

## ОЦЕНКА ДЛИНЫ ПРОСКАЛЬЗЫВАНИЯ ПРИ ТЕЧЕНИИ ЖИДКОСТИ В МИКРОКАНАЛАХ

**Ковецкая Ю.Ю.**

*Институт технической теплофизики НАН Украины, ул. Желябова 2а, Киев 03057, Украина*

Представлено огляд досліджень явища проковзування при перебігу рідини в мікро і наноканалах. Проведено аналіз теоретичних і експериментальних даних, що характеризують довжину ковзання. Показано, що значення довжини проковзування на стінках каналу залежить від характерних розмірів каналу, хімічних і фізичних параметрів стінки і рідини.

Представлено огляд досліджень явища проковзування при перебігу рідини в мікро і наноканалах. Проведено аналіз теоретичних і експериментальних даних, що характеризують довжину ковзання. Показано, що значення довжини проковзування на стінках каналу залежить від характерних розмірів каналу, хімічних і фізичних параметрів стінки і рідини.

Представлено огляд досліджень явища проковзування при перебігу рідини в мікро і наноканалах. Проведено аналіз теоретичних і експериментальних даних, що характеризують довжину ковзання. Показано, що значення довжини проковзування на стінках каналу залежить від характерних розмірів каналу, хімічних і фізичних параметрів стінки і рідини.

Библ. 26, рис. 5, табл. 1.

**Ключевые слова:** микроканал, длина проскальзывания, гидрофобная поверхность.

$h$  – половина ширины канала;  
 $l$  – длина проскальзывания молекул газа;  
 $m$  – масса молекулы;  
 $n$  – плотность;  
 $R$  – радиус канала;  
 $u$  – скорость;  
 $y$  – координата;  
 $Kn$  – число Кнудсена;  
 $\beta$  – длина проскальзывания;  
 $\gamma$  – напряжение сдвига;

$\delta$  – толщина газовой прослойки;  
 $\varepsilon$  – характерная энергия между молекулами;  
 $\theta_c$  – угол смачивания;  
 $\lambda$  – длина свободного пробега молекул газа;  
 $\mu$  – вязкость;  
 $\mu_b$  – объёмная вязкость;  
 $\mu_s$  – вязкость граничного слоя;  
 $\sigma$  – характерный размер между молекулами;  
 $\tau$  – время.

Изучение характера течения и теплообмена в микроустройствах стало одним из самых популярных исследований из-за их широкого применения [1-3]. Жидкости и газы отличаются по степени близости и интенсивности движения составляющих их молекул. Среднее расстояние между молекулами в газе на порядок выше, чем диаметр молекул, тогда как в жидкостях это расстояние приближается к молекулярному диаметру. По этим причинам механизм переноса массы, импульса и энергии в жидкостях отличается от такового в газах. Теоретические исследования влияния условий проскальзывания при течении газа в микроканалах представлены в работах [4-9], где с физической точки зрения влияние проскальзывания на стенке канала описывает число Кнудсена.

Явление проскальзывания жидкости на стенках каналов характеризуется неравенством скоростей на границе раздела фаз и условия проскальзывания зависят от характерных размеров канала, химических и физических параметров поверхности стенки [10-13]. Простейшая модель проскальзывания жидкости на твердой поверхности предполагает, что тангенциальная сила, действующая на единицу площади поверхности, пропорциональна скорости проскальзывания жидкости на поверхности. В случае течения ньютоновской жидкости на

стенке канала задаются граничные условия Навье в виде

$$u_w = \beta \left( \frac{du}{dy} \right)_{y=0}, \quad (1)$$

где  $u_w$  – скорость скольжения на стенке,  $\beta$  – длина проскальзывания, которая характеризует расстояние, на котором профиль скорости экстраполируется к нулевому значению. Для условия прилипания жидкости к поверхности  $\beta=0$ .

На скольжение оказывают влияние угол контакта жидкости с поверхностью, напряжение сдвига, давление, вязкий нагрев, количество и природа растворенного газа в жидкости, электрические характеристики, шероховатость поверхности [10].

Взаимодействие жидкости с твердой поверхностью рассматривается на различных масштабах, различают три типа скольжения на межфазной границе [10,14]:

### Молекулярное скольжение

Молекулярное скольжение определяется силами взаимодействия молекул жидкости между собой и со стенками канала и предсказывает длину проскальзывания жидкости в микроканалах с гидрофобной поверхностью порядка 20...30 нм.

**Наблюдаемое скольжение**

Длина проскальзывания, наблюдаемая в экспериментах на микроскопических масштабах, значительно отличается от молекулярной длины скольжения. Длина проскальзывания, полученная в результате измерения скорости течения жидкости в микроканалах с гидрофобной стенкой, оценивается в 0,92 микрон [13,15].

