

В. В. Чернюк¹, А. П. Кононенко²¹Національний університет “Львівська політехніка”,
кафедра гідравліки та сантехніки²Донецький національний технічний університет,
кафедра енергомеханічних систем

ГІПОТЕЗИ, ФІЗИЧНА СУТЬ І МАТЕМАТИЧНІ МОДЕЛІ ЕФЕКТУ ТОМСА

© Чернюк В. В., Кононенко А. П., 2013

На основі критичного аналізу літературних даних розкрито фізичну суть ефекту Томса та наведено математичні моделі, що описують цей феномен і добре узгоджуються з результатами експериментів різних авторів.

Ключові слова: ефект Томса, послаблення турбулентного тертя, гідродинамічно активні добавки.

On the basis of critical analysis presented in data from literature, the physical nature of Toms' effect is revealed; mathematical models which describe this phenomenon and are in good agreement with experimental results from different authors are given.

Key words: Toms' effect, turbulent friction reduction, hydrodynamically active additives.

Вступ

Проблема енергозбереження є актуальною останні три десятиліття. Немає сумніву, що в майбутньому вона буде посилюватись. Вдале вирішення проблеми послаблення турбулентного тертя (ПТТ) в магістральних газопроводах, нафтопроводах, продуктопроводах і водопроводах дозволить зекономити багато мільйонів державних коштів. Одним зі шляхів розв'язання цієї важливої задачі є уведення у потік рідини полімерних добавок [1]. Добавками збільшують пропускну здатність трубопроводів, або зменшують втрати енергії при незмінній витраті переміщуваної рідини. “Порівняння ефективності різних методів ПТТ таких як ріблети, піддатливі стінки, полімерні покриття, гідрофобні плівки, мікробульбашки, імплантація волокон, розчини поверхнево-активних речовин (ПАР), добавки полімерів показало перевагу трьох останніх, при яких досягається відносне зменшення гідродинамічного опору на 50–80 %” [2].

Історія ефекту Томса та галузі його застосування

У 1948 р. на Першому міжнародному конгресі з реології в Гаазі (Нідерланди) англійський хімік Б. Томс уперше доповів про істотне послаблення турбулентного тертя у трубі уведеними в потік рідини полімерними добавками [3]. Було відкрито нове гідродинамічне явище, яке наука не могла пояснити на основі законів гідродинаміки. З часом цей феномен почали називати ефектом Томса. Однак Дж. Хойт [4] вважає таке визначення дещо неточним, оскільки існує принаймні одна робота, опублікована раніше Майзельсом, який під час Другої світової війни з групою дослідників вивчав трубопровідні течії напалму (бензину, згущеного алюмінієвими милами) і виявив ПТТ порівняно з потоком розчинника, тобто чистого бензину. Окрім того, Ю. А. Буєвич [5] повідомляє, що в 1906 р. Нора Блетч при дослідженні турбулентних течій розбавлених суспензій виявила подібний ефект. Ще раніше помітили прискорення кораблів на ділянках моря, заселених планктоном. Спричинювали це високомолекулярні речовини, що виділяються мікроорганізми під час деформування їх корпусом судна [6, 7].

Перше застосування полімерні добавки знайшли в нафтодобуванні. Кризь свердловину в тріщини нафтовмістної скельної породи наповнювалась суміш води з піском. Сили тиску розривали породу, пісок перешкоджав змиканню тріщин. Суміш стабілізували добавками смоли. Отже, було

виявлено властивість гуарової смоли послаблювати турбулентне тертя. Досвід використання гуарової смоли перенесли у ВМС США. Кризь отвори в носових частинах торпед і суден у забортний потік води вводили полімерні добавки, які спричиняли істотне ПТТ. Хойт і Фейбула внаслідок цих досліджень виявили ефективніші, ніж гуарова смола, полімери, серед яких поліоксидетилен (ПОЕ) [8]. Останній став стандартним полімером для вивчення послаблення турбулентності. Фейбула започаткував початок дослідження впливу полімерних добавок на роботу протипожежної техніки, де вони дали добрі результати [9].

Починаючи з 1966 р., кількість публікацій, присвячених дослідженням ефекту, інтенсивно збільшувалась. Це пов'язано передусім із перспективами його практичного застосування [10]. Полімерними добавками почали послаблювати турбулентне тертя у нафтопроводах [11], нафтопродуктопроводах (дизельне пальне, бензин) [12, 13], тепломережах, системах холодопостачання, каналізації, гідротранспорті [14]. За допомогою полімерних добавок послаблюють кавітацію, рижуть високошвидкісними струменями води різні матеріали, включно з металами [14], понижують артеріальний тиск [15, 16], зменшують рівень гідроакустичних шумів військових суден [17, 18], підвищують швидкохідність суден і торпед [17]. Застосуванням ГДАД в комплексі з іншими способами ПТТ отримують результат, який дорівнює сумі ефектів від дії кожного з цих методів, зокрема, а то й вищий [19].

Вагомий внесок у вивчення ефекту Томса зробили: А. G. Fabula, J. W. Hoyt, D. F. James, S. Virk, В. Н. Калашников, Г. Ф. Кобец, Л. П. Козлов, С. С. Кутателадзе, І. К. Нікітін, І. Л. Повх, Л. І. Седов, О. Б. Ступін, Є. М. Хабахпашева й ін.

Мета роботи – на основі критичного аналізу літературних даних показати математичні моделі ефекту Томса, що найповніше відображають його фізичну суть

Математичні моделі течії ньютонівських рідин у трубах

Рідини та газу, будучи в'язкими, рухаючись, прилипають до стінок, на яких їхня швидкість дорівнює нулю. У межах пограничного шару вона досягає деякого остаточного значення, породжуючи цим сили тертя. Дотичне напруження τ_o сил тертя в точці поверхні, що омивається потоком рідини, обчислюється за формулою

$$\tau_o = \rho(\nu + \nu_t) \frac{d\bar{u}}{dy}, \quad (1)$$

де ν і ν_t – кінематичні коефіцієнти молекулярної й турбулентної в'язкості; $d\bar{u}/dy = \dot{\gamma}$ – швидкість зсуву [6]. Для ламінарного потоку ν визначається фізичними властивостями плинного середовища, тоді як ν_t є в складній залежності від характеру потоку. При цьому ν_t може на 2–3 порядки перевищувати молекулярну в'язкість ν .

