

2. Горбась І.М. Динаміка епідеміологічної ситуації щодо артеріальної гіпертензії (20-річне спостереження) // Кровообіг та гемостаз. – 2005. – №2. – С.29-33.
3. Жаркин А.Ф., Емельянова Л.А., Соболева Т.А. Эндокринная артериальная гипертензия у молодых женщин с гормонозависимыми заболеваниями репродуктивной системы // Клиническая медицина. – 2001. – Т.79, №7. – С.4-11.
4. Затеишников Д.А., Добровольский А.Б. Изучение антикоагулянтных свойств эндотелия с помощью стандартного веноокклюзивного теста // Бюллетень экспериментальной биологии и медицины. – 1992. – № 12. – С. 605-608.
5. Затеишкова А.А., Затеишиков Д.А. Эндотелиальная регуляция сосудистого тонуса: методы исследования и клиническое значение // Кардиология. – 1998. – №9. – С.68-80.
6. Митченко Е.И., Романов В.Ю. Применение фиксированной низкодозовой комбинации периндоприла и индапамида в лечении артериальной гипертензии у больных с метаболическим синдромом // Український кардіологічний журнал. – 2006. – №2. – С.78-84.
7. Писаржевский С.А. Проницаемость эндотелия и атеросклероз // Кардиология. – 2005. – №5. – С. 22-34.
8. Семёнкин А. А., Живилова Л. А., Голецова З. Ш. и др. Сравнительная оценка гипотензивного, метаболического и эндотелиального эффектов индапамида ретард и гидрохлортиазида у больных с эссенциальной артериальной гипертензией // Кардиология. – 2006. – №5. – С.35-39.
9. Сиренко Ю.Н., Рековец О.Л., Амосова Е.Н и др. Антигипертензивная эффективность фиксированной низкодозовой комбинации периндоприла и индапамида у больных с артериальной гипертензией I-II степени (результаты многоцентрового исследования "UNIA" – Ukrainian Noliprel study In Arterial hypertension) // Український кардіологічний журнал. – 2006. – №2. – С.70-76.
10. Тимофеева Л. А., Алехин М. Н., Угрюмова М. О. и др. Влияние 12-месячной комбинированной терапии периндоприлом и индапамидом на уровень артериального давления и гипертрофию левого желудочка у больных гипертонической болезнью // Кардиология. – 2006. – №3. – С.30-35.
11. De Luca N, Safar ME. Efficacy of a very-low-dose perindopril 2 mg/ indapamide 0,625 mg on cardiac hypertrophy in hypertensive patients // J. Hypertens. – 2002. – Vol.20 (4). – P.118-121.
12. Guidelines Committee. 2003 European Society of Hypertension-European Society of Cardiology guidelines for the management of arterial hypertension // J. Hypertension. – 2003. – Vol. 21. – P.1011-1053.
13. Investigators of the STRATHE trial. Comparison of different therapeutic strategies in hypertension: a low-dose combination of perindopril/indapamide versus a sequential monotherapy or a stepped-care approach / Mourad J.J., Waeber B., Zannad F. et al. // J. Hypertension. – 2004. – Vol. 12. – P. 2379-2386.
14. Nadar S, Lip GYH. Hypertension and the prothrombotic state // J. Am. Coll. Cardiol. – 2003. – Vol.41. – P.1847.
15. Waeber B. What can be learned from the experience with the fixed low-dose combination of perindopril/indapamide in the treatment of hypertension? // Expert Opin. Pharmacother. – 2005. – Vol. 13. – P. 2291-2299.

SUMMARY

FEATURES OF CHANGE ANTIKOAGULATIONS AND FIBRINOLYSIS FACTORS UNDER INFLUENCE NOLIPREL AT ESSENTIAL HYPERTONIC WITH ESSENTIAL HYPERTONIC

Koshlia V.I., Shchurov M.F.