**Эффективное скольжение**

Рассматривается длина проскальзывания жидкости, усредненная по характерному масштабу неоднородности поверхности стенки. Скольжение является кажущимся в результате образования на стенке канала тонкого граничного слоя с пониженной вязкостью [13,16].

В работе [10] представлен обзор различных методов исследования условий проскальзывания жидкости при течении в микроканалах. Моделирование течения жидкости в каналах методом Молекулярной Динамики (МД) с использованием потенциала Ленарда-Джонсона приводит к значениям длины проскальзывания изменяющихся в диапазоне от 2 нм до 100 нм. Показано влияние геометрических характеристик течения и физических параметров взаимодействия молекул жидкости со стенкой на длину проскальзывания. В частности получена зависимость длины проскальзывания от величины угла контакта жидкости с поверхностью  $\theta_c$ , согласно которой с увеличением угла  $\theta_c$  длина проскальзывания увеличивается и может быть больше молекулярного масштаба  $\sigma$ .

В работе [12] рассматривается влияние величины напряжения сдвига на длину проскальзывания в плоском течении Куэтта между двумя параллельными пластинами. Моделирование методом МД показало, что для не-

больших значений напряжений сдвига длина проскальзывания постоянная и для разных жидкостей находится в пределах от  $2\sigma$  до  $18\sigma$ , где  $\sigma=2,89 \cdot 10^{-10}$  м для воды.

На рис. 1 приведены зависимости относительной длины проскальзывания  $L_s/\sigma$  от напряжения сдвига  $\dot{\gamma}$  и относительных параметров взаимодействия молекул  $\sigma^{wf}$ ,  $\epsilon^{wf}$ ,  $n^w$ . Параметры  $\sigma^w$ ,  $\epsilon^{wf}$  отнесены к значениям для жидкости, параметр  $n^w$  равен отношению плотности стенки к плотности жидкости. Рассчитанные длины проскальзывания для малых значений напряжения сдвига  $\dot{\gamma}$  постоянны и изменяются в пределах от  $2\sigma$  до  $18\sigma$ , что согласуется с диапазоном изменения значений молекулярной длины проскальзывания. Существует критическое значение напряжения сдвига  $\dot{\gamma}_c$ , выше которого длина проскальзывания резко увеличивается. Для значений  $\dot{\gamma}_c=0,1/\tau$ , где  $\tau=(m\sigma^2/\epsilon)^{1/2}$  получена следующая зависимость для  $L_s$  (рис. 2).

$$L_s = L_s^0 \left( 1 - \frac{\dot{\gamma}}{\dot{\gamma}_c} \right)^{-\frac{1}{2}}, \quad (2)$$

где  $L_s^0$  – длина проскальзывания для  $\dot{\gamma} < \dot{\gamma}_c$ .

Результаты моделирования течения жидкости в микроканалах методом МД иногда трудно интерпретировать в пределах континуума по вычислительным причинам. Моделирование методом МД ограничено десятками тысяч атомов, это ограничивает размер моделируемой физической системы. Кроме того не всегда удается соотносить молекулярные явления и явления, описываемые в рамках сплошной среды.

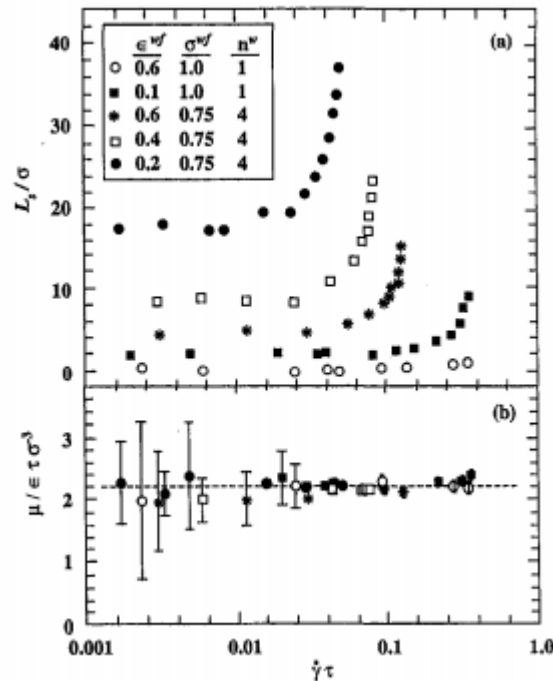


Рис. 1. Изменение длины проскальзывания и вязкости как функции сдвига [12].

