

УДК 532.517.4

К ВОПРОСУ ОБ ОТКЛОНЕНИЯХ ОТ ЗАКОНОВ ПУАЗЕЙЛЯ, ДАРСИ ДЛЯ ПРОСТЫХ ЖИДКОСТЕЙ

Колосов Б. В.

*Филиал Уфимского государственного нефтяного
технического университета в г. Октябрьском
e-mail: bvkolosov@mail.ru*

Аннотация. Показано, что, используя модель жидкости, в которой происходят фазовые переходы изотропия-анизотропия, можно объяснить отклонения от ньютоновского поведения для простых жидкостей.

Ключевые слова: ньютоновское-неньютоновское поведение, изотропия-анизотропия, динамические фазовые переходы, критическое число Рейнольдса, простые жидкости, фильтрация, скольжение

Известно, что отклонения от законов Пуазейля, Дарси имеют место в двух диапазонах скоростей (чисел Рейнольдса, Re). При больших Re их причина, как считают большинство авторов, связана с инерционными явлениями, которые при увеличении скорости приводят к турбулентности. При малых Re (а этот диапазон отстоит от первого на 8-10 порядков) гидродинамика вязкой жидкости не предсказывает никаких отклонений, ни от закона Пуазейля для капилляров, ни от закона Дарси для пористой среды.

Между тем существует большое число опытных данных [1-5], указывающих на эти отклонения (рис. 1).

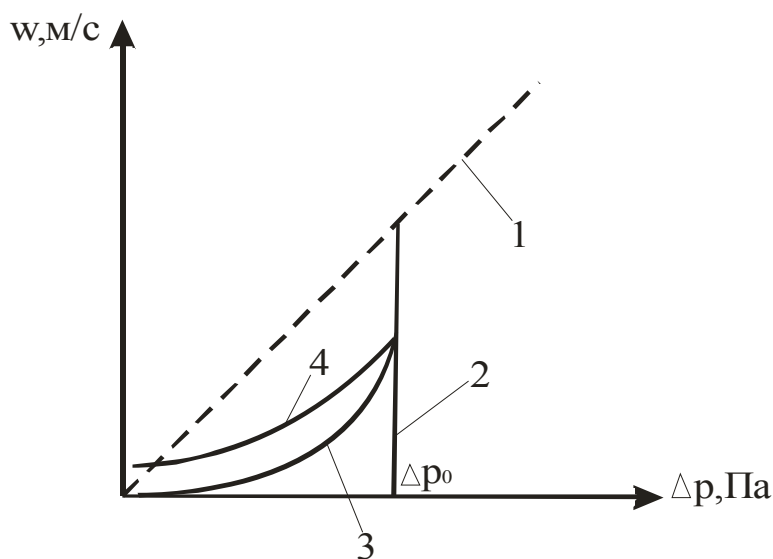


Рис. 1

На этом рисунке линия 1, исходящая из начала координат, соответствует линейной зависимости скорости жидкости w от перепада давлений, Δp (ньютоновское поведение). Подчеркнем, что рассматриваются любые маловязкие жидкости, в том числе вода, для которых зона ньютоновского поведения велика.

Линия 2 соответствует ранним экспериментам, когда предполагалось существование начального градиента сдвига. Затем многие исследователи стали предпочитать зависимость 3 с плавным выходом в начало координат. О линии 4 будет сказано ниже.

Теоретическое решение этой проблемы должно относиться к физико-химической гидродинамике, и много работ в этой области выполнено Ребиндером, Дерягиным, Чураевым и другими представителями этих широко известных школ [2, 3, 6]. Одним из важнейших результатов, полученных ими, являются представления о существовании анизотропных пристенных слоев жидкости. Это новый взгляд, потому что в классической физике считалось, что анизотропия присуща только твердым телам, а жидкости и газы изотропны.

В указанных работах толщина области анизотропной жидкости не регламентируется и часто указывается о сотнях молекулярных слоев.

В связи с этим встает вопрос о расширении этой модели и представлении, что анизотропия является объемным свойством.

Существуют подтверждения этой идеи. В работе [7], где экспериментально изучалось рассеяние света при ламинарно-турбулентном переходе сделан вывод: «изменение интенсивности света, вероятно, связано с существенно разной внутренней структурой жидкости (в данном случае воды) в состоянии покоя и ламинарного движения». Отметим, что еще Френкель [8] указывал на возникновение структуры в жидкости при наличии градиента скорости. Встает вопрос о времени существования анизотропии. Такая оценка приведена в [9]: «На малых временах имеет место сильно коррелированное движение ярко выраженного немарковского характера. Гауссовская форма восстанавливается лишь по истечении 10^{-11} с».