За двошаровою моделлю Л. Прандтля турбулентний потік розділяється на в'язкий підшар і турбулентне ядро течії. На рис. 1 [20, с. 81] подано профіль швидкостей, який відповідає цій моделі. Його лінійна ділянка для в'язкого підшару:

$$\frac{u}{v_*} = \frac{v_* y}{\nu}, \quad (2)$$

що наведена на рис. 1 кривою 1, спрягається з логарифмічною частиною 2 для турбулентного ядра [21, с. 247]:

$$\frac{u}{v_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{v_* y}{\nu} + 5.1, \quad (3)$$

які перетинаються в точці С, що належить границі в'язкого підшару [20]. У формулах (2) і (3): v_* – динамічна швидкість,

$$v_* = \sqrt{\frac{\tau_o}{\rho}}, \quad (4)$$

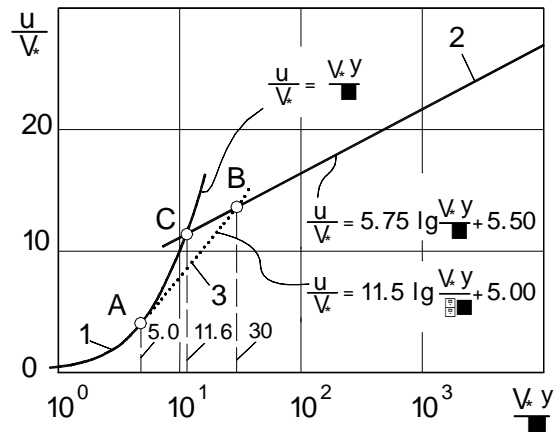
κ – постійна Кармана, встановлюється експериментально [21, с. 244], $\kappa = 0.4$; ν – кінематична в'язкість; τ_0 – напруження тертя на стінці; ρ – густина рідини; y – відстань від стінки труби до розглядуваної точки потоку, $y = R - r$; де R – радіус труби; r – відстань від осі труби до розглядуваної точки.

Закон (3) можна застосувати для гладких труб. При десятковій основі логарифму його виражають двоцленом

$$\frac{u}{v_*} = a \lg \frac{v_* y}{\nu} + b, \quad (5)$$

де a і b – коефіцієнти, згідно з експериментальними дослідженнями Нікурадзе для ньютонівських рідин: $a = 5,75$; $b = 5,50$.

Рис. 1. Моделі турбулентної течії біля гладкої стінки:
1, 2 – двошарова модель Л. Прандтля; 1, 3, 2 – те саме, тришарова Т. Кармана; 1 – в'язкий підшар, 2 – турбулентне ядро, 3 – буферний пояс; А, В, С – границі ділянок [21, с. 593; 22, с. 81]



Вимірювання показали, що спряження профілів швидкостей 1 і 2 є надто плавне. Для усунення цього недоліку двошарової моделі Л. Прандтля Т. Карман запропонував увести в неї проміжний шар між ВП і турбулентним ядром. У межах проміжного шару ν та ν_t мають один і той же порядок. З цієї причини він не охоплюється ні теорією в'язкого підшару, в якій нехтують турбулентною в'язкістю, ні напівемпіричною теорією турбулентного ядра, де беруть до уваги лише турбулентні напруження [20]. Проміжний шар називають буферним поясом. На рис. 1 він представлений кривою 3, що простягається від $\xi = v_* y / \nu \approx 5$ до $\xi \approx 30$ [21, с. 247], включаючи частину в'язкого підшару, та частину турбулентного ядра з двошарової моделі Л. Прандтля.

Різкої межі між в'язким підшаром і рештою потоку, певна річ, немає, а поняття про в'язкий підшар має лише якісний характер і рух рідини в ньому турбулентний. Пульсаційний рух у в'язкому підшарі виявляє своєрідні особливості, що не мають ще адекватної теоретичної інтерпретації [21, с. 246].

У межах буферного пояса турбулентного примежового шару під впливом виступів шорсткості зароджуються окремі вихори, що проникають у безвихрове турбулентне ядро потоку [22, с. 439]. Ці вихори, ймовірно, є основною причиною перемішування в турбулентному ядрі. Від їхньої інтенсивності та стійкості залежить ступінь турбулізації потоку, при найвищому рівні якої гідравлічні опори пропорційні швидкості в другому степені.

Залежність гідравлічного коефіцієнта тертя λ від числа Рейнольдса при турбулентній течії рідини в трубі діаметром d отримується з формули (3) у неявному вигляді [21, с. 250]:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 0,88 \cdot \ln(Re \sqrt{\lambda}) - 0,85, \quad (6,a)$$

або

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2,0 \cdot \lg(Re \sqrt{\lambda}) - 0,80, \quad (6,b)$$

Для напірної течії у круглій трубі діаметром $D = 2R$ із рівнянь Рейнольдса, записаних у полярній системі координат (x, r, φ) , отримано вираз для визначення дотичних напружень у потоці

$$\tau = \tau_0 \left(1 - \frac{y}{R}\right), \quad (7)$$

$$y \leq R,$$

де τ_0 – див. (4); Отже, згідно з (7), напруження тертя на осі труби ($y = R$) дорівнює нулю. При $y \ll R$, тобто біля стінки, $\tau_{(y)} = \tau_0 = \text{const}$, а профіль середньої швидкості задається формулою (2).

Товщина в'язкого підшару δ становить частки міліметра. Для напірних потоків при течіях ньютонівських рідин

$$\delta = \frac{\alpha \nu}{\sqrt{g Ri}}, \quad (8)$$

де α – універсальна безрозмірна константа, $\alpha = 11,6$ [28]; R – гідравлічний радіус; i – гідравлічний похил, $i = h_l/l$. Згідно з (4) і (8) для усталеного руху рідини в трубі

$$\lambda = \frac{8\alpha^2 \nu^2}{v^2 \delta^2} \sim \frac{1}{\delta^2}. \quad (9)$$

Отже, навіть незначне потовщення в'язкого підшару спричинює істотне ПТТ. При зовнішньому обтіканні (рис. 2,а) є два варіанти зменшити частку турбулентної ділянки: зміщувати вздовж потоку точку початку турбулентного прилежого шару чи збільшувати товщину δ в'язкого підшару. Для течій у трубах (рис. 2,б) існує лише один шлях послаблення опору – це потовщувати в'язкий підшар [7].