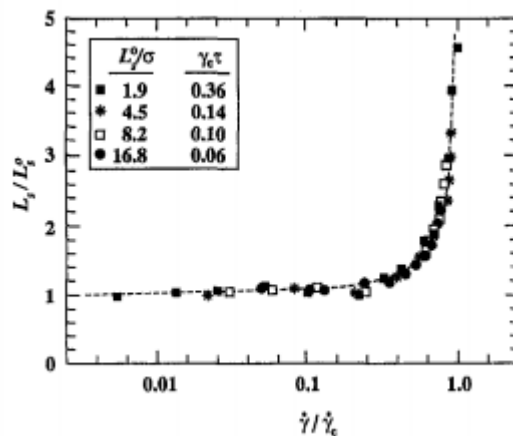


Рис. 2. Универсальное соотношение для длины проскальзывания в зависимости от напряжения сдвига [12].

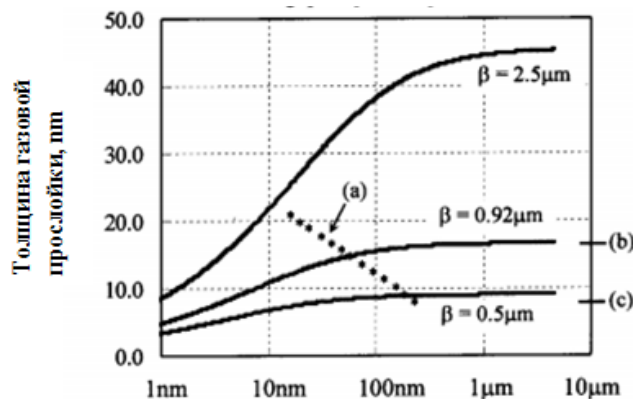


Рис. 3. Толщина воздушной прослойки как функция расстояния между пластинами. Значения экспериментально измеренных длин проскальзывания обозначены: а) – [18]; б) – [15]; с) – [19].

Длину проскальзывания, связанную со снижением вязкости жидкости вблизи гидрофобной поверхности можно выразить зависимостью

$$\beta = \delta \left( \frac{\mu_b}{\mu_s} - 1 \right), \tag{3}$$

где  $\delta$  – толщина слоя с измененной вязкостью. Результаты экспериментальных исследований гидрофобной стеклянной поверхности, погруженной в воду, показали присутствие нанопузырьков газа размером 20...30 нм, покрывающих полностью поверхность [17]. Показано, что гидрофобная поверхность способствует возникновению на ней газовой прослойки.

В работе [13] рассматривается два способа моделирования воздушной прослойки между жидкостью и стенкой канала: сплошной средой и разреженным газом. В случае моделирования воздушной прослойки сплошной средой при течении жидкости в зазоре между двумя бесконечными плоскими пластинами шириной  $2h$  с прослойкой воздуха на стенках толщиной  $\delta$  получено следу-

ющее уравнение для длины проскальзывания на поверхности раздела воздух-вода

$$\beta = \frac{\mu_l}{\mu_g} \delta \left( 1 + \frac{\delta}{2h} \right), \tag{4}$$

На поверхности раздела воздух-стенка принимается условие прилипания. В канале диаметром 30 мкм для условий воды и воздуха при температуре 20°C и экспериментальном значении длины проскальзывания 0,92 мкм [15], толщина воздушной прослойки  $\delta = 18$  нм, что согласуется с высотой пузырьков воздуха на гидрофобной поверхности, погруженной в жидкость. С уменьшением расстояния между пластинами длина проскальзывания увеличивается при фиксированной толщине воздушной прослойки. На рис. 3 показана зависимость толщины воздушной прослойки от ширины канала для разных значений длин проскальзывания. Из рисунка видно, что наличие эффективной прослойки воздуха на стенке не всегда может обеспечить некоторые значения длины проскальзывания, полученные в экспериментах. Поэтому этой методикой нужно пользоваться осторожно. Так

как высота газовых пузырьков на стенке порядка десятка нанометров, то предположение о сплошности газовой прослойки может быть идеализировано.

В случае моделирования воздушной прослойки средней разреженного газа граничное условие на поверхности раздела стенка-газ задается в виде [13]

$$u_w = l \left( \frac{du}{dy} \right)_{y=0}, \quad (5)$$

$$l = \frac{2}{3} \lambda \left( \frac{2-k}{k} \right)_{y=0}, \quad (6)$$

где  $k$  – коэффициент аккомодации.

Зависимость длины проскальзывания в рассматриваемом плоском канале от толщины воздушной прослойки, моделируемой разреженным газом, запишется в виде

$$\beta = \frac{1}{2h} \left( \frac{\mu_l}{\mu_g} \right) [\delta^2 + 2(l+h)\delta + 2lh]. \quad (7)$$

Принимая условия для воды и воздуха при температуре 20°C, длину свободного пробега 100 нм, коэффициент аккомодации 1, толщину воздушной прослойки 20 нм, получим  $\beta = 4,79$  мкм, что значительно превышает экспериментально определенное значение 0,92 мкм. На рис. 4 представлена зависимость длины проскальзывания  $\beta$  от толщины воздушной прослойки при  $h = 30$  мкм. Для малых значений толщины воздушной прослойки ( $\delta < 10$  нм) длина проскальзывания практически постоянная, с увеличением  $\delta$  длина проскальзывания  $\beta$  существенно увеличивается.

