

УДК 532.62

## Гидродинамика облитерационного явления в системах автоматики

В. Ц. Ванчиков

Иркутский государственный университет путей сообщения, г. Иркутск, Россия

*С позиции общности проявления контактных сил анализируется когезия частиц жидкости, протекающей сквозь капиллярную трубку, к пристенному слою (в случае облитерационного явления). При этом найдено условие возникновения когезионного взаимодействия частиц потока жидкости с частицами пристенного слоя.*

Наличие вязкого подслоя (пристенного слоя) доказано экспериментально [1, 2]. В работе [3] выявлены некоторые факторы, которые приводят к увеличению толщины пристенного слоя. Здесь же говорится о существовании параметра, примерно равного 0,16, при действии упругой силы и силы сопротивления поверхности обтекания движению вязкой жидкости. Вместе с тем согласно теории перколяции доля пространства, примерно равная 0,16, является критической для протекания [4].

Поэтому задача определения причины увеличения толщины пристенного слоя и существования параметра  $C_\xi$  при действии контактных сил представляется весьма актуальной для понимания физики прочности твердых тел, для решения прикладных задач теории трения скольжения, теории пристенного слоя в системах гидравтоматики.

Цель работы — с позиции общности проявления контактных сил определить гидродинамику пристенного слоя в капиллярах в случае облитерационного явления.

### Постановка задачи

Согласно Я. И. Френкелю [3], максимальное сдвиговое напряжение  $G_{ch}$ , которое необходимо приложить к одной части идеального кристалла, чтобы сдвинуть относительно другой его части, будет

$$G_{ch} = \frac{G}{2\pi}, \quad (1)$$

где  $G$  — модуль сдвига.

Иными словами, согласно (1) нужно преодолевать упругое сопротивление, величина которого при деформации изменяется периодически, повторяясь на межузловое расстояние решетчатого кристалла. По этой причине прочность на сдвиг много меньше модуля сдвига, рассчитанного в предположении, что последний происходит одновременно вдоль всей плоскости соприкосновения. Такое представление также согласуется с гипотезой Л. Брэгга о существовании некоторого расстояния между положениями, около которых атомы кристалла совершают колебания.

Если пространство контакта, образованного силами взаимного притяжения и отталкивания атомов кристалла, заменить моделью объема, заполненного упругими сферами, то, очевидно, получим аналогичную задачу твердых сфер теории перколяции. Причем коэффициент пропорциональности  $1/2\pi$  между сдвиговым усилием и модулем сдвига идеального кристалла оказывается количественно равным вышеуказанному значению критической доли пространства. В другом примере, приведенном в работе [3], показано, что при соотношении, примерно равном 0,16, сдвигового напряжения  $F/S$ , возникающего в вязком подслое, к динамическому давлению (сдвиговому усилию) потока  $\rho W^2$  наблюдается увеличение толщины вязкого подслоя (где  $F$  — сила, действующая параллельно поверхности, площадь которой равна  $S$ ;  $\rho$  — плотность жидкости;  $W$  — скорость течения жидкости).

Следовательно, можно сделать предположение, что при величине расхода жидкости, соответствующей критическому объему заполнения упругими сферами, область соприкосновения и свойства потока жидкости меняются, распадаются на отдельные, отличающиеся прочностью на сдвиг, причем микроскопическая толщина пристенного слоя с течением времени возрастает до макроскопических размеров (до  $10^{-4}$  м в случае облитерации капилляра [3, 5]).

### Параметр $1/2\pi$ в пристенном слое

В соответствии с вышеуказанной гипотезой преобразуем формулу Гагена-Пуазейля в следующем виде:

$$\frac{V}{t} = \pi^3 \left[ \left( \frac{1}{2\pi} \frac{\pi r^2}{\eta} \right) \left( \frac{1}{2\pi} r^2 \right) \left( \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta P}{l} \right) \right], \quad (2)$$

где  $V$  — "жидкий объем" [2] (малый кубический элемент жидкости);

$t$  — время истечения;

$\pi r^2$  — площадь поперечного сечения трубки, размеры которой соизмеримы с толщиной пристенного слоя;

$\eta$  — динамический коэффициент вязкости;

$\Delta P$  — перепад давления;

$l$  — единица длины трубки, размеры которой соизмеримы с толщиной пристенного слоя. (Следует отметить, что указанное преобразование раскрывает физический смысл числа два в законе Гагена-Пуазейля, причем составляющая силы сопротивления, оказываемая силой адгезии поверхности обтекания, учтена в виде множителя  $r^2$  [3]).

