской жидкости) и раствора при одинаковом градиенте осреднённой скорости в вязком подслое. Зависимость напряжения трения на стенке от градиента осреднённой скорости в растворе представим в виде, аналогичном (5)

$$\tau_w = \mu_x \frac{dU}{dy} + b \quad (6)$$

Здесь b — неньютоновская добавка, являющаяся функцией градиента скорости и смысл которой ясен из фиг. 1. Учитывая, что при

$$\frac{dU}{dy} \rightarrow \infty, \quad \mu_x \rightarrow \mu_0 \quad \text{и} \quad \frac{b}{\mu_x \cdot dU/dy} \rightarrow 0$$

можно для достаточно большого градиента осреднённой скорости написать

$$\tau_w \approx \tau_w^* \quad (7)$$

где τ_w^* — напряжение трения на стенке в растворе.

Так как в потоках растворителя и раствора различаются только две вязкости μ_y и μ_0 , то для толщины вязкого подслоя в растворе можем написать общее выражение

$$\delta_0^* = a_1 \frac{v_0 f(v_y/v_0)}{\sqrt{\tau_w^* / \rho}} \quad (8)$$

Здесь a_1 — постоянная, ρ — плотность раствора, $f(v_y/v_0)$ — неизвестная пока функция.

Вид функции f можно найти из рассмотрения воздействия на ориентированные осредненным потоком частицы пульсаций скорости. Простейший вид этой функции

$$f\left(\frac{v_y}{v_0}\right) = \frac{v_y}{v_0}$$

Кроме того, допустим, что $a = a_1$. Если теперь учесть соотношение (7) и справедливое для разбавленных растворов $\rho \approx \rho_0$, то для отношения толщин вязкого подслоя можем написать:

$$\frac{\delta_0^*}{\delta_0} \approx \frac{\mu_y}{\mu_0} = K_a \quad (9)$$

т. е. толщина вязкого подслоя в растворе увеличивается по сравнению с растворителем примерно в K_a раз.

Проведем сравнение течений растворителя и раствора при одинаковых градиентах осредненной скорости в вязком подслое. Поэтому на внешней границе вязкого подслоя в растворе осредненная скорость будет больше, чем в растворителе, на ΔU (с учетом соотношений (1), (2) и (7))

$$\Delta U = U_l^* - U_l \approx \frac{\tau_w}{\mu_c} (\delta_0^* - \delta_0) \approx \frac{\tau_w \delta_0}{\mu_0} (K_a - 1) \quad (10)$$

где U_l — осредненная скорость на внешней границе вязкого подслоя.

Для качественного расчета постоянную a можно принять равной 10 [16]. В результате вместо (10) получим

$$\Delta U \approx 10 \sqrt{\tau_w / \rho_0} (K_a - 1) \quad (11)$$

Выигрыш в скорости ΔU , полученный на внешней границе вязкого подслоя (слой перехода в данном качественном расчете не учитывается), будет выигрышем в скорости на внешней границе пограничного слоя, так как в турбулентном ядре раствор ведет себя как ньютоновская жидкость. Для связи местного коэффициента трения на стенке со скоростью на внешней границе пограничного слоя воспользуемся известной формулой, справедливой при числах Рейнольдса R_x порядка 10^7 (для другого диапазона чисел Рейнольдса следует взять соответствующую зависимость [17])

$$c_f = 0.0576 (R_x)^{-1/5} \quad \left(R_x = \frac{U_0 x}{\nu_0}, \quad c_f = \frac{2\tau_w}{\rho_0 U_0^2} \right) \quad (12)$$

Здесь c_f — местный коэффициент трения, U_0 — скорость на внешней границе пограничного слоя. Тогда

$$\frac{\Delta U}{U_0} \approx \frac{10 \sqrt{0.0576} (K_a - 1)}{\sqrt{2} (R_x)^{0.1}} \quad (13)$$

С учетом (3) получаем окончательно

$$\frac{\Delta U}{U_0} \approx \frac{5 \sqrt{0.0576} [\mu]_0 c}{(R_x)^{0.1}} \quad (14)$$

Получили качественные соотношения для связи величины эффекта Томса с характеристиками пограничного слоя и раствора. Еще раз отметим основные факторы, ко-

торые следует учитывать более точно, если необходимо получить количественные данные. Во-первых, необходимо учесть конечность удлинения частиц, мы же предполагали его $\gg 1$. При этом может оказаться μ_x заметно больше μ_0 . Нужно также принять во внимание, что удлинение деформируемой частицы зависит от напряжения касательного трения. Во-вторых, для нахождения вида функции $f(v_y/v_0)$ (8) необходимы теоретические и экспериментальные исследования зависимости толщины вязкого подслоя раствора от интенсивности поперечных пульсаций скорости в вязком подслое и слое перехода.