В работе [20] представлены результаты моделирования течения жидкости в микроканале, образованном параллельными плоскими пластинами. Механизм проскальзывания жидкости объясняется наличием области с пониженной вязкостью между жидкостью и стенками канала. Показано, что в каналах высотой больше 7,5 мкм, воздушная прослойка моделируется сплошной средой. В каналах высотой меньше 7,5 мкм для моделирования воздушной прослойки необходимо использовать методы, основанные на молекулярном подходе.

Зависимость эффективной длины проскальзывания  $\beta_{\text{eff}}$  от отношения вязкости жидкости и газа  $\mu_r = \mu_l / \mu_g$  и толщины газовой прослойки задается в виде формулы (4), где  $\delta$  зависит от высоты канала. Для канала высотой более 700 мкм ( $\text{Kn} < 10^{-3}$ ) величина газовой прослойки  $\delta = (4h^2 / \mu_r)^{1/2}$ , при этом проскальзывание на межфазной поверхности воздух-стенка не учитывается. Для канала высотой меньше 700 мкм, но больше 7,5 мкм ( $10^{-3} < \text{Kn} < 10^{-1}$ )

$$\delta = -l + \sqrt{l^2 + \frac{4h^2}{\mu_r}}, \quad (8)$$

где  $l$  – длина проскальзывания воздушной прослойки на стенках канала и задается уравнением (5). Коэффициент аккомодации  $\sigma$  изменяется в пределах от 0,5 до 1. При  $\sigma = 1$  длина проскальзывания  $\varepsilon = 0,0667$  мкм.

Увеличение давления при течении жидкости через микроканалы может уменьшить диаметр нанопузырьков в пристенном слое и, следовательно, уменьшить толщину этого слоя. Формирование нанопузырькового слоя зависит от шероховатости поверхности и скорости сдвига.

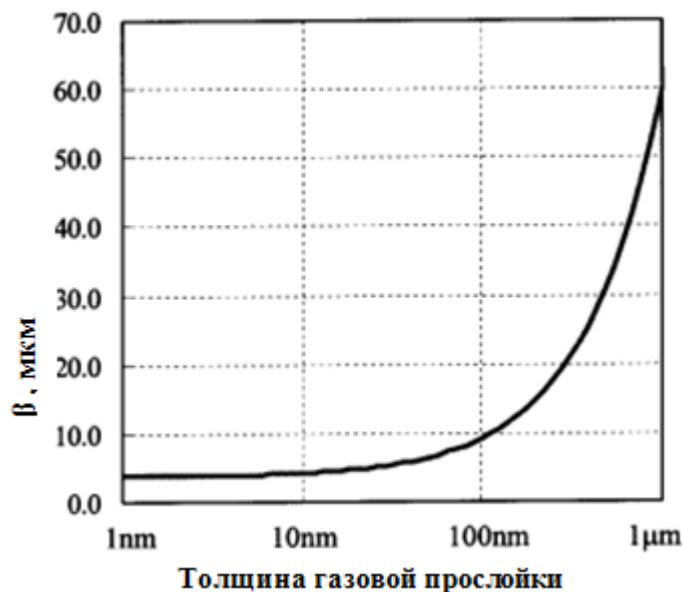


Рис. 4. Зависимость длины проскальзывания от толщины воздушной прослойки при условиях разреженного газа. Для воздушной прослойки принимается, что  $\lambda = 100$  нм,  $h = 30$  мкм, а также стандартные условия для воздуха и воды при 20°C.

Так как идеализированная модель полного покрытия гидрофобной поверхности пузырьками газа дает, как правило, завышенные значения длины проскальзывания по сравнению с экспериментальными, то некоторые исследователи рассматривают неоднородное покрытие стенки пузырьками газа [13,14,16,21,22].

В этом случае влияние газовой прослойки на длину проскальзывания оказывается слабее. Для течения жидкости в зазоре между двумя бесконечными пластинами шириной  $2h$ , с прослойкой воздуха на стенках толщиной  $\delta$ , при условии частичного проскальзывания на межфазной поверхности вода-воздух получено следующее уравнение для длины проскальзывания

$$\beta_c = \frac{2f\mu_l \left[ l\delta + \frac{\delta^2}{2} + (l + \delta)h \right]}{\mu_g(2-f)h}, \quad (10)$$

где  $f$  – часть поверхности, покрытая газом.

На рис. 5 представлены зависимости длины проскальзывания от высоты воздушной прослойки при различных значениях части поверхности, покрытой газом. Задавая условия частичного проскальзывания на стенке и сравнивая полученные результаты с результатами эксперимента, получено величину части поверхности, покрытой газом  $f=0,32$ . Такое значение части поверхности покрытой газом значительно меньше, чем экспериментально наблюдаемые в работе [17], где гидрофобная поверхность почти полностью покрыта пузырьками газа.