Гидродинамическое сопротивление, которое оказывают твердые границы движущейся около них жидкости по закону Бернулли, можно учесть следующим образом:

$$\left( \frac{\rho W_1^2}{2} + \rho g h_1 + P_1 \right) - \left( \frac{\rho W_2^2}{2} + \rho g h_2 + P_2 \right) = h_W, \quad (3)$$

где  $h_W$  — величина диссипации механической энергии единицы объема жидкости в единицу времени [6, 7];

$\rho g h$  — весовое давление.

Величина  $\Delta P/l$  в формуле (2) равна потере давления на единицу длины трубки. Если трубка расположена горизонтально ( $h_1 = h_2$ ) и сечение ее постоянно, то  $W_1 = W_2$ . Тогда, согласно формуле (3) находим

$$\frac{\Delta P}{l} = \frac{h_W}{l}.$$

Таким образом, формула (2) отображает реальную картину физики вязкого течения в окрестности твердого тела, при этом учтены: параметр, характеризующий геометрические свойства пристенной зоны жидкости и используемый при адгезии жидкости и твердого тела; динамический коэффициент вязкости, характеризующий когезионное взаимодействие слоев жидкости; сопротивление, оказываемое адгезионным взаимодействием молекул жидкости и твердого тела.

Для раскрытия физического содержания параметра  $1/2\pi$  в уравнении (2) воспользуемся аналогией, встречающейся в электродинамике. Сила взаимодействия двух проводников тока содержит иррациональный множитель в форме  $2\pi$ , не входящий в саму константу коэффициента пропорциональности

$$\frac{F}{l} = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{J_1 J_2}{r} = 0,16\mu_0 \frac{J_1 J_2}{r},$$

где  $\mu_0$  — магнитная постоянная;

$J_1$  и  $J_2$  — токи;

$r$  — расстояние между проводниками;

$l$  — длина проводника.

Такая модель описания физического пространства, видимо, обусловлена тем, что учитываются геометрические свойства, связанные с электромагнитной природой статического взаимодействия совокупности поверхностных молекул вещества, в динамическом проявлении макроскопического физического поля.

Следовательно, можно сделать предположение, что параметр  $1/2\pi$  в уравнении (2) отражает дискретность элементов, заполняющих пространство контакта, а так-

же сферическую симметрию природы статического и динамического проявлений фундаментальных взаимодействий микрочастиц.

С помощью параметра  $C_\xi = 1/2\pi$  определим в формуле (2) кинематические и динамические характеристики вязкого подслоя на "жидкой линии" или "жидкой поверхности" контакта размером порядка "жидкой частицы". (В гидромеханике понятие "жидкая частица" означает малый или конечный объем континуума, состоящий во время движения из одних и тех же молекул [2]). Расход "жидкого объема" выражается как

$$Q = \pi^3 \left[ \left( C_\xi \frac{\pi r^2}{\eta} \right) \left( C_\xi r^2 \right) \left( C_\xi \frac{\Delta P}{l} \right) \right] = C_\xi^3 \frac{\pi^4 r^4 \Delta P}{\eta l}. \quad (4)$$

Для отыскания скорости жидкой частицы применим уравнение Пуассона [2]

$$\nabla^2 W = \frac{\Delta P}{\eta l}, \quad (5)$$

отсюда, подставляя уравнение (5) в (4), имеем

$$Q = C_\xi^3 \pi^4 r^4 \nabla^2 W. \quad (6)$$

Вместе с тем расход жидкого объема через поверхность  $S$  будет

$$Q = WS. \quad (7)$$

Приравнявая выражения (7) и (6) и умножая обе части равенства на  $\rho$ , получим

$$\rho WS = \rho C_\xi^3 (\pi S)^2 \nabla^2 W. \quad (8)$$

Импульс силы жидкой частицы представим в "гидравлической" форме

$$Ft = \rho WV, \quad (9)$$

где  $V$  — объем жидкой частицы.