Окончательное выражение (14) не только правильно отражает закономерности турбулентного течения растворов цепочечных макромолекул, но и дает количественно величины, которые согласуются с экспериментальными данными. Так, например, при вязкости раствора $\mu = 2$ снз и числе Рейнольдса $R_x = 10^7$ выигрыш в скорости согласно формуле (15) получается в два раза. Это хорошо согласуется с экспериментами [1-7], в которых величина выигрыша в скорости составляет 30—50%.

В заключение следует остановиться на зависимости эффекта Томса от концентрации раствора (формула (14)): с ростом концентрации его величина возрастает. Экспериментально же установлено, что каждый полимер имеет оптимальную концентрацию, при которой эффект Томса максимален, а при дальнейшем ее увеличении эффект падает. Однако этот факт не противоречит зависимости (14), так как она получена для очень разбавленных растворов и, таким образом, может характеризовать только часть зависимости $U^{-1}_0 \Delta U$ от c .

Поступила 21 X 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. T o m s B. A. Some observations on the flow of linear polymer solutions through straight tubes at large Reynolds number. Proc. 1-st Inter. Rheol Congr 1948 Holland. North Holland Publishing Co., Amsterdam, 1949.
2. D o d g e D. W., M e t z n e r A. B. Turbulent flow of non-Newtonian systems. A. J. Ch. E. Journal., 1959, vol. 5, No. 2.
3. S h a v e r R. G., M e r r i l l E. M. Turbulent flow of pseudoplastic polymer solutions in straight cylindrical tubes. A. J. Ch. E. Journal, 1959, vol. 5, No. 2.
4. M e t z n e r A. B., P a r k M. G. Turbulent flow characteristics of viscoelastic fluids. J. Fluid Mech., 1964, vol. 20; No. 2.
5. F a b u l a A. G. The Toms phenomenon in the turbulent flow of very dilute polymer solutions. Proc. 4-th Internat. Congr. Rheol., 1963, p-t 3. New York — London — Sydney, Interscience, 1965.
6. H o u t J. W., F a b u l a A. G., The effect of additives on fluid friction. 5-th Sympos. Naval. Hydrodynam. Ship Motions and Drag Reduct., Bergen, 1964, Washington, D. C., Office Naval Res.— Dept. Navy, 1966.
7. К о б е ц Г. Ф., З а в њ я л о в а В. С., К о м а р о в а М. Л. Влияние слизи рыб на турбулентное трение. Сб. «Гидродинамические вопросы бионики» Киев, 1968.
8. B o b k o w i c z A. J., G a u v i n W. H. The turbulent flow characteristics of model fibre suspensions. Canad. J. Chem. Engng., 1965, vol. 43, No. 2.
9. E l a t a C., L e h r e r J., K a h a n o v i t z A. Turbulent shear flow of polymer solutions. Israel J. Technology, 1966, vol. 4, No. 1.
10. J a c k l e y D. N. Drag - reducing fluids in a frey turbulent jet. Internat. Shipbuild. Prog, 1967, vol. 14, No. 152.
11. S e y e r F. A., M e t z n e r A. B. Turbulent flow properties of viscoelastic fluids. Canad. J. Chem. Eng., 1967, vol. 45, No. 3.
12. К о б е ц Г. Ф. О механизме влияния растворенных макромолекул на турбулентное трение. Сб. «Гидродинамические вопросы бионики», Киев, 1968.
13. Ц в е т к о в В. Н., Э с к и н В. Е., Ф р е н к е л ь С. Я. Структура макромолекул в растворах. М., «Наука», 1964.
14. K u h n W., K u h n H., B u c h n e r P. Hydrodinamisches verhalten von makromolekülen in Lösungen. Ergebn. exakt. Naturwiss., 1951, Bd. 25.
15. Х а б а х п а ш е в а Е. М., П е р е п е л и ц а Б. В. Поля скоростей и турбулентных пульсаций при малых добавках к воде высокомолекулярных веществ. Инж.-физ. ж., 1968, т. 14, № 4.
16. Х и н ц е И. О. Турбулентность. М., Физматгиз, 1963.
17. Ш л и х т и н г Г. Теория пограничного слоя. М., Изд-во иностр. лит. 1956.