В работе [22] приводятся результаты экспериментальных данных для эффективной длины проскальзывания в круглых микроканалах и нанотрубках радиусом  $R$  с частичным проскальзыванием на гидрофобной поверхности (Табл.1). Область с проскальзыванием занимает  $\approx 97\%$ . Из таблицы видно, что с ростом характерного размера канала увеличивается длина и скорость скольжения.

Рассчитанное в работе [22] поверхностное заполнение пузырьками газа приблизительно 97% получено в результате сравнения рассчитанных длин скольжения с экспериментальными. В расчетах предполагается, что профили скорости полностью развиты. Однако чередование областей проскальзывания и прилипания жидкости на гидрофобной поверхности вызывает изменения профиля скорости вдоль течения. Кроме того, теоретическое решение задачи получено в двухмерном приближении, в то время как экспериментальные длины проскальзывания получена в трехмерной области.

### Выводы

Представлен обзор исследований явления проскальзывания при течении жидкости в микро и наноканалах. Проведен анализ теоретических и экспериментальных данных, характеризующих длину проскальзывания. При течении жидкости в микроканалах на длину проскальзывания оказывают влияние угол контакта жидкости с поверхностью, напряжение сдвига, давление, диссипативный нагрев, количество и природа растворенного газа в жидкости, электрические характеристики, шероховатость поверхности.

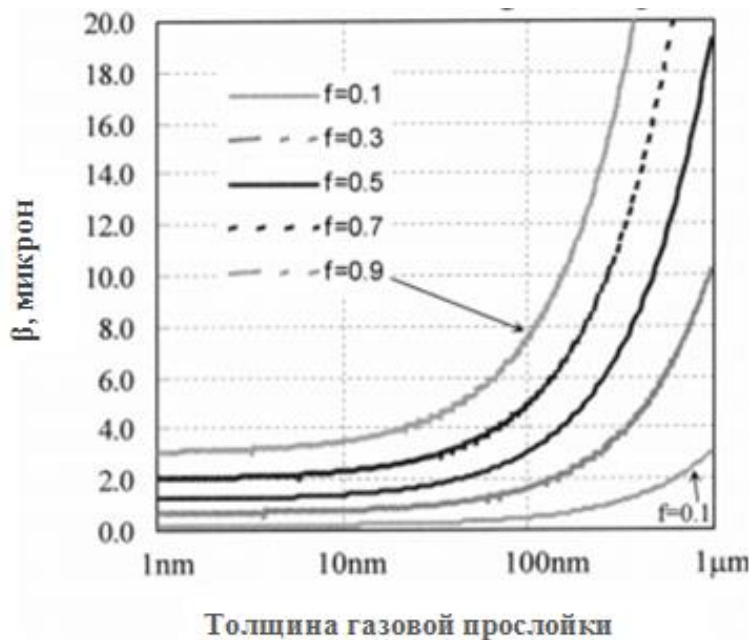


Рис. 5. Зависимость длины проскальзывания от толщины воздушной прослойки с частичным покрытием поверхности газом. Принимается, что  $\lambda=100\text{нм}$ ,  $h=30\text{мкм}$ , а также стандартные условия для воздуха и воды при  $20^\circ\text{C}$ .

Таблиця 1

Источник	[23]	[24]	[25]	[15]	[26]
Используемая жидкость	Вода	Вода	Вода+глицерин	Вода	Вода
Тип поверхности	Стекло	Кварц	Акрил	Стекло	Стекло
Угол контакта жидкости с поверхностью	-	700...1100	1500	1200	-
Радиус канала, $R$	250...800 мкм	0,3...7 мкм	6...12 мм	30 мкм	40...200 нм
Напряжение сдвига, $\gamma$	100...3000 с <sup>-1</sup>	1...10000 с <sup>-1</sup>	25...100 с <sup>-1</sup>	200 с <sup>-1</sup>	300...5000 с <sup>-1</sup>
Длина проскальзывания, $\beta_{eff}$	2...8 мкм	20...90 нм	200...450 мкм	1 мкм	10...30 нм
Скорость проскальзывания	0,3...25 мм с <sup>-1</sup>	0,02...500 мкм с <sup>-1</sup>	1 см с <sup>-1</sup>	200 мкм с <sup>-1</sup>	3...150 мкм с <sup>-1</sup>
Отношение $\beta_{eff}/R$	0,01	0,005...0,1	0,03	0,03	0,08...0,2
Область проскальзывания	97%	96,5...97%	97%	97%	97%

Исследования на основе молекулярной динамики течения в микроканалах с гидрофобными стенками показало, что длина проскальзывания порядка 20 нм. Это значительно меньше значений, наблюдаемых в эксперименте.