Можно возразить, что такое кратковременное проявление не окажет никакого влияния. Для жидкости в состоянии равновесия с этим можно согласиться так как «всплески» анизотропии, произвольно ориентированные, не нарушают (за счет процедуры осреднения) изотропную симметрию. Однако, в потоке ситуация другая. Любое, сколько угодно короткое проявление анизотропии может вызвать такую деформацию жидкости (например, образование вихря), которая способна в корне изменить всю картину течения.

На основании этих соображений в работах [10-14] предложена модель, которая предполагает существование в потоке как изотропной, так и анизотропных фаз, между которыми происходят фазовые переходы.

Управляющим параметром при этом является не температура, как в широко известных термодинамических переходах (плавление, испарение, переход в

нематическую и смектическую фазу в теории жидких кристаллов), а градиент скорости.

Изотропная фаза в этой модели описывается обычным уравнением ламинарного движения, основанном на линейном законе трения Ньютона. Для трубы он имеет вид

$$\lambda_v = \frac{64}{\text{Re}} \quad (1)$$

где: λ_v – коэффициент гидравлического сопротивления за счет кинематической вязкости ν ;

$$\text{Re} = \frac{w \cdot d}{\nu} \text{ – число Рейнольдса, } w \text{ – средняя скорость в трубе; } d \text{ – внутренний}$$

диаметр трубы.

Формула (1), как известно, определяет перепад давления ΔP на концах трубы

$$\Delta P = \lambda \frac{L}{d} \frac{\rho w^2}{2}, \quad (2)$$

где L – длина трубы; ρ – плотность жидкости (одинаковая для обеих фаз). Для анизотропной фазы в [11, 12] получен логарифмический закон скорости:

$$\frac{w_a}{w_*} = c_1 \ln \frac{yw_*}{a} + c_2, \quad (3)$$

где w_a – скорость жидкости в анизотропной фазе на расстоянии y от поверхности твердого тела; $w_* = \sqrt{\frac{\tau_a}{\rho}}$ – т.к. называемая динамическая скорость; τ_a – касательное напряжение в анизотропной фазе; a – температуропроводность.

При интегрировании по сечению канала из (3) следует закон гидравлического сопротивления для анизотропной фазы [11,12]:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda_a}} = c_3 \ln (Pe \sqrt{\lambda_a}) + c_4, \quad (4)$$

где λ_a – коэффициент гидравлического сопротивления в анизотропной фазе,

$Pe = \frac{wd}{a}$ – число Пекле. Как известно из гидравлики, применяя (2) можно получить выражение для касательного напряжения τ . В случае круглой трубы оно имеет вид

$$\tau = \lambda \frac{\rho w^2}{8}. \quad (5)$$

Очевидно, что это выражение можно использовать для обеих фаз.

Надо учитывать, что напряжение в анизотропной фазе имеет тензорный характер (т.е. закон Паскаля в ней не выполняется). Поэтому условием равновесия фаз является не равенство давлений и температур как при обычных термодинами-

ческих фазовых переходах, а равенство касательных напряжений, потому что анизотропная фаза может существовать только в динамике.

Исходя из этого условием, которое должно выполняться при смене фаз является

$$\tau_v = \tau_a. \quad (6)$$

Видно что (6) предполагает равенство плотностей и массовых расходов при фазовом переходе.

Описанная модель позволила теоретически найти постоянные c_1 и c_3 для различных потоков: в круглой трубе и плоском канале [10-12], в течении возле плоской поверхности [13]. Причем оказалось, что для трубы и плоского канала возможны, по крайней мере, две анизотропные фазы с разной симметрией: A' – учитывающая ориентирующее влияние одной поверхности и A'' – учитывающая симметрию относительно оси трубы или центральной плоскости канала. Постоянная c_2 (и связанная с ней c_4) подобрана эмпирически. По сравнению с [10] эти константы имеют другое значение в связи с использованием более широкого экспериментального материала в настоящей работе. Набор этих постоянных обеих анизотропных фаз в случае течения в круглой прямой трубе приведен в табл. 1.