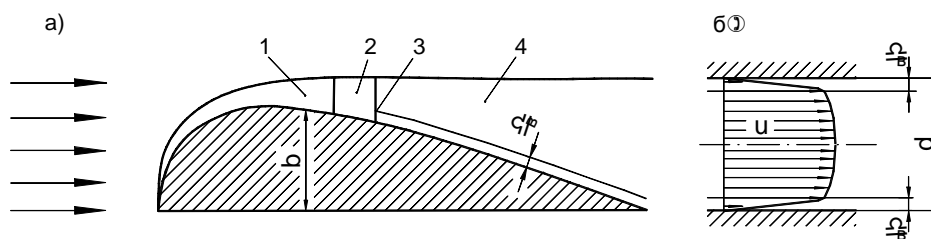


Рис. 2. Структура прилежого шару (ПШ) при обтіканні крила – (а) і в'язкий підшар у трубі – (б):
1 – ламінарний ПШ; 2 – перехідна ділянка; 3 – точка початку турбулентного ПШ; 4 – турбулентний ПШ;
 δ_a – товщина в'язкого підшару [6, 7]

Гіпотези ефекту Томса

Потоки рідин і газів з гідродинамічно активними додатками (ГДАД) супроводжуються ефектом Томса, тобто комплексом фізичних процесів, які інтегрально проявляються в послабленні турбулентного тертя. Для теоретичного пояснення суті цього явища запропоновано близько тридцяти гіпотез [10]. Проте строгого розв'язку задачі не отримано. Жодна з них не стала загальноновизнаною [7]. Залежно від підходу до суті явища Г. Ф. Кобець [23] умовно поділяє всі відомі гіпотези на два класи: *структурний* і *феноменологічний*.

Структурний підхід, в якому осередненням дії окремих частинок визначають макроскопічні властивості потоку. Він включає дві групи гіпотез, що принципово відрізняються за масштабами ГДАД. У роботах першої припускається, що це окремі макромолекули з лінійним розміром порядку 10^{-3} м [24]. Згідно з гіпотезами другої групи, полімери є гідродинамічно активними, коли їхні молекули об'єднуються в асоціати з довжинами, сумірними з дисипативним масштабом турбулентності, тобто порядку $0,1 \dots 1,0$ м [25, 26]. Прибічники великих частинок вважають, що останні просто гасять високочастотні пульсації та вихори, або послабляють збурення, що зароджуються в пристінній ділянці потоку і сумірні з асоціатами [25]. Одні гадають, що агрегати повинні мати асиметричну форму [25], інші – не вважають це за необхідне.

Гіпотези структурного підходу не дають однозначних відповідей на низку принципових питань: ефективними є окремі макромолекули чи їхні асоціати?; важливіше значення має пружна деформація чи додаткова в'язкість?; ГДАД послаблюють породження збурень у пристінній ділянці течії чи передачу турбулентної енергії внаслідок збільшення її дисипації або зменшення частоти пульсацій?

Феноменологічний (макроскопічний) підхід ґрунтується на аналізі турбулентної течії суцільного в'язкопружного середовища. У реології для опису таких течій запропоновано низку моделей, кожна з яких краще описує певну плинну систему. У цих моделях додатково враховуються час релаксації напружень ϑ , поперечна в'язкість, зростання напружень при розтягуванні, анізотропність напружень, дія нормальних напружень. Окремі особливості в'язкопружних рідин покладено в основу гіпотез макроскопічного підходу.

В. Н. Калашников і А. Н. Аскарів [27, с. 23–24] припускають, що макромолекули, вкладаючись паралельно, утворюють фібрили (пачки), з яких у розчинах виникає поширювана на весь об'єм сіткова структура при концентраціях розчинів C , що задовольняють умову $C[\mu]_s \approx 0,01$, а можливо, і менших. Тут $[\mu]_s$ – характеристична в'язкість. Флуктуаційна сітка фібрил призводить до пружних властивостей розчинів. Основною характеристикою в'язкопружної рідини є природний час ϑ , а зручним безрозмірним параметром – число Вайсенберга: $We = \vartheta v/d$, де v і d – характерні швидкість і розмір потоку.

Існує залежність між часовим масштабом турбулентного потоку та часом релаксації макромолекул. А. Фейбула, Дж. Ламлі і В. Тейлор [25] вперше запропонували критерій для визначення початку послаблення опору, що ґрунтується на цій взаємодії. За часовий масштаб турбулентної течії вони взяли величину

$$\vartheta = \frac{V}{v_*^2}, \quad (10)$$

де V – кінематична в'язкість розчину; v_* – динамічна швидкість.

У межах феноменологічного підходу поки-що не вдається врахувати всі властивості в'язкопружної рідини або виділити ті з них, які би однозначно приводили до ефекту ПТГ.

Усе ж об'єднувальною ланкою обох підходів є *анізотропія динамічної в'язкості* потоків плинних середовищ із ГДАД (рис. 3) і граничний час релаксації.

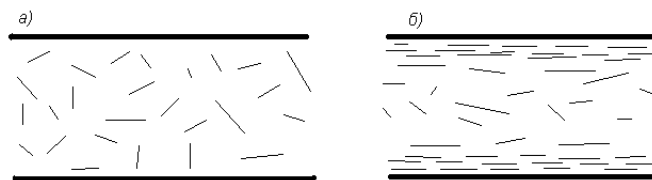


Рис. 3. Схема утворення орієнтаційного ефекту: а – орієнтація анізотричних частинок у нерухомій рідині; б – те саме, в потоці рідини, обмеженому стінками

Фізична суть ефекту Томса

Послаблюють турбулентне тертя малі анізотричні частинки. Найефективнішими з ГДАД є високомолекулярні сполуки з ланцюжковою будовою молекул й міцелотворні поверхнево-активні речовини. Унаслідок великого градієнта швидкостей у в'язкому підшарі та буферному поясі видовжені частинки орієнтуються більшими осями вздовж потоку (рис. 3,б), спричинюючи анізотропію динамічної в'язкості і нерівномірне поглинання турбулентної енергії за різними напрямками. Випрямлені макромолекули полімеру (рис. 4) утворюють уздовж стінки у потоці рідини еластичну пелену (рис. 3,б). Вихори, що зародились на нерівностях стінки, ударяються об пелену, яка перешкоджає вихорам проникати в ядро потоку. Макромолекули полімеру пригнічують тільки малі турбулентні вихори, сумірні з ними, демпфуючи пульсації у в'язкому підшарі та перехідному поясі.