Введение эффективной (кажущейся) длины проскальзывания предполагает существование вблизи гидрофобной поверхности тонкого слоя пузырьков газа или слоя с пониженной вязкостью и плотностью жидкости.

Так как идеализированная модель полного покрытия гидрофобной поверхности пузырьками газа дает, как правило, завышенные значения длины проскальзывания по сравнению с экспериментальными, то некоторые исследователи рассматривают неоднородное покрытие стенки пузырьками газа. В этом случае влияние слоя с пониженной вязкостью на длину проскальзывания оказывается слабее.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Коновалов Д.А., Лазаренко И.Н., Кожухов Н.Н., Дроздов И.Г. Разработка методов интенсификации теплообмена в микроканальных теплообменниках гибридных систем термостабилизации // Вестник Воронежского государственного университета. – 2016. – Т.12, №3. – С. 21 – 30.

2. Sauret A., Barney E.C., Perro A., Villiermaux E., Stone H.A. Clogging by sieving in microchannels: Application to the detection of contaminants in colloidal suspensions // Applied Physics Letters. – 2014. – V. 105(7). – 074101.

3. Liedtke A.K., Scheiff F., Bornette F., Philippe R., Agar D.W., and Bellefon C. Liquid-Solid Mass Transfer for Microchannel Suspension Catalysis in Gas-Liquid and Liquid-Liquid Segmented Flow // Ind. Eng. Chem. Res. – 2015. – 54 (17). – pp. 4699 – 4708.

4. Avramenko A. A., Tyrinov A. I., Shevchuk I. V. An analytical and numerical study on the start-up flow of slightly rarefied gases in a parallel-plate channel and a pipe // Phys. Fluids. – 2015. – 27. – P. 042001-1 - 042001-18.

5. Avramenko A. A., Tyrinov A. I., Shevchuk I. V. Theoretical investigation of steady isothermal slip flow in a curved microchannel with a rectangular cross-section and constant radii of wall curvature // European Journal of Mechanics B/Fluids. – 2015. – 54. – P. 87– 97.

6. Avramenko A. A., Tyrinov A. I., Shevchuk I. V. Start-up slip flow in a microchannel with a rectangular cross section // Theor. Comput. Fluid Dyn. – 2015. – 29. – P. 351 – 371.

7. Avramenko A. A., Tyrinov A. I., Shevchuk I. V., Dmitrenko N. P., Kravchuk A. V., Shevchuk V. I. Mixed convection in a vertical flat microchannel // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2017. – 106. – P. 1164 – 1173.

8. Avramenko A. A., Tyrinov A. I., Shevchuk I. V., Dmitrenko N. P., Kravchuk A. V., Shevchuk V. I. Mixed convection in a vertical circular microchannel // International Journal of Thermal Sciences. – 2017. – 121. – P. 1 – 12.

9. Avramenko A. A., Shevchuk I. V., Kravchuk A. V. Turbulent incompressible microflow between rotating parallel plates // European Journal of Mechanics B/Fluids. – 2018. – 71. – P. 35 – 46.

10. Lauga E., Brenner M. P., Stone H.A. Microfluidics: The No-Slip Boundary Condition. Handbook of experimental fluid dynamics. – New York: Springer. – 2006. – 27p.

11. Эйжкел Я. Проскальзывание жидкости в микро и нанофлюидике: недавние исследования и их возможные применения // Научные труды НИПИ Нефтегаз ГНКАР. – 2010. – №4. – С. 62 – 66.

12. Gad-el-Hak M. The fluid mechanics of microdevices // J. Fluids Engineering. – 1999. – V. 121, №1. – P. 5 – 33.

13. Trethewey D.C., Meinhart C.D. A generating mechanism for apparent fluid slip in hydrophobic microchannels. Reprinted with permission from // Physics of Fluids. – 2004. – V. 16. – 1509

14. Беляев А.В. Гидродинамические и электрокинетические течения вблизи супергидрофобных поверхностей / Диссертация на соискание канд. физ.-мат. наук. – Москва. – 2012. – 125 с.