Таблица 1

A'	$c_1' = \frac{1}{4} e^{2,5} = 3,045$	$c_2' = 35,62$	$c_3' = \frac{c_1'}{2\sqrt{2}} = 1,078$	$c_4' = 9,127$
A''	$c_1'' = \frac{1}{4} e^{1,5} = 1,120$	$c_2'' = 13,10$	$c_3'' = \frac{c_1''}{2\sqrt{2}} = 0,39$	$c_4'' = 3,749$

В итоге уравнение (4) для двух анизотропных фаз принимает вид :

$$\text{фаза } A' \quad \frac{1}{\sqrt{\lambda_a'}} = 1,078 \ln (Pe \sqrt{\lambda_a'}) + 9,127 ; \quad (7)$$

$$\text{фаза } A'' \quad \frac{1}{\sqrt{\lambda_a''}} = 0,396 \ln (Pe \sqrt{\lambda_a''}) + 3,749 . \quad (8)$$

Графики (1), (7), (8) приведены на рис. 2. При этом учтено, что

$$Pe = Re \cdot Pr , \quad (9)$$

где $Pr = \frac{\nu}{a}$ – число Прандтля.

Так как на рис. 2 используются координаты (λ – число Пекле) вместо привычных в гидравлике изотропной жидкости (λ – число Рейнольдса), то уравнение (1) изображается совокупностью параллельных прямых $Pr = const$.

Рис. 2 позволяет проиллюстрировать процессы, происходящие в потоке жидкости (газа). За счет градиента скорости в некоторой области изотропной среды (материнская фаза) возникает анизотропная фаза. Для равновесия этих фаз необходимо условие (6).

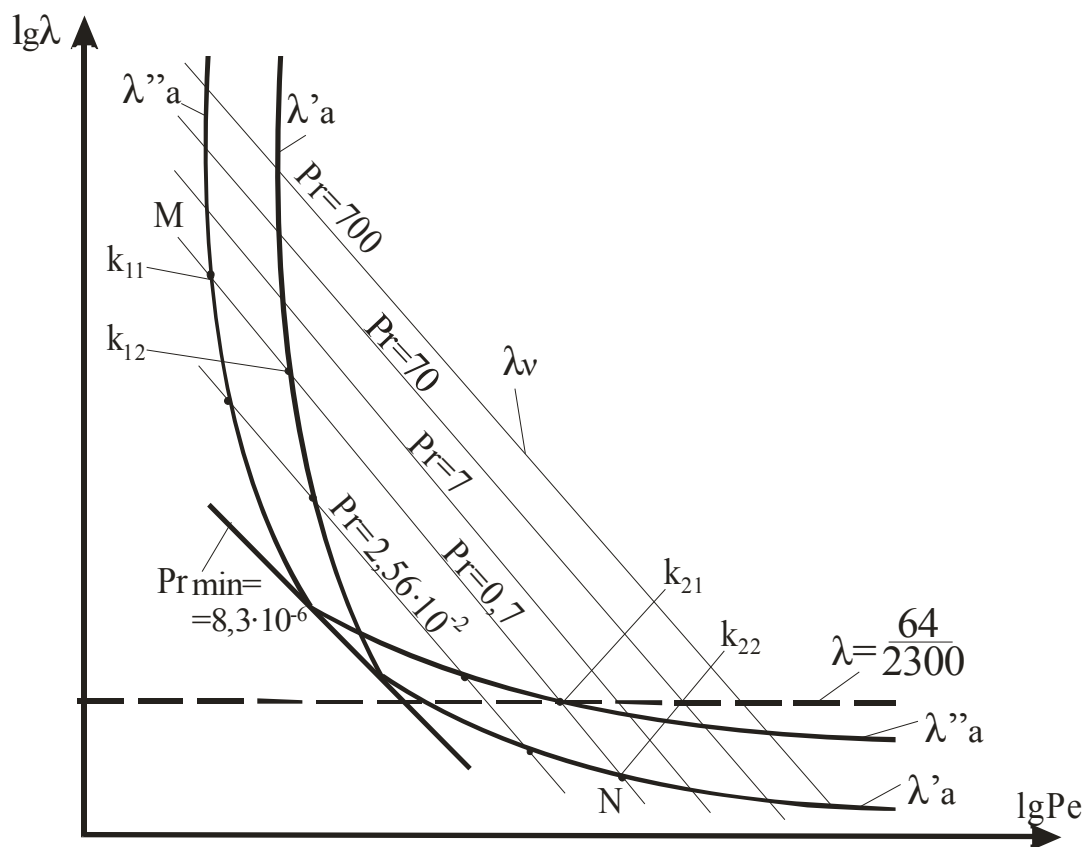


Рис. 2

Из рис. 2 следует, что существует по две точки пересечения линий λ_a и λ_v (для каждой из двух фаз A' и A'').