При віддаленні від стінки масштаб дисипативних вихорів у потоці зростає, а взаємодія макромолекул з вихорами послаблюється і припиняється.

Математичні моделі ефекту Томса

Вважається, що поглинання високочастотних пульсацій пов'язане переважно з акумуляцією енергії у макромолекулах розчиненого полімеру. Енергія накопичується в окремій макромолекулі при її пружній деформації, а відтак, мабуть, дисипується в тепло чи випромінюється хвилями зсуву. В'язкість $\mu = \nu\rho$ є мірою дисипації енергії, а характеристична в'язкість $[\mu]$ визначає міру акумулювання пружної енергії в макромолекулах [28]. Унаслідок великого градієнта швидкостей ($(du/dy) > 10^2$) у в'язкому підшарі та буферному поясі видовжені частинки орієнтуються більшими осями вздовж осі потоку x . З цієї причини поглинання турбулентної енергії є нерівномірним за різними напрямками. Відповідно в'язкість рухомої рідини з ГДАД стає неоднаковою вздовж різних осей: за потоком – μ_x ; перпендикулярно до нього – μ_y . Для пояснення явища ПТТ найпростішими видовженими частинками введено поняття коефіцієнта анізотропії динамічної в'язкості [24]:

$$k_a = \frac{\mu_y}{\mu_x}. \quad (11)$$

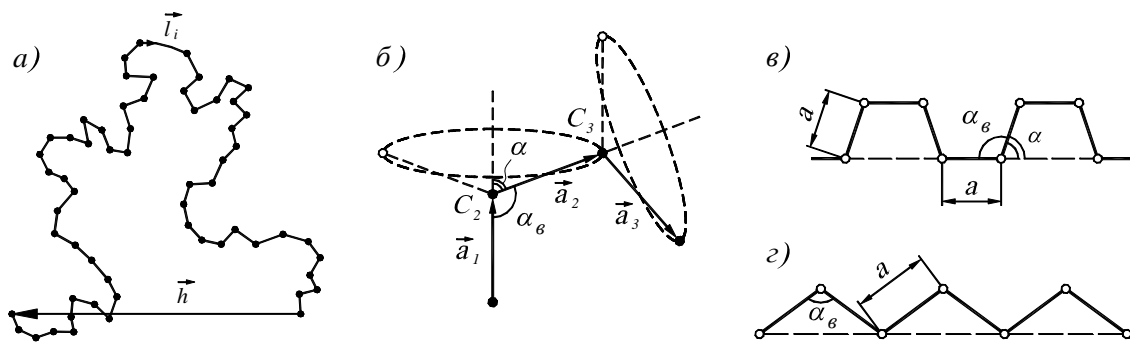


Рис. 4. Елементи полімерних ланцюжків: а – модель із ланцюга вільно сполучених сегментів; б – конуси обертання одиничних зв'язків С-С (вузлецю) в ланцюжку ПОЕ; в, г – можливі конформації ланцюга поліетилену в гранично випрямленому стані: \vec{h} – відстань між кінцями ланцюга; \vec{l}_i – довжина сегмента молекули, що містить декілька ланок; \vec{a}_i – довжина ланки у сегменті; α_e – валентний кут зв'язку С-С; α – додатковий кут [36, с. 85, 89]

Для видовжених осесиметричних частинок при незначних градієнтах швидкості $k_a = 1$, при великих – завжди $k_a > 1$, оскільки зі зростанням критерія Рейнольдса кут φ переважної орієнтації анізотричних частинок у потоці (відносно його поздовжньої осі x) зменшується, наближаючись до $\varphi \approx 0$. У нерухомій рідині, а також у ядрі потоку, де $\varphi = \pi/4$, в'язкість має найбільше значення, а при $\varphi = 0$ – найменше [24, 29]. Отож, в'язкість рідин із ГДАД зменшується зі зростанням du/dy (рис. 5). Динамічний коефіцієнт в'язкості плинної системи визначається за формулою

$$\mu = \mu_0(1 + C[\mu]), \quad (12)$$

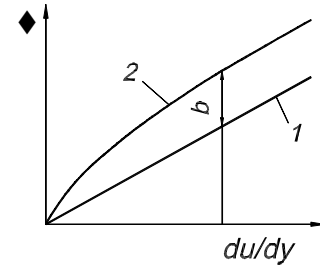
де μ_0 – в'язкість розчинника; $[\mu]$ – характеристична в'язкість, яка залежить від градієнта швидкості, тобто є функцією відстані від стінки [29].

Через те, що поглинання енергії в поздовжньому напрямку x і в поперечному напрямку y пропорційне $\sin^2 \varphi$ та $\cos^2 \varphi$, відповідно, то для будь-якого du/dy коефіцієнт k_a можна розрахувати, обчислюючи μ_x і μ_y за (13):

$$\mu_x = \mu_o (1 + C[\mu] \sin^2 \varphi); \quad (13,a)$$

$$\mu_y = \mu_o (1 + C[\mu] \cos^2 \varphi). \quad (13,b)$$

Рис. 5. Залежність напружень від градієнта осередненої швидкості в розчині полімеру: 1 – ньютонівська рідина (розчинник); 2 – розчин; b – неньютонівський доданок; $\tau = \mu_x du/dy + b$ [29]



При великих Re , коли $\varphi \approx 0$, [28]:

$$k_a = \frac{\mu_y}{\mu_x} = 1 + C[\mu], \quad (14)$$

де $[\mu]$ – характеристична в'язкість, за теорією Рауза:

$$[\mu] = 0.608 [\mu]_0 \sum_{\omega=\omega_1}^{\omega_2} \sum_{p=1}^n \frac{\omega \vartheta_1}{p^2 + \omega^2 \vartheta_1^2}, \quad (15)$$

де $[\mu]_0$ – характеристична в'язкість розчинника для усталеної течії при малих градієнтах середньої швидкості; $\omega, \omega_1, \dots, \omega_2$ – ділянка частот зовнішнього збурювального поля; p – кількість сегментів в ланцюжку молекули полімеру, $p = 1, \dots, n$ (рис. 4); ϑ_1 – перший (граничний) час релаксації, що відповідає найповільнішому переміщенню сегментів макромолекули

$$\vartheta_1 = \frac{6}{\pi^2} \cdot \frac{M}{RT} \mu_o [\mu]_0, \quad (16)$$

де M – молекулярна маса полімеру; R – універсальна газова стала; T – температура; μ_o – в'язкість розчинника.