15. *Tretheway D.C., Meinhart C.D.* Apparent fluid slip at hydrophobic microchannel walls // *Physics of Fluids*. – 2002. – V.14, №3. – pp. 9-13.
16. *Виноградова О.И.* Особенности гидродинамического и равновесного взаимодействия гидрофобных поверхностей / Диссертация на соискание доктора физ-мат наук. Москва. – 2000. – 169 с.
17. *Tyrell J., Attard P.* Images of nanobubbles on hydrophobic surfaces and their interactions // *Physical Review Letters*. – 2001. – V.87, №17. – P.176104-1-176104-3 .
18. *Zhu Y., Granick S.* Rate-dependent slip of Newtonian liquid at smooth surfaces // *Phys. Rev. Lett.* – 2001. – V.87, №9. – pp. 096105-1 – 096105-4.
19. *Pit R., Hervet H., Leger L.* Direct experimental evidence of slip in hexadecane: Solid interfaces // *Phys. Rev. Lett.* – 2000. – V.85, №5. – pp. 980-983.
20. *Kashaninejad N., Chan W.K., Nguyen N-T.* Analytical Modeling of Slip Flow in Parallel – plate Microchannels // *Micro and Nanosystems*. – 2013. – V.5. – №4. – pp. 1 – 8.
21. *Hendy S.C., Lund N.G.* Effective slip lengths for flows over surfaces with nanobubbles: the effects of finite slip // *Jour. Of Physic Condensed Matter*. – 2009. – V.21. – pp. 144202 – 144205.
22. *Lauga E., Stone H.A.* Effective slip in pressure-driven Stokes flow // *J. Fluid Mech.* – 2003. – 489. – P. 55–77.
23. *Schnell E.* Slippage of water over nonwetable surfaces // *J. Appl. Phys.* – 1956. – V.27. – pp. 1149 – 1152.
24. *Churaev N. V., Sobolev V.D., Somov A.N.* Slippage of liquids over lyophobic solid surfaces // *J. Colloid. Interface Sci.* – 1984. – V.97. – pp. 574–581.
25. *Watanabe K., Udagawa Y., Udagawa H.* Drag reduction of Newtonian fluid in a circular pipe with a highly water-repellent wall // *J. Fluid Mech.* – 1999. – V.381. – pp. 225 – 238.
26. *Cheng J.-T., Giordano N.* Fluid flow through nanometre-scale channels // *Phys. Rev.* – 2002. – E 65. – 031206.

## ESTIMATION OF THE SLIP LENGTH IN THE FLOW OF LIQUID IN MICRO-CHANNELS

**Kovetska Y.Y.**

Institute of Engineering Thermophysics of the National Academy of Sciences of Ukraine, vul. Zhelyabova, 2a, Kyiv, 03680 Ukraine

Research review of phenomenon for slip flow in micro and nanocannels is presented in the paper. The analysis of theoretical and experimental data characterizing the slip length is carried out. In slip flow in microchannels the slip length is affected by the contact angle of the liquid with the surface, shear stress, pressure, dissipative heating, the amount and nature of the dissolved gas in the liquid, electrical characteristics, surface roughness. Studies of flow in microchannels with hydrophobic walls, which are based on molecular dynamics, showed that the slip length has order of 20 nm. This is much less than the values observed in the experiment. The introduction of an effective (apparent) slip length suggests the existence of a thin layer

of gas bubbles near the hydrophobic surface or liquid layer with low value of viscosity and density. Since the idealized model for the total coverage of a hydrophobic surface by gas bubbles gives, as a rule, overestimated values of the slip length in comparison with experimental ones, some researchers consider the inhomogeneous coating of the wall by gas bubbles. In this case, the effect of a layer with a lower viscosity on the slip length turns out to be weaker. References 26, figure 5, table 1.

**Key words:** microchannel, slip length, hydrophobic surface.

1. *Konovalov D.A., Lazarenko I.N., Kozuhov N.N, Drozdov I.G.* Razrabotka metodov intensifikatsii teploobmena v mikrokanalnyih teploobmennikah gibridnyih sistem termostabilizatsii [Development of methods for intensifying heat exchange in microchannel heat exchangers of hybrid thermal stabilization systems], *Vestnik Voronezhskogo gosudarstvennogo universiteta* [Bulletin of Voronezh State University], 2016, V.12, №3, pp. 21 – 30. (Rus).