На линии MN, эти точки обозначены k_{11} и k_{12} (при малых скоростях) и k_{21} и k_{22} (при больших). Для примера рассмотрим равновесие фазы A' с изотропной фазой. В зоне чисел Пекле $k_{12} < Pe < k_{22}$ $\lambda'_a < \lambda_v$. Значит при одной и той же скорости $\tau'_a < \tau_v$. Поэтому для выполнения равновесия (условие (6)) жидкость, находящаяся в анизотропной фазе должна ускоряться. После чего, достигнув условия $\tau'_a = \tau_v$, анизотропная фаза распадается и превращается в изотропную. Затем процесс повторяется. Главное, что жидкость за счет эпизодических ускорений находится в «растянутом» состоянии, что обеспечивает устойчивость потока. Это и есть ламинарный режим. Правее точки k_{22} ситуация изменяется. Напряжение трения $\tau'_a > \tau_v$ (т.к. $\lambda'_a > \lambda_v$). Для выравнивания этого напряжения поток тормозится, на профиле скорости образуется точка перегиба. Из гидродинамики известно (теорема Рейли [15]), что такой профиль неустойчив. В результате создаются условия для образования вихря, что приводит к турбулентности.

Таким образом, точки k_{11} , k_{12} , k_{21} , k_{22} можно трактовать как критические точки, при которых происходит смена режимов потока. Естественно их следует сравнить с существующими критическими числами Рейнольдса ($Re_{кр}$).

Рис. 2 имеет иллюстративный характер, т.к. диапазон изменения λ и чисел Re велик (10-16 десятичных порядков). Поэтому дальнейший анализ проведем на основе сравнения численных значений k_{ij} с существующими $Re_{кр}$.

Эти данные приведены для правой области рис. 2 в табл. 2.

Таблица 2

Pr	Фаза A''				Фаза A'			
	k_{21}		$Re_{кр}$ опыт	Литер. источник	k_{22}		$Re_{кр}$ опыт	Литер. источник
	λ	$Re_{кр}$			λ	$Re_{кр}$		
$2,56 \cdot 10^{-2}$ Ртуть	0,048	1321	>800	[16]	$6,53 \cdot 10^{-3}$	9794	-	
0,7 Воздух	0,0281	2274	2000- 3000	[16,17,18]	$3,79 \cdot 10^{-3}$	16858	> 10^4	[16,17]
7,0 Вода	0,0208	3076	2400- 4000	[16,17,19]	$2,8 \cdot 10^{-3}$	22800	> 10^4	[16,17]
70 Легк.мас- ло	0,016	3990	-		$2,16 \cdot 10^{-3}$	29576	-	
700 Тяж. масло	0,0127	5017	-		$1,72 \cdot 10^{-3}$	37181		

При анализе этой таблицы надо иметь в виду, что согласно теории малых возмущений, используемой в динамике вязкой жидкости, течение Пуазейля абсолютно устойчиво, т.е. $Re_{кр}$ не существует.

Поэтому сравнение нашей теории можно делать только с опытом. Как видно из табл. 2 взаимодействие фазы A'' с изотропной фазой приводит к числу Re , которое слабо зависит от Pr. Теоретические данные для воздуха ($Pr=0,7$) и воды при $t=20^\circ C$ ($Pr=70$) в общем согласуются. Взаимодействия фазы A' приводит к существенно большому числу Re . Следует отметить, что в гидравлике давно было отмечено, что для течения в трубах и каналах существуют два критических числа $Re_{кр}$: нижнее и верхнее. Нижнее соответствует входу в трубу с острой кромкой, а верхнее – плавному входу с закруглением. Из табл. 2 видно, что эти данные согласуются для воздуха и воды с теоретическими расчетами как количественно, так и качественно (действительно при входе с острой кромкой возникает фаза A'' отражающая осевую симметрию трубы, а для скругленного входа в потоке формируется фаза A' с симметрией относительно стенки трубы. Для жидкостей с большой вязкостью ($Pr=70$, $Pr=700$) точные опытные данные не найдены, однако в [20] есть указания, что при течении трансформаторного масла в плоском канале $Re_{кр}$ больше, чем для воды, на 20-50 %.

В гидродинамике известен так называемый эффект Томса [21], который заключается в значительном снижении в турбулентном режиме потерь напора на трение в трубе в ≈ 5 раз при добавлении в жидкость малых добавок (10^{-4} - 10^{-5}) высокомолекулярных веществ. Общепринятой теории этого эффекта не существует.