Clause is devoted to a problem endothelial dysfunctions at oncology Patients has been operated women with essential hypertonic I and II degrees. Studying influence noliprel on activity endothelial dependent factors of system of a hemostasis and fibrinolysis is lead: a protein C, antitrombinum III, inhibitor the activator plazminogenum-1 and plazminogenum. Authors have shown, that noliprel during treatment essentially improves antikoagulations and fibrinolysis potential endothelial on a background of achievement of target levels of arterial pressure.

Key words: endothelial dysfunctions, essential hypertonic, noliprel

УДК: 616.13.16 – 007.253: 612.13. 001.57

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ТА МАТЕМАТИЧНЕ ОБЧИСЛЕННЯ ГЕМОДИНАМІКИ АРТЕРІО-ВЕНОЗНИХ НОРИЦЬ

Левчак Ю.А.

Ужгородський національний університет, медичний факультет, кафедра госпітальної хірургії, м. Ужгород

РЕЗЮМЕ: в представленій роботі приведені детальні математичні обчислення та експериментальне моделювання гемодинаміки артеріо-венозних норичь. Отриманий у результаті метод обчислення гемодинаміки артеріо-венозних норичь надає можливість визначити залежність об'ємної та лінійної швидкостей кровотоку від системної гемодинаміки та від діаметру артеріо-венозної норичь.

Ключові слова: глибокі венозні тромбози, артеріо-венозна норичь, моделювання гемодинаміки

Вступ. Основною ознакою сучасної флебології є стійка тенденція до більш активного ведення пацієнтів із гострими венозними тромбозами. Зокрема, позиція Американського Венозного Форуму є наступною: «Методом вибору в лікуванні ілео-

феморального флеботромбозу є тромбектомія із формуванням артеріо-венозної норичь (АВН) з наступною тривалою антикоагулянтною терапією» [2]. Академік А.В.Покровський (2004) вважає формування артеріо-венозної норичь необхідним до-

повненням до венозної тромбектомії [5]. Основні завдання функціонуючої артеріо-венозної нориці [6]:

- збільшення кровотоку у звільнених венозних сегментах;
- запобігання безпосереднього ретромбозу;
- сприяння відновленню пошкодженого ендотелію;
- створення умов для розвитку колатералей при частковій дезобструкції венозного сегмента.

Аналізуючи опрацьовану літературу, ми не знайшли даних про те, яким має бути оптимальний діаметр артеріо-венозної нориці та як змінюються об'ємна та лінійна швидкості в залежності від діаметра нориці.

Мета дослідження. Створити експериментальну модель артеріо-венозної нориці та провести математичне обчислення гемодинамічних параметрів.

Теоретичні дослідження.

У зв'язку з перетіканням рідини доцільно виділити в даній системі окремі області I, II, III, IV (рис.1), потоки в яких характеризуються своїми середніми швидкостями і витратами. Цифри I і II відносяться до повних, а III і IV – до транзитних потоків. Тому далі аналогічними індексами позначаються середні швидкості і витрати у відповідних областях потоку.

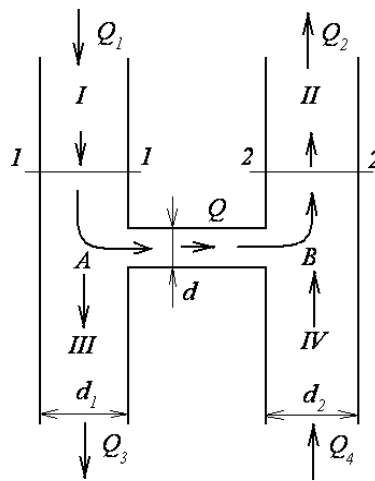


Рис. 1. Схема артеріо-венозної нориці,

де d_1 - діаметр артерії, d_2 - діаметр вени, d - артеріо-венозний шунт, при цьому $d < d_1$ і $d < d_2$. Тиск у артерії - p_1 , тиск у вені p_2 . Середню швидкість і витрату, віднесені до АВН, позначимо відповідно через v і Q .