Якщо частота турбулентних збурень менша від власних частот макромолекули $\omega < p \vartheta_1^{-1}$, то не відбувається помітного поглинання енергії цих збурень і $k_a = 1$, вважають І. Л. Повх і О. Б. Ступін (м. Донецьк) [28]. Макромолекули взаємодіють тільки з малими турбулентними вихорами, демпфуючи пульсації у тонкому шарі біля стінки, що включає в'язкий підшар і перехідний пояс. При віддаленні від стінки масштаб дисипативних вихорів зростає й на деякій відстані взаємодія макромолекул із вихорами припиняється. При цьому $\omega < p \vartheta_1^{-1}$, що узгоджується з експериментальними результатами. При течії полімерних розчинів інтенсивність турбулентних пульсацій у ядрі потоку така сама, як і в чистому розчиннику, а профіль середньої швидкості залишається логарифмічним.

Враховуючи те, що при течіях розчинника та рідини з ГДАД різняться тільки дві в'язкості, Г. Ф. Кобець (м. Новосибірськ) [24] отримав вираз, подібний до (8), для обчислення товщини в'язкого підшару в потоках з ГДАД

$$\delta_s = \alpha_s \frac{v_s}{\sqrt{\frac{\tau_{os}}{\rho_s}}} \cdot \frac{v_y}{v_x}, \quad (17)$$

де індексами s позначені параметри, що стосуються течії рідини з ГДАД.

Г. Ф. Кобець припускає, що $\alpha_s = \alpha$, а також, що при великих числах Рейнольдса, коли $du/dy \rightarrow \infty$, то й $\mu_x \rightarrow \mu_o$, $v_x \rightarrow v_o$ і $\tau_o^* = \tau_o$, оскільки

$$\tau_o = \mu_x \frac{du}{dy} + b, \quad (18)$$

а при $du/dy \rightarrow \infty$ доданок $\frac{b}{\mu_x} \cdot \frac{du}{dy} \rightarrow 0$, де b – неньютонівський доданок, який є функцією градієнта швидкості, що його суть зрозуміла з рис. 6.

Враховуючи викладене, з залежності (18) отримано

$$\frac{\delta_s}{\delta} \approx \frac{\alpha_s}{\alpha} \frac{V_y}{\nu} \approx \frac{\mu_y}{\mu_x} \equiv k_a, \quad (19)$$

тобто товщина в'язкого підшару в розчині збільшується порівняно з розчинником у k_a разів.

Отже, доведено зв'язок наявності в турбулентному потоці ГДАД із потовщенням в'язкого підшару та послабленням турбулентного тертя, згідно з умовами (8) і (9).

За (19), з урахуванням (14) і (15) одержано формулу для товщини в'язкого підшару в потоках розчинів полімерів [28]

$$\delta_s = \left(1 + 0,608C[\mu]_0 \sum_{\omega=\omega_1}^{\omega_2} \sum_{p=1}^n \frac{\omega \vartheta_1}{p^2 + \omega^2 \vartheta_1^2} \right) \delta, \quad (20)$$

за якою, використавши формулу Л. Прандля (3) для турбулентного тертя, І. Л. Повх і О. Б. Ступін [28] отримали профіль швидкості в потоці розчину полімеру

$$\frac{u}{v_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{v_* y}{\nu} + \alpha k_a - \frac{1}{\kappa} \ln \alpha k_a = \frac{1}{\kappa} \ln Re^* + B + \Delta B = \frac{1}{\kappa} \ln Re^* + B_s, \quad (21)$$

де

$$B_s = 11,6 \left(1 + 0,608C[\mu]_0 \sum_{\omega=\omega_1}^{\omega_2} \sum_{p=1}^n \frac{\omega \vartheta_1}{p^2 + \omega^2 \vartheta_1^2} \right) - 2,5 \ln \left[11,6 \left(1 + 0,608C[\mu]_0 \sum_{\omega=\omega_1}^{\omega_2} \sum_{p=1}^n \frac{\omega \vartheta_1}{p^2 + \omega^2 \vartheta_1^2} \right) \right]. \quad (22)$$

Профіль швидкості, обчислений за (21), графічно наведений на рис. 6. З нього видно, що зі збільшенням коефіцієнта k_a логарифмічний профіль швидкості зміщується догори, тобто збільшується витратна швидкість потоку.

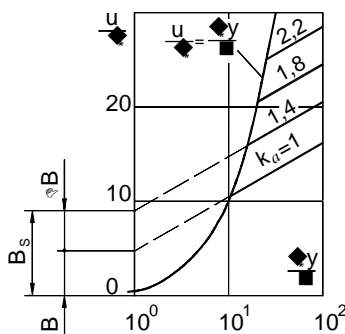


Рис. 6. Безрозмірний профіль швидкості турбулентного потоку полімерного розчину за моделлю (21) І. Л. Повха і О. Б. Ступіна:
 k_a – коефіцієнт анізотропії динамічної в'язкості [28]

Такий же за суттю підхід до побудови моделі турбулентної течії полімерних розчинів мають представники школи академіка АН СРСР Л. І. Седова (МГУ, м. Москва) [30].

Відзначимо, що моделі І. Л. Повха і О. Б. Ступіна [28] та Л. І. Седова зі співавторами [30] є двошаровим, як і модель Л. Прандля, яку вони взяли за основу. Г. Ф. Кобець [29] побудував профілі швидкостей для круглих труб при течії водних розчинів різних полімерів за даними експериментів, виконаних дослідниками школи академіка АН СРСР С. С. Кутателадзе (м. Новосибірськ) [31] а також Ю. Ф. Іванютою та Л. А. Чекаловою (м. Ленінград) [32] (рис. 7).

Видно, що при течіях полімерних розчинів вирізняються всі три складові тришарової моделі Прандля-Кармана. Лінійний розподіл швидкостей поширюється тим далі від стінки, чим більше ПТГ. При максимальному ефекті ГДАД безрозмірна товщина в'язкого підшару $\delta_s^+ = N_s \approx 15$ [29], де, N – число Нікурадзе, аналогічне критерію Re :

$$N_s = \frac{v_* \delta_s}{\nu}, \quad N = \frac{v_* \delta}{\nu}, \quad (23)$$

де δ , δ_s – товщини в'язкого підшару у потоках розчинника та розчину, відповідно; ν – кінематична в'язкість розчинника; для ньютонівських рідин $N = 10,5 \dots 11,0$.