В предлагаемой модели анизотропной жидкости этот эффект можно объяснить тем, что введенные в поток большие молекулы сами являются центрами, вокруг которых ориентируются молекулы растворителя. Это препятствует развитию анизотропной фазы A'' .

Для части потока вблизи стенки ориентирующее влияние этой стенки всегда являются преобладающим и возникает фаза A' .

Отношение λ_a''/λ_v' как видно из табл. 2 равно примерно 7, что близко опыту.

Для анализа левой части рис. 2 надо иметь в виду, что в этой области значения λ велики ($\lambda = 10^4 - 10^{16}$).

В этом случае уравнение (4) упрощается и преобразуется к виду

$$\ln(Pe \sqrt{\lambda_a}) = -\frac{c_4}{c_3}. \quad (10)$$

Или

$$\lambda_a \cdot Pe^2 = e^{-\frac{2c_4}{c_3}}. \quad (11)$$

Подставляя (11) в (5), получим

$$\tau_a = \frac{a^2 \rho}{8d^2} e^{-\frac{2c_4}{c_3}}. \quad (12).$$

Этот результат весьма интересен тем, что из него следует независимость напряжения сдвига в анизотропной фазе от скорости потока. Поэтому для установления равновесия фаз должна изменять скорость только изотропная фаза. Поэтому правее точки k_{11} ($\lambda_v > \lambda_a$) поток тормозится, что выглядит как увеличение сопротивления (или увеличение эффективной вязкости), а левее k_{11} ($\lambda_v < \lambda_a$) происходит уменьшение сопротивления, что можно интерпретировать как скольжение.

В этой области есть уникальные данные Толстого [22] по движению ртути. В стеклянном капилляре диаметром $d = 6,96 \cdot 10^{-6}$ м для ртути при температуре $t = 21,3$ °C при скоростях $w = (1-5) \cdot 10^{-9}$ м/с было получено уменьшение вязкости примерно на 28 %, что он интерпретировал как скольжение. Для капилляра диаметром $d = 26,6 \cdot 10^{-6}$ м этот эффект практически отсутствовал.

Для сравнения с нашей моделью найдем положение точки k_{11} для ртути. Для этого в формулу (11) подставим $c_3'' = 0,396$ и $c_4'' = 3,449$. В итоге получим

$$\lambda_a \cdot Pe^2 = 6 \cdot 10^{-9}. \quad (13)$$

Так как в этой точке $\lambda_a = \lambda_v$, то в (13) подставляем

$$\frac{64 \cdot \text{Pr}}{\text{Re}} \cdot \text{Re}^2 = 6 \cdot 10^{-9} \quad (14)$$

или

$$\text{Re}''_{кр} \cdot \text{Pr}^2 = 0,93 \cdot 10^{-10} \quad (15)$$

Для ртути при $t = 21,3 \text{ }^\circ\text{C}$ $\text{Pr} = 2,56 \cdot 10^{-2}$ [16] из (15) получаем $\text{Re}''_{кр} = 1,427 \cdot 10^{-7}$. Аналогично для фазы A' $\text{Re}'_{кр} \cdot \text{Pr}^2 = 6,9 \cdot 10^{-10}$ и $\text{Re}'_{кр} = 1,05 \cdot 10^{-6}$. Принимая для ртути величину вязкости $\nu = 1,147 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$, найдем экспериментальное число Re для упомянутых выше данных при средней скорости $3 \cdot 10^{-9} \text{ м/с}$:

$$\text{Re} = \frac{wd}{\nu} = \frac{3 \cdot 10^{-9} \cdot 6,96 \cdot 10^{-6}}{1,147 \cdot 10^{-7}} = 1,82 \cdot 10^{-7}.$$

Таким образом, опытные точки у Толстого оказались левее точки k_{12} , и он получил эффект скольжения.

Учитывая большое отличие этого значения Re от обычного $\text{Re}_{кр} = 2 \cdot 10^3$, такое согласование рассчитанного и опытного чисел Re можно считать убедительным подтверждением модели анизотропной жидкости. Если вернуться к табл. 2, то из нее видно, что переход к турбулентности у ртути ($\text{Pr} = 2,56 \cdot 10^{-2}$) происходит при числе $\text{Re}_{кр} = 1321$, что значительно меньше стандартного $\text{Re}_{кр} = 2300$. Это подтверждается в [16], где указано, что отклонение от закона Пуазейля для ртути начинается при $\text{Re} = 700 - 800$.