2. Sauret A., Barney E.C., Perro A., Villermaux E., Stone H.A. Clogging by sieving in microchannels: Application to the detection of contaminants in colloidal suspensions. *Applied Physics Letters*, 2014, V. 105(7). –074101.
3. Liedtke A.K., Scheiff F., Bornette F., Philippe R., Agar D.W., and Bellefon C. Liquid–Solid Mass Transfer for Microchannel Suspension Catalysis in Gas–Liquid and Liquid–Liquid Segmented Flow. *Ind. Eng. Chem. Res.*, 2015, V.54 (17), pp. 4699 – 4708.
4. Avramenko A. A., Tyrinov A. I., Shevchuk I. V. An analytical and numerical study on the start - up flow of slightly rarefied gases in a parallel-plate channel and a pipe. *Phys. Fluids*, 2015, V.27, P. 042001-1 - 042001-18.
5. Avramenko A. A., Tyrinov A. I., Shevchuk I. V. Theoretical investigation of steady isothermal slip flow in a curved microchannel with a rectangular cross-section and constant radii of wall curvature. *European Journal of Mechanics B/Fluids*, 2015, V.54, P. 87– 97.
6. Avramenko A. A., Tyrinov A. I., Shevchuk I. V. Start-up slip flow in a microchannel with a rectangular cross section. *Theor. Comput. Fluid Dyn.*, 2015, V.29, P. 351 – 371.
7. Avramenko A. A., Tyrinov A. I., Shevchuk I. V., Dmitrenko N. P., Kravchuk A. V., Shevchuk V. I. Mixed convection in a vertical flat microchannel. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2017, V.106, P. 1164 – 1173.
8. Avramenko A. A., Tyrinov A. I., Shevchuk I. V., Dmitrenko N. P., Kravchuk A. V., Shevchuk V. I. Mixed convection in a vertical circular microchannel. *International Journal of Thermal Sciences*, 2017, V.121, P. 1 – 12.
9. Avramenko A. A., Shevchuk I. V., Kravchuk A. V. Turbulent incompressible microflow between rotating parallel plates. *European Journal of Mechanics B/Fluids*, 2018, V.71, P. 35 – 46.
10. Lauga E., Brenner M. P., Stone H.A. *Microfluidics: The No-Slip Boundary Condition*. Handbook of experimental fluid dynamics, New York: Springer, 2006, 27p.
11. Eygkel Y. Proskalyzivanie zhidkosti v mikro i nanoflyuidike: nedavnie issledovaniya i ih vozmozhnyie primeneniya [Slippage of liquid in micro and nanofluidics: recent studies and their possible applications], *Nauchnyie trudyi NIPI Neftegaz GNKAR [Scientific works of NIPI Neftegaz GNKAR]*, 2010, №4, P.62 – 66. (Rus).
12. Gad-el-Hak M. The fluid mechanics of microdevices. *J. Fluids Engineering*, 1999, V. 121, №1, P. 5 – 33.
13. Tretheway D.C., Meinhart C.D. A generating mechanism for apparent fluid slip in hydrophobic microchannels. Reprinted with permission from, *Physics of Fluids*, 2004, V. 16, 1509
14. Belyaev A.V. *Gidrodinamicheskie i elektrokineticheskie techeniya vblizi supergidrofobnykh i elektrokineticheskie techeniya vblizi supergidrofobnykh i superhydrophilic surfaces*, *Dissertatsiya na soiskanie kand. fiz-mat nauk [Thesis for the Cand. of Phys.-Mat.I Sciences]*, Moscow, 2012, 125p. (Rus).
15. Tretheway D.C., Meinhart C.D. Apparent fluid slip at hydrophobic microchannel walls. *Physics of Fluids*, 2002, V. 14, №3, pp. 9 - 13.
16. Vinogradova O.I. *Osobennosti gidrodinamicheskogo i ravnovesnogo vzaimodeystviya gidrofobnykh poverhnostey [Features of hydrodynamic and equilibrium interaction of hydrophobic surfaces]*, *Dissertatsiya na soiskanie kand.fiz-mat nauk [Thesis for the Cand. of Phys.-Mat.I Sciences]*, Moscow, 2000, 169p. (Rus).
17. Tyrell J., Attard P. Images of nanobubbles on hydrophobic surfaces and their interactions. *Physical Review Letters*, 2001, V.87, №17, P.176104-1– 176104-3.
18. Zhu Y., Granick S. Rate-dependent slip of Newtonian liquid at smooth surfaces. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, V.87, №9, pp. 096105-1 – 096105-4.
19. Pit R., Hervet H., Leger L. Direct experimental evidence of slip in hexadecane: Solid interfaces. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, V.85, №5, pp. 980-983.
20. Kashaninejad N., Chan W.K., Nguyen N-T. Analytical Modeling of Slip Flow in Parallel – plate Microchannels. *Micro and Nanosystems*, 2013, V.5, №4, pp. 1 – 8.
21. Hendy S.C., Lund N.G. Effective slip lengths for flows over surfaces with nanobubbles: the effects of finite slip. *Jour. Of Physic Condensed Matter*, 2009, V.21, pp. 144202 –144205.
22. Lauga E., Stone H.A. Effective slip in pressure-driven Stokes flow. *J. Fluid Mech*, 2003, V.489. – pp. 55–77.
23. Schnell E. Slippage of water over nonwetable surfaces. *J. Appl. Phys*, 1956, V.27, pp. 1149 – 1152.
24. Churaev N. V., Sobolev V.D., Somov A.N. Slippage of liquids over lyophobic solid surfaces. *J. Colloid. Interface Sci*, 1984, V.97, pp. 574 – 581.
25. Watanabe K., Udagawa Y., Udagawa H. Drag reduction of Newtonian fluid in a circular pipe with a highly water-repellent wall. *J. Fluid Mech*, 1999, V.381, pp. 225 – 238.
26. Cheng J.-T., Giordano N. Fluid flow through nanometre-scale channels. *Phys. Rev.*, 2002, E 65, 031206.

Отримано 20.04.2018  
Received 20.04.2018