Перехідна ділянка потовщується з посиленням впливу додатків. При досягненні максимально можливого (при даному числі Re) ПТТ, що відповідає асимптоті найбільшого послаблення опору, буферний шар поширюється до осі труби, а ядро потоку з розвинутою турбулентною течією, що має логарифмічний розподіл швидкостей з кутом нахилу $1/\kappa$, відсутнє [33]. Асимптотичний профіль Вірка 2 (див. рис. 7) описується логарифмічною залежністю

$$\frac{u}{v_*} = A_a \ln\left(\frac{v_* y}{\nu}\right) - B_a, \quad (24)$$

де A_a і B_a – постійні асимптоти, запропоновані такі їх значення: $A_a = 11,7 \dots 13,0$; $B_a = 17,0 \dots 20,2$.

У межах $10 \leq \frac{v_* y}{\nu} \leq 15$ відмінність між лінійним й асимптотичним розподілом швидкостей перебивається розкидом експериментальних точок [29].

Отже, розглянуті двошарові моделі [28, 30] та ін. не враховують всі особливості течії розчинів полімерів, оскільки при істотному ПТТ буферний пояс займає більшу частину живого перерізу потоку, а то й весь його об'єм. Розподіл швидкостей в буферному поясі такий самий, як і в граничному профілі Вірка (24) [29]. Тому потоки розчинів полімерів у трубах адекватніше відображає тришарова схематизація профілю, запропонована Вірком (Масачусетський технологічний ін-т, м. Кембридж, шт. Масачусетс, США) [33]:

$$\begin{aligned} \frac{u}{v_*} &= \frac{v_* y}{\nu}, \quad y \leq \frac{v_* y}{\nu}; \\ \frac{u}{v_*} &= A_a \ln\left(\frac{v_* y}{\nu}\right) - B_a, \quad \frac{v_* \delta}{\nu} \leq \frac{v_* y}{\nu} \leq \frac{v_* \delta_s}{\nu}; \\ \frac{u}{v_*} &= A \ln\left(\frac{v_* y}{\nu}\right) + B_s, \quad \frac{v_* \delta_s}{\nu} \leq \frac{v_* y}{\nu} \leq \frac{v_* r}{\nu}; \\ B_s &= B + \Delta B, \end{aligned} \quad (25)$$

де ν , ν_s – кінематична в'язкість розчинника та розчину, відповідно; r – радіус труби; δ_s – сумарна товщина в'язкого підшару та буферного поясу у потоках розчинів полімерів [29, с. 11], обчислюється за (20); A , B – константи логарифмічної частини профілю Л. Прандтля для ньютонівських рідин, $A = \frac{1}{\kappa} = 2,5$; $B = 5,1$ (див. вираз (3)); A_a , B_a – константи асимптоти Вірка (див (24)); B_s – константа для течій розчинів полімерів (див. (21) і (22)); ΔB – зсув логарифмічної частини профілю швидкості (див. (21) і (22) і рис. 4), визначається, як довжина відрізка асимптоти Вірка (24) між точками її перетину з логарифмічними кривими для розчинника (3) і для розчину полімеру (21):

$$\begin{cases} \frac{u}{v_*} = A_a \ln\left(\frac{v_* y}{\nu}\right) + B_a, \\ \frac{u}{v_*} = A \ln\left(\frac{v_* y}{\nu}\right) + B, \\ \frac{u}{v_*} = A \ln\left(\frac{v_* y}{\nu}\right) + B + \Delta B. \end{cases} \quad (26)$$

Розв'язок системи рівнянь (26) з урахуванням міркувань до (17)–(19) за [29] дає вираз

$$\Delta B = (A_a - A) \ln k_a. \quad (27)$$

Запропоновано низку формул для обчислення гідравлічного коефіцієнта тертя при течії води з добавками полімерів у трубах. Серед них формула Войтинської (Альтшуль) Ю. А [34, с. 96–97]:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \cdot \lg \left[\left(\frac{2,8 \cdot v_{*i\delta}}{v \sqrt{\lambda}} \right)^{5,75} \left(\frac{2,5}{Re_d \sqrt{\lambda}} + \frac{\Delta_e}{3,7d} \right) \right]. \quad (28)$$

де $v_{*i\delta}$ – порогова динамічна швидкість, при досягненні якої починається послаблення турбулентного тертя; η – коефіцієнт. Для ПАА приймають: $v_{*i\delta} \approx 0,05 \cdot \dot{\gamma} / \dot{\gamma}_c$; а при $0,005\% < C < 0,012\%$ беруть $\eta \approx 1000C$. За відсутності полімеру ($C = 0, \eta = 0$) вираз (28) трансформується у формулу Кольбрука для течій ньютонівських рідин [35, с. 165]:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \cdot \lg \left[\left(\frac{2,5}{Re_d \sqrt{\lambda}} + \frac{\bar{\Delta}}{3,7} \right) \right]. \quad (29)$$

де $\bar{\Delta} = \Delta_e/d$ – відносна еквівалентна шорсткість стінок труби.

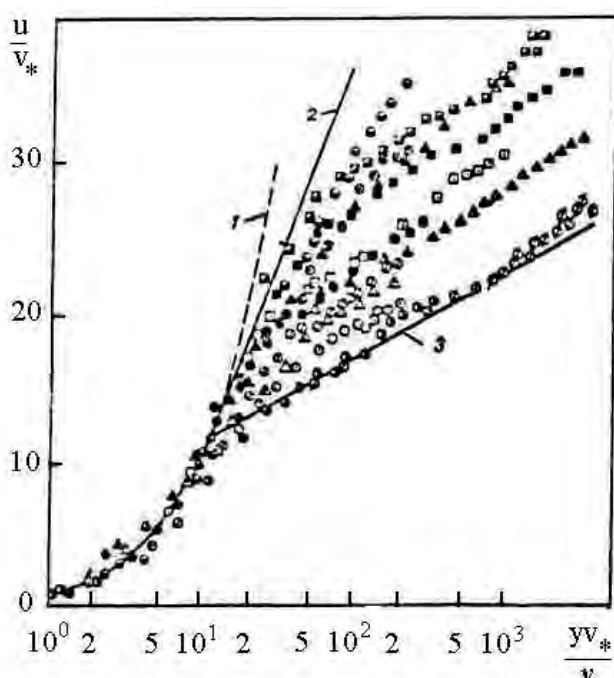


Рис. 7. Структура полімерних потоків у круглих трубах за результатами вимірювань: (1) – лінійна частина профілю Л. Прандтля $\frac{u}{v_*} = \frac{u_* y}{v}$; (2) – асимптота Вірка $\frac{u}{v_*} = 11,7 \ln \left(\frac{v_* y}{v} \right) - 17,0$; (3) – логарифмічна частина профілю Л. Прандтля $\frac{u}{v_*} = 2,5 \ln \left(\frac{v_* y}{v} \right) + 5,5$ [29]