Для воды с $t = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ в точке k_{11} $\text{Re}_{кр}$ оказывается существенно меньше:

$$\text{Re}''_{кр} = \frac{0,93 \cdot 10^{-10}}{7^2} = 1,9 \cdot 10^{-12}; \quad \text{Re}'_{кр} = 1,4 \cdot 10^{-11}$$

В широко известных опытах Дерягина и его сотрудников [2, 3, 6] с кварцевыми капиллярами диаметром порядка микрона такого малого числа Re не удалось достигнуть, хотя в нескольких опытах удавалось приблизиться к точке k_{12} , и получить небольшое увеличение эффективной вязкости, что и должно быть, как указывалось выше.

В работе [23] за счет длительного проведения опытов получены очень малые скорости фильтрации легкие нефти через глинистые породы. Для гидрослюдистых глин давление 0,024 МПа обеспечивает появление фильтрата через 30-38 суток, а давление 5,94 и 11,8 МПа через 14-16 суток при длине образца породы 2,5 см, т.е. имеет место явное нарушение Дарси. При этом показано, что фильтруется, в основном бензиновые фракции. Принимая число Прандтля для бензина $\text{Pr} \approx 10$ из приведенного выше соотношения фазы A' $\text{Re}'_{кр} \cdot \text{Pr}^2 = 6,9 \cdot 10^{-10}$ можно получить что в этом случае $\text{Re}'_{кр} = 6,9 \cdot 10^{-12}$. Если предположить что фильтрация происходит через поры $d = (1-2) \cdot 10^{-9}$, и дополнительно учесть разогрев пори-

стого образца при фильтрации, то результаты этих опытов попадают в зону точки k_{12} и становятся объяснимыми. В целом, анализируя левую область рис. 2 можно сказать, что данные по ртути хорошо подтверждают модель анизотропной жидкости, а данные по воде и нефти ей не противоречат. При очень малых Re в капиллярах и пористой среде происходит скольжение жидкости (линия 4 на рис. 1).

Выводы

В работе предложена модель жидкости, в которой происходят фазовые переходы изотропия-анизотропия.

В результате удалось с единой точки зрения объяснить отклонения от законов Пуазейля, Дарси как при больших, так и при малых скоростях. На данном этапе теория является полуэмпирической, т.к. используется одна величина, выбранная произвольно – это отношение $c_2/c_1=11,7$ (в формуле (3)). Все остальные величины найдены теоретически.

В этом есть некоторое сходство с полуэмпирическими теориями турбулентности (Прандтль, Карман). Однако, указанные теории, используют две произвольные (эмпирические) константы и описывают отклонения от закона Пуазейля только при больших скоростях, т. е. собственно турбулентность. Существенный для практики вывод состоит в том, что для очень малых Re в капиллярах и пористой среде при достаточно больших градиентах скорости происходит скольжение жидкости.

Литература

1. Девликамов В.В., Хабибуллин З.А., Кабиров М.М. Аномальные нефти. М.: Недр, 1975. 168 с.
2. Дерягин Б.В. и др. Свойства жидкостей в тонких кварцевых капиллярах. – В кн.: «Поверхностные силы в тонких пленках и устойчивость коллоидов». – М.: Наука, 1974. С. 90-94.
3. Дерягин Б.В., Чураев Н.В., Муллер В.М. Поверхностные силы. М.: Наука, 1985. 398 с.
4. Бондаренко П.Ф. Физика движения подземных вод. М.: Гидрометеиздат, 1973. 216 с.
5. Амаглобели И.П. Фильтрация неньютоновских жидкостей через грунты и бетоны. В книге «Фильтрация воды через бетон, бетонные конструкции и сооружения». Л.: Энергия, 1971. С. 63-66.
6. Дерягин И.Б., Соболев В.Д., Чураев Н.В. Течение воды в капилляре при очень малых градиентах давления // Коллоидный журнал. 1991. Том 53. Вып. 7. С. 131-134.