Для визначення витрати Q проведемо перерізи 1-1 і 2-2 (рис.1) і запишемо для них рівняння

$$\frac{p_1}{\rho g} + \frac{\beta_1 v_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\rho g} + \frac{\beta_2 v_2^2}{2g} + h_1 + h_2, \quad (1)$$

де ρ - густина рідини; g - прискорення вільного падіння; v_1 і β_1 - середня швидкість і коефіцієнт Коріоліса в перерізі 1-1; v_2 і β_2 - те ж саме в перерізі 2-2; h_1 і h_2 - місцеві втрати гідродина-

мичного напору на вході в коротку трубку і, відповідно, на виході із неї, зумовлені різкою зміною місцевих швидкостей як за величиною, так і за напрямком.

Перепишемо рівняння (1) у вигляді

$$\frac{p_1}{\rho g} - \frac{p_2}{\rho g} = h_1 + h_2 + \frac{\beta_2 v_2^2}{2g} - \frac{\beta_1 v_1^2}{2g}. \quad (2)$$

Аби одержати на основі рівняння (2) формулу для визначення витрати Q , потрібно насамперед виразити усі доданки в правій частині цього рів-

няння через середню швидкість руху рідини в короткій трубці v . Для цього використаємо балансові рівняння витрат

$$Q_1 = Q + Q_3, \quad (3)$$

$$Q_2 = Q + Q_4. \quad (4)$$

Поділимо обидві частини рівняння (3) на площу поперечного перерізу першої труби ω_1 , а обидві частини рівняння (4) – на площу поперечного перерізу другої труби ω_2 . Враховуючи при цьому, що $v_1 = \frac{Q_1}{\omega_1}$, $v_2 = \frac{Q_2}{\omega_2}$ і $v = \frac{Q}{\omega}$, будемо мати

$$v_1 = \frac{\omega}{\omega_1} \left(1 + \frac{Q_3}{Q} \right) = \left(\frac{d}{d_1} \right)^2 \left(\frac{Q_1}{Q} \right) v, \quad (5)$$

$$v_2 = \frac{\omega}{\omega_2} \left(1 + \frac{Q_4}{Q} \right) = \left(\frac{d}{d_2} \right)^2 \left(\frac{Q_2}{Q} \right) v. \quad (6)$$

Місцеві втрати напору h_1 і h_2 відповідно дорівнюють

$$h_1 = \zeta_1 \frac{v^2}{2g}, \quad (7)$$

$$h_2 = \zeta_2 \frac{v^2}{2g}, \quad (8)$$

де ζ_1 і ζ_2 – коефіцієнти місцевих гідравлічних опорів.

Враховуючи вирази (5) – (8), перетворимо рівняння (2) до вигляду

$$\frac{p_1}{\rho g} - \frac{p_2}{\rho g} = \left[\zeta_1 + \zeta_2 + \left(\beta_2 \left(\frac{d}{d_2} \right)^4 \left(\frac{Q_2}{Q_1} \right)^2 - \beta_1 \left(\frac{d}{d_1} \right)^4 \right) \left(\frac{Q_1}{Q} \right)^2 \right] \frac{v^2}{2g},$$

звідки

$$v = \frac{\sqrt{2 \frac{p_1 - p_2}{\rho}}}{\sqrt{\zeta_1 + \zeta_2 + \left[\beta_2 \left(\frac{d}{d_2} \right)^4 \left(\frac{Q_2}{Q_1} \right)^2 - \beta_1 \left(\frac{d}{d_1} \right)^4 \right] \left(\frac{Q_1}{Q} \right)^2}}. \quad (9)$$

Витрату рідини в короткій трубці знаходимо за формулою

$$Q = v\omega. \quad (10)$$

Підставивши замість v його вираз (9), одержимо

$$Q = \frac{\omega \sqrt{2 \frac{p_1 - p_2}{\rho}}}{\sqrt{\zeta_1 + \zeta_2 + \left[\beta_2 \left(\frac{d}{d_2} \right)^4 \left(\frac{Q_2}{Q_1} \right)^2 - \beta_1 \left(\frac{d}{d_1} \right)^4 \right] \left(\frac{Q_1}{Q} \right)^2}}. \quad (11)$$

Введемо позначення

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{\zeta_1 + \zeta_2 + \left[\beta_2 \left(\frac{d}{d_2} \right)^4 \left(\frac{Q_2}{Q_1} \right)^2 - \beta_1 \left(\frac{d}{d_1} \right)^4 \right] \left(\frac{Q_1}{Q} \right)^2}}, \quad (12)$$

де μ – коефіцієнт витрати.