По аналогии с системой Максвелла-Лоренца силовое действие "истинного микрополя" — некомпенсированного поля молекулы на поверхности твердого тела — в силу центральной симметрии может быть принято приближенно в форме полусферы. Поэтому множитель  $r^2$ , учитывающий суммарное адгезионное действие поверхностных молекул твердого тела на молекулы жидкости, кроме нормальной составляющей, имеет продольную составляющую. С учетом этого, подставляя выражение (9) в (8) и полагая, что  $S = l^2$  и  $V = l^3$ , находим

$$\frac{1}{\rho} \frac{Ft}{l} = \left[ \left( C_\xi S \right) \left( \frac{1}{4} \nabla^2 W \right) \right] S = Q. \quad (10)$$

При режиме течения, когда возникает явление увеличения толщины пристенного слоя, импульс силы жидкой частицы на единицу длины трубки, соизмеримой с толщиной пристенного слоя, количественно равен расходу.

Если (10) представить в виде

$$\frac{1}{\rho} \frac{Ft}{S} = \left[ (C_{\xi} S) \left( \frac{1}{4} \nabla^2 W \right) \right] l = v, \quad (11)$$

то получим выражение, характеризующее кинематическую вязкость.

Следовательно, при режиме течения, когда возникает явление когезии жидкой частицы к "жидкой поверхности" пристенного слоя, импульс силы жидкой частицы на поверхности контакта, соизмеримой с площадью поперечного сечения трубки, равен кинематической вязкости пристенного слоя.

Аналогично находим

$$\frac{1}{\rho} \frac{Ft}{V} = \left[ (C_{\xi} S) \left( \frac{1}{4} \nabla^2 W \right) \right] = W. \quad (12)$$

При режиме течения, когда происходит процесс отрыва жидкой частицы от поверхности пристенного слоя, импульс силы на объем жидкой частицы равен скорости движения.

Если запишем уравнение (10) иначе, то получим формулу Ньютона

$$F = \frac{\left[ (C_{\xi} S) \left( \frac{1}{4} \nabla^2 W \right) \right]}{t} V \rho = m \frac{W}{t}. \quad (13)$$

Поэтому формулы (10)—(13) можно рассматривать как специфичные формы для описания движения совокупности молекул жидкости, составляющих жидкую частицу или жидкий объем в случае облитерационного явления капиллярной трубки. В соответствии с теорией перколяции [4] множитель  $C_{\xi} \cdot S$ , выражения (13) показывает, что при критическом значении заполнения пространства контакта упругими сферами (молекулами) наблюдается явление когезии жидкой частицы к "жидкой поверхности" пристенного слоя. Согласно теореме

Коши-Гельмгольца [2] множитель  $\frac{1}{4} \nabla^2 W$  выражения (13) указывает на деформационную составляющую жидкой частицы. Следовательно, в уравнении (10) скорость жидкой частицы, состоящей из совокупного множества молекул, содержит информацию о слипании молекул между собой и одновременном разрушении когезионных связей.

Уравнению движения жидкости вблизи твердой поверхности можно придать следующую форму:

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial W} = \frac{\partial L}{\partial r}, \quad (14)$$

где  $L$  — функция Лагранжа;

$r$  — расстояние до поверхности твердого тела.

Согласно работе [5] уравнение (14) преобразуется к виду

$$m \frac{dW}{dt} = - \frac{\partial U}{\partial r},$$

откуда видно, что вектор  $\vec{F} = - \frac{\partial U}{\partial r}$ , стоящий в правой стороне уравнения (14), является силой адгезии твердого тела, действующей на жидкую частицу. При этом энергия статистического взаимодействия  $U$  стремится к нулю при увеличении расстояния  $r$ .

Итак, в соответствии с формулой (1) при соотношении  $\approx 0,16$  сдвигового напряжения в пристенном слое к сдвиговому усилию потока возникает когезия жидкой частицы к "жидкой поверхности" пристенного слоя.

В работе [3] экспериментально установлено, что при расходе  $\approx 1$  л·мб/с наблюдается когезия жидких частиц потока воды к "жидкой поверхности" пристенного слоя. Иначе говоря

$$\frac{1}{\rho} \frac{Ft}{l} = \frac{V}{t} \approx 1 \frac{\text{л} \cdot \text{мб}}{\text{с}}.$$

С учетом того, что  $V = l^3$ , найдем  $l = 10^{-3}$  м, численный расчет дает  $F \approx 1 \cdot 10^{-9}$  Н.

Найденное значение силы когезии оказалось по величине равным порядка возвращающей силы, действующей на микрочастицу при удалении ее из молекулярной энергетической ямы твердого тела [6—8].