7. Филиппов В.М. Исследование структуры потока жидкости методами рассеянного света и термометра / в сб. «Турбулентные течения». – М.: Наука, 1974. С. 166-170.
8. Френкель Я.Н. Кинетическая теория жидкостей // Собрание сочинений, Том 3. М.: Изд. АН СССР, 1959. 460 с.
9. Крокстон К. Физика жидкого состояния. – М.: «Мир», 1978. 400 с.
10. Колосов Б.В. Некоторые вопросы динамики анизотропной жидкости.- Деп. ВИНТИ, №4339, 1990.
11. Колосов Б.В. О нелинейных процессах в динамике жидкостей // Труды Второй международной научно-технической конференции. «Актуальные проблемы фундаментальных наук». Т. 3. «Физические науки в техносфере». М.: Техносфера-Информ, 1994. С. А87-А92.
12. Колосов Б.В. Способ снижения гидродинамического трения // Патент Российской Федерации № 2133891 от 27.07.1999
13. Колосов Б.В., Ларин П.А. О пограничном слое анизотропной жидкости на плоской поверхности / Межвузовский сб. научных трудов. «Нефть и газ-98: Проблемы добычи, транспорта, хранения и переработки», Уфа, 1998. С. 36-48.
14. Колосов Б.В. О критических параметрах при течении жидкости. (Научные проблемы Волго-Уральского нефтегазового региона. Технические и естественные аспекты. Сб. научных трудов. Т.2, Уфа, Изд. УГНТУ 2000, с. 147-150).
15. Шлихтинг. Теория пограничного слоя. – М.: Наука, 1974, 711 с.
16. Вукалович М.П. и др. Теплофизические свойства ртути. – М.: Изд. стандартов, 1971. 311 с.
17. Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача, - 4 изд., М.: Энергоиздат, 1981. 416 с.
18. Новопашин С.А., Мюриэль А. Аномальный переход к турбулентности в благородных газах // Письма в ЖЭТФ. Т. 68. Вып. 7. С. 557-559.
19. Смовж В.В., Мальцев В.А., Новопашин С.А. Температурная универсальность критического числа Рейнольдса в течении Хагена-Пуазейля // Теплофизика и аэромеханика, 2003. Том 10. № 3. С. 369–372.
20. Жукаускас А. Жюгжда И. Теплоотдача в ламинарном потоке жидкости. Вильнюс: Минитис, 1969. 261 с.
21. Хойт. Влияние добавок на сопротивление трения в жидкости // Труды ASME, серия Д. 1972. Том 94. № 2.
22. Толстой Д.М. Скольжение ртути по стеклу // ДАН СССР, 1952, Т. 75, №6, с. 1329-1332.
23. Милешина А.Г., Калинко М.К., Сафонова Г.И. Изменение нефтей при фильтрации через породы. М.: Недра, 1983. 175 с.

THE PROBLEM OF DEVIATION FROM POISEUILLE, DARSY LAWS FOR SIMPLE LIQUIDS

B.V. Kolosov

*Oktyabrsky Branch of Ufa State Petroleum Technical University,
Oktyabrsky, Russia
e-mail: bvkolosov@mail.ru*

Abstract. *In this paper we show how to explain the deviations from Newton behavior for simple liquids, using liquid model where phase transitions isotropy-anisotropy occur.*

Keywords: *newton-nonnewton behavior, isotropy-anisotropy, dynamic phase transition, critical number of Reynolds, simple liquids, filtration, slip*

References

1. Devlikamov V.V., Khabibullin Z.A., Kabirov M.M. Anomal'nye nefi (The anomalous oils). Moscow: Nedra, 1975. 168 p.
2. Deryagin B.V. et al. Svoistva zhidkosti v tonkikh kvartsevykh kapillyarakh (Properties of liquids in thin quartz capillaries) in book "Poverkhnostnye sily v tonkikh plenkakh i ustoychivost' kolloidov" (Surface forces in thin films and the stability of colloids). Moscow: Nauka, 1974. pp. 90-94.
3. Deryagin B.V., Churaev N.V., Muller V.M. Poverkhnostnye sily (Surface forces). Moscow: Nauka, 1985. 398 p.
4. Bondarenko P.F. Fizika dvizheniya podzemnykh vod (Physics of groundwater movement). Moscow: Gidrometeoizdat, 1973. 216 p.
5. Amaglobeli I.P. Fil'tratsiya nen'yutonovskikh zhidkosti cherez grunty i betony (Filtering of non-Newtonian fluids through soils and concretes) in book "Fil'tratsiya vody cherez beton, betonnye konstruksii i sooruzheniya" (Filtering water through concrete, concrete structures and buildings). Leningrad: Energiya, 1971. pp. 63-66.
6. Deryagin I.B., Sobolev V.D., Churaev N.V. Tehenie vody v kapillyare pri ochen' malykh gradientakh davleniya (Water flow in a capillary at very low pressure gradients), *Kolloidnyi zhurnal*, 1991, Vol. 53, Issue 7, pp. 131-134.
7. Filippov V.M. Issledovanie struktury potoka zhidkosti metodami rasseyanogo sveta i termometra (Study of the structure of fluid flow with use methods of the scattered light and thermometer) in collection of scientific articles "Turbulentnye techeniya" (Turbulent flows). Moscow: Nauka, 1974. pp. 166-170.
8. Frenkel' Ya.N. Kineticheskaya teoriya zhidkosti. Sobranie sochinenii, Tom 3. (Kinetic theory of fluids, Collected Works, Vol. 3.) Moscow: AN SSSR, 1959. 460 p.