Тоді вираз для витрати набуває спрощеного вигляду

$$Q = \mu\omega \sqrt{2 \frac{p_1 - p_2}{\rho}}. \quad (13)$$

Якщо позначити через H_p різницю п'єзометричних напорів

$$H_p = \frac{P_1}{\rho g} - \frac{P_2}{\rho g}, \quad (14)$$

то вираз (13) можна переписати так

$$Q = \mu \omega \sqrt{2gH_p}. \quad (15)$$

Тепер переходимо до визначення коефіцієнтів місцевих гідравлічних опорів ζ_1 і ζ_2 .

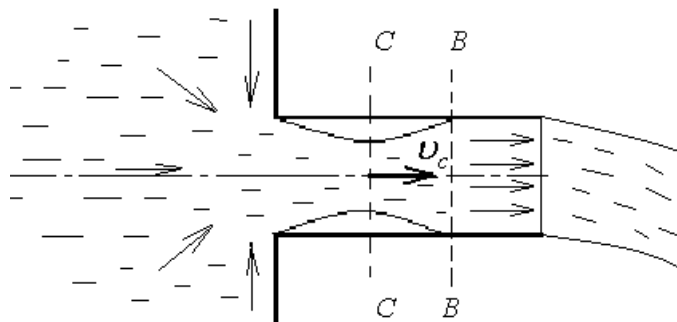


Рис.2. Схема течії рідини в зовнішній циліндричній насадці

Коефіцієнт ζ_1 визначимо аналогічно випадку витікання рідини під сталим геометричним напором H через зовнішню циліндричну насадку [2, 3]. При вході в коротку трубку, яка є аналогом насадки, потік обтікає її крайку і на початку самої трубки утворює стиснутий струмінь, який далі розширюється і заповнює увесь поперечний переріз трубки, тоді як навколо стиснутого струменю утворюється водовертна зона (рис.2). Повна втрата напору h_1 на усьому шляху руху рідини від

окрайки до перерізу В-В, в якому струмінь уже повністю заповнює поперечний переріз трубки, складається із двох видів:

1) на ділянці від крайки до найбільш стиснутого перерізу струменю С-С діє опір крайки $h_{1(окр)}$, аналогічний опору при витіканні рідини в атмосферу через малий круглий отвір у плоскій тонкій стінці, коли струмінь дотикається лише крайки отвору [2]:

$$h_{1(окр)} = \zeta_0 \frac{v_c^2}{2g},$$

де ζ_0 – коефіцієнт опору крайки отвору; v_c – середня швидкість руху рідини в стиснутому перерізі С-С;

2) на ділянці від стиснутого перерізу С-С до перерізу В-В діє опір $h_{1(розш)}$, аналогічний опору раптового розширення труби [2]:

$$h_{1(розш)} = \frac{(v_c - v)^2}{2g}.$$

Тому повна втрата напору h_1 дорівнює:

$$h_1 = \zeta_0 \frac{v_c^2}{2g} + \frac{(v_c - v)^2}{2g}. \quad (16)$$

Швидкість v_c визначимо із гідравлічного рівняння нерозривності

$$Q = v\omega = v_c\omega_c = v_c\varepsilon\omega, \quad (17)$$

де ω_c – площа найбільш стиснутого перерізу струменю; $\varepsilon = \frac{\omega_c}{\omega}$ – коефіцієнт стиску струменю. Із