Таким образом, некомпенсированная энергия поверхностных молекул твердого тела определяет гидродинамику пристенного слоя. Этот факт, очевидно, является причиной того, что в окрестности твердого тела силы вязкости должны относиться к силам инерции аналогично гипотезе Френкеля (1)

$$v = \frac{1}{2\pi} (Wl) \text{ или } \text{Re} = 2\pi.$$

Действительно, данный результат подтверждается экспериментально [3].

### Заключение

Некомпенсированная энергия поверхностных молекул твердого тела определяет гидродинамику пристенного слоя. При этом параметр  $1/2\pi$  обусловлен одинаковыми свойствами в динамическом проявлении контактных сил, зависящих от макромасштабной геометрии реальных дискретных объектов, связанных между собой силами взаимного притяжения и отталкивания молекул твердого тела и жидкости, находящейся в пристенном слое.

### Литература

1. Рабинович Е. З., Евгеньев А. В. Гидравлика. — М.: Недра, 1987.

2. Емцов Б. Т. Техническая гидромеханика. — М.: Машиностроение, 1978.

3. Ванчиков В. Ц. Гидродинамические свойства и методы управления вязким подслоем технических систем: Дис. ... канд. техн. наук. — Улан-Удэ, 2001.

4. Эфрос А. Л. Физика и геометрия беспорядка. — М.: Наука, 1982. С. 119.

5. Нагорный В. С., Денисов А. А. Устройство автоматики гидро- и пневмосистем. — М.: Высш. шк., 1991. С. 18.

6. Архангельский М. М. Курс физики. Механика. — М.: Просвещение, 1975.

7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика. Электродинамика. — М.: Наука, 1976. С. 20.

8. Суорц К. Э. Необыкновенная физика обыкновенных явлений. — М.: Наука, 1986. Т. 1. С. 223.

Статья поступила в редакцию 16 июня 2005 г.

## Hydrodynamics of covering phenomenas in system of the automation

V. C. Vanchikov

Irkutsk railway state university, Irkutsk, Russia

*With positions of the generalities of the manifestation of contact power is analysed connection particles to liquids, running through the drafty capillary tube, to nagged layer (in the event of covering phenomenas). The condition was found of the origin of connection interactions of the particles of the flow to liquids with particle nagged layer.*

УДК 536.24

## Экспериментальное исследование лучистого теплообмена между телами

В. А. Сухнев

ЦНИИМаш, г. Королев, Россия

*Проведено экспериментальное исследование лучистого теплообмена между телами с целью проверки ряда предположений, используемых при теоретических расчетах подобных процессов.*

При расчете лучистого теплообмена между телами, находящимися в диатермической среде, как правило, делается ряд предположений. Принимается, что тела являются серыми, диффузно излучающими и диффузно отражающими [1—5]. Справедливость этих предположений для расчета лучистого теплообмена может быть проверена лишь экспериментально. Этому вопросу и посвящена настоящая работа.

Экспериментально исследовался лучистый теплообмен между двумя параллельными соосными дисками с различными значениями степени черноты поверхности  $\varepsilon$ . В качестве излучающих покрытий использовались черный лак, алюминиевая краска и полированная медь. Результатом исследований явилось определение лучистого сальдо, т. е. теплового потока, теряемого диском за счет теплообмена с другим диском и с окружающим пространством. Определение лучистого сальдо проводилось с помощью калориметрирования в стационарных условиях. Для этой цели была использована калориметрическая модель, схема которой приведена на рис. 1. Излучающим телом является медный диск 1 с покрытием 2, имеющим заданное значение степени черноты  $\varepsilon$ . На обратной стороне диска расположен по-

догреватель 3 из нихромовой проволоки диаметром 0,1 мм.

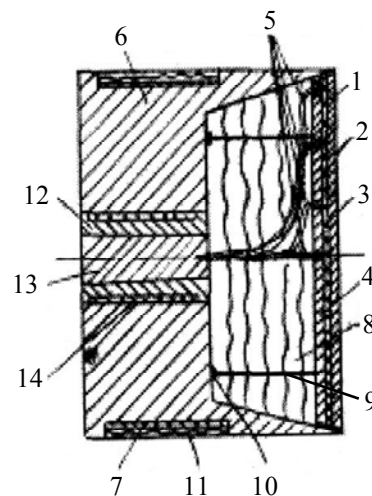


Рис. 1. Схема калориметрической модели