Г. Ф. Кобець, проінтегрувавши розподіл швидкостей моделі (26) із врахуванням експериментальних значень: $A = 2,5$; $B = 5,1$; $\frac{v_* y}{v} = 11,6$; $A_a = 11,7$; $B_a = 17$, одержав формулу [29, с. 14–15]:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = \left[2 \cdot \lg(Re \sqrt{\lambda}) - 0,80 \right] + 7,51 \cdot \lg k_a - 427 \frac{k_a}{Re \sqrt{\lambda}} + 710 \frac{k_a^2}{Re^2 \lambda}. \quad (30)$$

де у квадратних дужках виділено член, який становить праву частину в законі опору Прандтля-Кармана. Рівняння (30) характеризує загальний випадок течії розчину. Якщо розподіл швидкостей, описуваний у (26) другим рівнянням, розповсюджується на весь переріз потоку, коли $\frac{v_* y}{v} = \frac{v_* \delta_s}{v_s}$, то залежність $\lambda = f(Re)$ стає асимптотою Вірка

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 9,51 \cdot \lg(Re \sqrt{\lambda}) - 19,4. \quad (31)$$

Підсумок аналізу гіпотез і математичних моделей ефекту Томса

На основі проведеного критичного аналізу літературних даних виявлено, що об'єднувальним елементом більшості гіпотез ефекту Томса є анізотропія динамічної в'язкості потоків з гідродинамічно активними додатками. Фізичну суть ефекту найповніше відображає комплексна математична модель (21), (25), (30), що ґрунтується на роботах Г. Ф. Кобця (Сиб. від. АН СРСР, Ін-т теплофізики) [24, 29], І. Л. Повха й О. Б. Ступіна (АН УРСР, ДонДУ) [28], Л. І. Сєдова, Н. Г. Васецької, В. А. Іосилевича (АН СРСР, МДУ) [30], Virk P. S. (США, Масачусетс. технологіч. ін-т) [33]. Суміщені профілі швидкостей для турбулентних течій водних розчинів різних полімерів у круглих трубах, побудовані за моделлю (21), (25), (30) і за даними експериментів, виконаних дослідниками різних наукових шкіл (рис. 7), добре узгоджуються між собою. Це є доказом того, що ця комплексна математична модель адекватно відображає дійсну фізичну суть ефекту Томса і може використовуватись в теоретичній гідродинаміці та в практичних розрахунках [37].

Висновки

На основі критичного аналізу вітчизняних і зарубіжних публікацій розкрито фізичну суть ефекту Томса. Показано комплексну математичну модель, що адекватно описує цей феномен. Вона добре узгоджується з результатами експериментів дослідників різних наукових шкіл. Структура комплексної математичної моделі така, що за відсутності гідродинамічно активних додатків у потоці рідини розрахункові формули, що її представляють, трансформуються у класичні залежності для ньютонівських рідин.

1. Корнилов В. И. Проблемы снижения турбулентного трения активными и пассивными методами (обзор) / В. И. Корнилов // Теплофизика и аэромеханика. – 2005. – Т. 12, № 2. – С. 183–208.
2. Usui Hiromoto. Прогресс уменьшения сопротивления в новом веке / Usui Hiromoto, Suzuki Hiroshi // Trans. Jap. Soc. Mech. Eng. B. – 2001. – V. 67, № 568. – P. 1305–1310.
3. Toms B. A. Some observations on the flow of linear polymer solutions through straight tubes at large Reynolds numbers / B. A. Toms // Proceedings International Congress on Rheology. – Vol. II. – Amsterdam: North Holland Publishing Co. – 1949. – P. 135–142.
4. Hoyt (J. W. Hoyt). Влияние добавок на сопротивление трения в жидкости / J. W. Hoyt // Теоретическ. основы инженерн. расчетов. Труды американского общества инж.-механиков. – М.: Мир, 1972. – № 2. – С. 1–31.
5. Буевич Ю. А. К модели снижения сопротивления при введении частиц в турбулентный поток вязкой жидкости / Ю. А. Буевич // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. – 1970. – № 2. – С. 114–120.
6. Повх И. Л. Гидродинамика и жизнь / И. Л. Повх. – К.: Общество “Знание” УССР, 1981. – 64 с.
7. Повх И. Л. Зменшення турбулентного тертя – основне джерело економії енергії / І. Л. Повх // Вісн. АН УРСР. – 1982. – № 11. – С. 66–74.
8. Hoyt J. W. The Effect of Additive on Fluid Friction / J. W. Hoyt, A. G. Fabula // Proceedings Fifth Symposium on Naval Hydrodynamics Office of Naval Research ACR – 112. – Bergen, Norway. – 1964. – P. 947.
9. Фейбула (Fabula A. G.). Использование снижения сопротивления при течении растворов полимеров в противопожарной технике / А. G. Fabula // Теоретическ. основы инженерн. расчетов. Труды американского общества инж. – механиков. – М.: Мир, 1971. № 3. – С. 109.
10. Козлов Л. П. Гідродинамічний ефект Томса і його можливі технічні застосування / Л. П. Козлов // Вісн. АН УРСР. – 1987. – № 1. – С. 23–33.
11. Шагиев Р. Г. Анализ гидравлической эффективности противотурбулентных присадок и внутритрубных отложений в процессе эксплуатации нефтепроводов / Р. Г. Шагиев, А. М. Тажигулов: Материалы научно-практич. Конф. “Роль науки в развитии топливно-энергетического комплекса” в рамках 7 Всероссийского энергетического форума, 13 Международной специализированной выставки “Энергетика Урала 2007” и 5 Международной специализированной выставки “Энергосбережение 2007”, Уфа, 24 окт. 2007. – С. 172–173.
12. Прохоров А. Д. Гидравлическая эффективность применения противотурбулентной присадки при транспортировке дизельного топлива / А. Д. Прохоров, С. Н. Челинцев, А. В. Черников и др. // Трансп. и хранение нефтепродуктов. – 2000. – № 3. – С. 8–9.
13. Макаров С. П. Опыт применения противотурбулентной присадки на нефтепродуктопроводах ОАО “АК “Транснефтепродукт” / [С. П. Макаров, С. М. Фокин, И. И. Ерошкина и др.] // Трансп. и хранение нефтепродуктов. – 2000. – № 4. – С. 14–17.
14. Применение гидродинамически активных добавок полимеров и поверхностно-