(17) одержуємо вираз $v_c = \frac{v}{\varepsilon}$, з врахуванням якого рівняння (16) набуває вигляду:

$$h_1 = \frac{1}{\varepsilon^2} \left[\zeta_0 + (1 - \varepsilon)^2 \right] \frac{v^2}{2g}. \quad (18)$$

Порівнявши між собою вирази (7) і (18), одержимо

$$\zeta_1 = \frac{1}{\varepsilon^2} \left[\zeta_0 + (1 - \varepsilon)^2 \right]. \quad (19)$$

Коефіцієнт стиску ε , який входить до (19), відноситься до так званого повного досконалого стиску струменю, коли краї плоскої тонкої стінки, в якій міститься малий круглий отвір, не впливають на процес витікання.

$$\text{Re} = \frac{d\sqrt{2gH}}{v}, \quad (20)$$

де v – кінематична в'язкість рідини.

На рис.3 наведені графіки, запозичені із [2], де даються значення коефіцієнтів ε і φ в залежності від $\lg \text{Re}$. Для заданого числа Re коефіцієнт ε визначається безпосередньо із відповідного графі-

ка, а також коефіцієнт швидкості витікання φ залежать лише від числа Рейнольдса

ка, тоді як коефіцієнт опору крайки отвору ζ_0 визначається через величину φ [2]:

$$\zeta_0 = \frac{1}{\varphi^2} - 1. \quad (21)$$

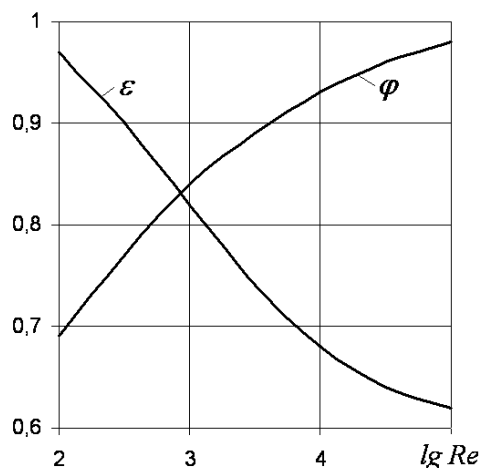


Рис.3. Залежності параметрів ε і φ від $\lg \text{Re}$

Однак у випадку, коли круглий отвір, до якого прилаштовано коротку трубку, розташований у

стінці круглої труби і транзитна витрата $Q_3 \neq 0$, формулу (19) слід переписати у вигляді

$$\zeta_1 = \frac{1}{\varepsilon^2} \left[\zeta_0 + (1 - \varepsilon)^2 \right] \cdot \psi, \quad (22)$$

де ψ – поправочний коефіцієнт, який визначається експериментально і враховує вплив транзитної витрати Q_3 та діаметрів d і d_1 на величину ζ_1 .

Що стосується коефіцієнта місцевого гідравлічного опору ζ_2 , то його можна визначити по аналогії з відповідним коефіцієнтом опору для так званого витяжного трійника. Рекомендації щодо визначення коефіцієнтів опору витяжних трійників наведені, зокрема, в [4]. Скориставшись ними, можемо написати

$$\zeta_2 = a \left[1 + \left(\frac{Q}{Q_2} \right)^2 \left(\frac{d_2}{d} \right)^4 - 2 \left(1 - \frac{Q}{Q_2} \right)^2 \right] \left(\frac{Q_2}{Q} \right)^2 \left(\frac{d}{d_2} \right)^4, \quad (23)$$

де a – емпіричний коефіцієнт, величина якого залежить від Q/Q_2 та d/d_2 . Зокрема, для $(d/d_2)^2 \leq 0,3$ і $(Q/Q_2) \leq 1$, коефіцієнт $a = 1$ [4].

Маючи загальні вирази для коефіцієнтів ζ_1 і ζ_2 , розглянемо три окремі випадки. У першому випадку друга труба відсутня, а з першої рідина витікає через коротку трубку в атмосферу при сталому геометричному напорі H_1 . В даному випадку коефіцієнт ζ_2 у формулі (12) потрібно прийня-

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{1}{\varepsilon^2} [\zeta_0 + (1 - \varepsilon)^2] \psi_1 - \beta_1 \left(\frac{d}{d_1}\right)^4}} \quad (24)$$

і в даному разі поправочний коефіцієнт ψ_1 враховує вплив лише стінок труби на величину ζ_1 .