9. Krokston K. Fizika zhidkogo sostoyaniya (Physics of liquid state). Moscow: Mir, 1978. 400 p.
10. Kolosov B.V. Nekotorye voprosy dinamiki anizotropnoi zhidkosti (Some aspects of the dynamics of anisotropic fluids). Deposit in VINITI, No. 4339, 1990.
11. Kolosov B.V. O nelineinykh protsessakh v dinamike zhidkosti (Nonlinear processes in fluids dynamics) in *Trudy II mezhdunarodnoi nauchno-tekhnicheskoi konferentsii "Aktual'nye problemy fundamental'nykh nauk". T. 3. "Fizicheskie nauki v tekhnosfere"* (Proceedings of the II International Scientific-Technical Conference. "Actual problems of fundamental science". Vol. 3. "Physical Science in Technosphere"). Moscow: Tekhnosfera-Inform, 1994. pp. A87-A92.
12. Kolosov B.V. Method of reducing hydrodynamic friction // Patent of Russian Federation №2133891 from 27.07.1999.
13. Kolosov B.V., Larin P.A. O pogranichnom sloe anizotropnoi zhidkosti na ploskoi poverkhnosti (About boundary layer of an anisotropic liquid on a flat surface) in *Mezhvuzovskii sb. nauchnykh trudov. "Nef't i gaz-98: Problemy dobychi, transporta, khraneniya i pererabotki"* (Interuniversity collection of scientific papers "Oil and Gas-98: Problems of production, transport, storage and processing"), Ufa, 1998. pp. 36-48.
14. Kolosov B.V. O kriticheskikh parametrakh pri techenii zhidkosti. (About critical parameters of fluid flow) in *Nauchnye problemy Volgo-Ural'-skogo neftegazovogo regiona. Tekhnicheskie i estestvennye aspekty. Sb. nauchnykh trudov. T.2 (Scientific problems of the Volga-Ural oil and gas region. Technical and natural aspects. Collection of scientific papers. Vol. 2)*, Ufa, Publishing House of USPTU, 2000, pp. 147-150.
15. Shlikhting. Teoriya pogranichnogo sloya (Boundary layer theory). Moscow: Nauka, 1974, 711 p.
16. Vukalovich M.P. et al. Teplofizicheskie svoistva rtuti (Thermophysical properties of mercury). Moscow: Standard Publishing House, 1971. 311 p.
17. Isachenko V.P., Osipova V.A., Sukomel A.S. Teploperedacha, 4 izd., (Heat transfer), Moscow: Energoizdat, 1981. 416 p.
18. Novopashin S.A., Myuriel A. Anomalous transition to turbulence in inert gases. *JETP Letters*. Volume 68, Number 7, 582-584, DOI: 10.1134/1.567911 (Translated from Anomal'nyi perekhod k turbulentnosti v blagorodnykh gazakh. *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 68, No. 7, 557-559).
19. Smovzh V.V., Mal'tsev V.A., Novopashin S.A. Temperaturnaya universal'nost' kriticheskogo chisla Reinol'dsa v techenii Khagena-Puazeilya (Temperature universality of the critical Reynolds number in the Hagen-Poiseuille flow). *Teplofizika i aeromekhanika-Thermophysics and Aeromechanics*, 2003, Vol. 10, Issue 3, pp. 369-372.
20. Zhukauskas A. Zhyugzhda I. Teplootdacha v laminarnom potoke zhidkosti (Heat transfer in laminar fluid flow). Vil'nyus: Minitis, 1969. 261 p.
21. Hoyt J.W. The effect of additives on fluid friction. *Transactions of the ASME. Series D. Journal of Basic Engineering*. Vol. 94, Issue 2, pp. 258-285.

22. Tolstoy D.M. Skol'zhenie rtuti po steklu (Slipping mercury on glass). *DAN SSSR*, 1952, Vol. 75, Issue 6, pp. 1329-1332.

23. Mileshina A.G., Kalinko M.K., Safonova G.I. *Izmenenie neftei pri fil'tratsii cherez porody* (Change the oil when filtering through the rocks). Moscow: Nedra, 1983. 175 p.