активных веществ в энергосберегающих технологиях / А. Б. Ступин, П. В. Асланов, А. П. Симоненко и др. // Прикладна гідромеханіка. – 2001. – Т. 3 (75), № 1. – С. 74–81. 15. Биомеханические аспекты действия снижающих гидродинамическое сопротивление полимеров / [С. С. Григорян, И. А. Соколова, А. А. Шахназаров, В. В. Смирнов] // Проблемы современной механики. К юбилею Л. И. Седова. – М.: Ин-т мех. МГУ, 1998. – С. 47–51. 16. Гемореологическое влияние полимеров, снижающих гидродинамическое сопротивление / [М. Э. Гафарова, С. Ю. Семёнова, И. А. Соколова, А. А. Шахназаров] // Ломоносовские чтения: тезисы докладов научн. конференции. Секция механики. Л-75. 15-25 апреля 2007, Москва, МГУ им. М. В. Ломоносова. – 2007. – М.: МГУ. – с. 54–55. 17. Корнилов В. И. Проблемы снижения турбулентного трения активными и пассивными методами (обзор) / В. И. Корнилов // Теплофизика и аэромеханика. – 2005. – Т. 12, № 2. – С. 183–208. 18. Воскобойник В. А. Снижение гидродинамических шумов растворами высокомолекулярных полимеров / В. А. Воскобойник, В. Т. Гринченко, А. П. Макаренков // Акустичний вісник. – 2007. – Т. 10, № 2. – С. 33–42. 19. Semenov V. N. Towards the influence of flow polymer additives and surface compliance on wall turbulence / [V. N. Semenov, V. M. Kulik, V. A. Lopyrev etc.] // Труды “5 Нац. конгр. по теор. и прикл. мех., Варна, 1985: 14 Науч.-методол. семин. по гидродинам. судна. Соврем. пробл. гидро- и аэродинам. судна” Т. 2. – Варна. – 1985. – Р. 371–376. 20. Никитин И. К. Сложные турбулентные течения и процессы теплопереноса / И. К. Никитин. – К.: Наук. думка, 1980. – 240 с. 21. Ландау Л. Д. Теоретическая физика: Учебное пособие. В 10 т. Т. VI. Гидродинамика / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М.: Наука, 1988. – 736 с. 22. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа / Л. Г. Лойцянский. – М.: Наука, 1978. – 736 с. 23. Кобец Г. Ф. О физическом обосновании механизма снижения сопротивления полимерными добавками / Г. Ф. Кобец // Влияние полимерных добавок и упругости поверхности на пристенную турбулентность. – Новосибирск. – 1978. – С. 24–44. 24. Кобец Г. Ф. Объяснение эффекта Томса анизотропией вязкости раствора / Г. Ф. Кобец // Прикладная механика и техническая физика. – 1969. – № 1. – С. 107–111. 25. Fabula A. G. Some interpretation of the Tims effect. Modern developments in the mechanics of continua / A. G. Fabula, J. L. Lumley, W. Taylor // Academic Press. – 1966. – P. 145–166. 26. Liberman M. W. Shear-induced structure formation in solutions of drag reducing polymers / M. W. Liberman, E. J. Pollauf, A. J. J. McHugh // Non-Newton. Fluid Mech. – 2003. – Vol. 113, № 2–3. – P. 193–208. 27. Калашиников В. Н. Вязкоупругие свойства разбавленных растворов высокомолекулярных полимеров: Измерения естественного времени / Калашиников В. Н., Аскарлов А. Н. – М.: ИПМ АН СССР, 1968. – 53 с. (Препр. / АН СССР. Ин-т проблем механики; 278-86). 28. Повх И. Л. О влиянии упругости растворов полимеров на снижение сопротивления / И. Л. Повх, А. Б. Ступин // Журн. прикладной механики и технической физики, 1972. – № 1. – С. 63–68. 29. Кобец Г. Ф. Расчет сопротивления при турбулентном течении слабоконцентрированных растворов полимеров / Кобец Г. Ф. – Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1984. – 35 с. (Препр. / СО АН СССР. Ин-т теплофизики; 116 - 84). 30. Седов Л. И. О расчетах турбулентных пограничных слоев с малыми добавками полимеров / Л. И. Седов, Н. Г. Васецкая, В. А. Иосилевич // Турбулентные течения. – М.: Наука. – 1974. – С. 205–220. 31. Экспериментальное исследование структуры пристенных турбулентных течений / [Кутателадзе С. С., Миронов Б. П., Накоряков В. Е., Хабахпашева Е. М.] – Новосибирск: Наука, 1975. – 166 с. 32. Иванюта Ю. Ф. Экспериментальное исследование турбулентного течения в трубе слабых растворов полимеров / Ю. Ф. Иванюта, Л. А. Чекалова // Инж.-физ. журн. - 1970. – Т. 18, № 6. – С. 1085–1093. 33. Virk P. S. Drag reduction fundamentals / P. S. Virk // AIChE J. – 1975. – V. 21, № 4. – P. 625–656. 34. Курганов А. М. Справочник по гидравлическим расчетам систем водоснабжения и канализации / А. М. Курганов, Н. Ф. Федоров. – Л.: Стройиздат, 1978. – 424 с. 35. Чугаев Р. Р. Гидравлика: Учебник / Р. Р. Чугаев. – Л.: Энергоиздат, 1982. – 672 с. 36. Бартенев Г. М. Физика и механика полимеров. / Г. М. Бартенев., Ю. В. Зеленев – Учебное пособие для вузов. М.: Высш. Школа, 1983. – 391 с. 37. Чернюк В. В. Регулювання інтегральних параметрів напірних потоків рідин гідродинамічно активними додатками: автореф. дис. на здобуття наук. ступеня докт. техн. наук: спец. 05.23.16 “Гідравліка і інженерна гідрологія” / В. В. Чернюк. – К., 2010. – 36 с.