Другий випадок є аналогічним першому, однак додатково враховується наявність транзитної ви-

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{1}{\varepsilon^2} [\zeta_0 + (1 - \varepsilon)^2] \psi - \beta_1 \left(\frac{d}{d_1}\right)^4 \left(\frac{Q_1}{Q}\right)^2}}, \quad (25)$$

коефіцієнт ψ в якій враховує вплив транзитної витрати та діаметрів основної труби і короткої трубки на величину ζ_1 .

У третьому випадку розглядається процес затопленого перетікання рідини із першої труби в другу при сталій різниці геометричних напорів

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\varepsilon^2} [\zeta_0 + (1 - \varepsilon)^2] \psi_1 + \left[1 + \left(\frac{d}{d_2}\right)^4\right] + \left[\beta_2 \left(\frac{d}{d_2}\right)^4 - \beta_1 \left(\frac{d}{d_1}\right)^4\right]}}. \quad (26)$$

Формули (24) – (26) далі використовуються для обробки експериментальних даних.

Експериментальні дослідження. Експериментальне моделювання АНВ проводилося у лабораторії Інституту гідромеханіки НАН України на лабораторній установці, яка дає можливість ство-

ти рівним нулю, а величину $\beta_2 \left(\frac{d}{d_2}\right)^4 \left(\frac{Q_2}{Q}\right)^2$ замінити одиницею. Якщо, окрім цього, вважати, що транзитна витрата Q_3 відсутня і, отже, $\left(\frac{Q_1}{Q}\right) = 1$, то формула (12) набуває, з врахуванням виразу (22), вигляду

трати Q_3 в процесі витікання із труби в атмосферу. У такому випадку коефіцієнт витрати μ визначається за формулою:

$H = H_1 - H_2$ та при відсутності транзитних витрат Q_3 і Q_4 . В даному випадку $Q_1 = Q = Q_2$, тому формула (12) набуває, з врахуванням (22) і (23), вигляду:

рювати різнонаправлені потоки із різними величинами тиску, який не змінюється протягом часу виконання експерименту (рис. 4).

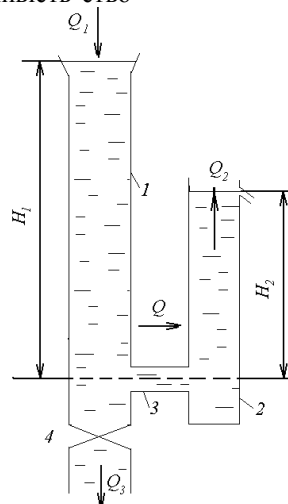


Рис.4. Схема лабораторної установки

Здійснені три серії дослідів. Перша серія стосується дослідження процесу витікання через коротку трубку в атмосферу при сталому геометричному напорі H_1 та при закритому крані 4. У другій серії досліджено аналогічний процес витікання, однак при відкритому крані 4, тобто при наявності транзитної витрати. Третя серія досліджень присвячена вивченню процесу затопленого перетікання рідини із першої труби в другу при сталій різниці геометричних напорів $H = H_1 - H_2$.

Метою проведення першої і другої серій дослідів є визначення ступеня впливу стінок труби і, відповідно, транзитної витрати Q_3 на величину

$$\mu = \frac{Q}{\omega \sqrt{2gH_p}}, \quad (27)$$

де H_p – г'єзометричний напір у точці сполучення короткої трубки з полівініловою трубою.

При русі води в полівініловій трубі частина кінетичної енергії потоку витрачається на подолання гідравлічного опору тертя по довжині труби H_{mp} ,

тому величина H_p дорівнює

$$H_p = H_1 - H_{mp}, \quad (28)$$

$$H_{mp} = \lambda_1 \frac{H_1 v_1^2}{d_1 2g}, \quad (29)$$

де λ_1 – коефіцієнт гідравлічного тертя; $v_1 = Q_1 / \omega_1$ – середня швидкість руху води в трубі 1. У випадку турбулентного руху величина λ_1

$$\lambda_1 = \frac{0,3164}{\text{Re}_1^{0,25}}, \quad (30)$$

де число Рейнольдса $\text{Re}_1 = (d_1 v_1 / \nu) > 2000$, тоді як для ламінарного руху – за формулою Пуазейля

$$\lambda_1 = \frac{64}{\text{Re}_1} \quad (31)$$

при $\text{Re}_1 < 2000$.

Поправочний коефіцієнт Ψ_1 , який, власне, цікавить нас, визначається за формулою

$$\Psi_1 = \frac{\frac{1}{\mu^2} + \beta_1 \left(\frac{d}{d_1}\right)^4 - 1}{\frac{1}{\varepsilon^2} [\zeta_0 + (1 - \varepsilon)^2]}, \quad (32)$$

яка впливає із (24). При цьому величини ε і ζ_0 визначаються в залежності від числа Рейнольдса $\text{Re} = \frac{d \sqrt{2gH_p}}{\nu}$ способом, аналогічним ска-

місцевого гідравлічного опору ζ_1 , тобто мова йде про визначення поправочних коефіцієнтів Ψ_1 і Ψ . Третя серія дослідів передбачує встановлення достовірності формули (26), яка стосується окремого випадку, коли відбувається перетікання при відсутності транзитної витрати Q_3 . В кожному конкретному випадку досліди повторювалися декілька разів, після чого визначалося середнє арифметичне значення Q . Досліднє значення коефіцієнта витрати μ визначалося за формулою:

визначається за формулою Блазіуса для гідравлічно гладких труб [2]:

заному в попередньому пункті 1, а для визначення коефіцієнта Коріоліса β_1 використана формула [2]:

$$\beta_1 = 1 + 2,65\lambda_1. \quad (33)$$

На рис.5 наведені у вигляді точок експериментальні значення коефіцієнта ψ_1 в залежності від витрати витікання Q , а у вигляді суцільної лінії – середнє значення цього коефіцієнта. Точки типу 1, 2, 3 відносяться до діаметрів коротких трубок 0,088, 0,206 і 0,325 см відповідно. Видно, що для кожного діаметра трубки величина ψ_1 трошки зростає із збільшенням витрати Q , однак середнє для усіх трьох діаметрів значення ψ_1 дорівнює 1,03. Отже, при $(\omega/\omega_1) = (d/d_1)^2 < 0,3$ ступінь впливу стінок основної труби на коефіцієнт місцевого опору ζ_1 незначний, і тому далі будемо вважати, що $\psi_1 \approx 1$.

У другій серії досліди виконувалися аналогічно, як у першій серії, однак додатково вимірювалася, одноразово з Q , транзитна витрата Q_3 , після чого визначалася повна витрата $Q_1 = Q + Q_3$.

$$\psi = \frac{\frac{1}{\mu^2} + \left(\frac{Q_1}{Q}\right)^2 \beta_1 \left(\frac{d}{d_1}\right)^4 - 1}{\frac{1}{\varepsilon^2} [\zeta_0 + (1 - \varepsilon)^2]}, \quad (34)$$

яка впливає із (25). В результаті обробки дослідних даних встановлено, що величина ψ залежить від параметра

$$\xi = \frac{Q_3}{Q} \left(\frac{d}{d_1}\right)^2 = \left(\frac{Q_1}{Q} - 1\right) \left(\frac{d}{d_1}\right)^2. \quad (35)$$

Ця залежність показана на рис.6, де точками зображені експериментальні значення коефіцієнта ψ , суцільною лінією – розрахунок за поліномом

$$\psi = 9,71\xi^2 + 0,52\xi + 1,2, \quad (36)$$

який апроксимує експериментальні дані і одержаний методом найменших квадратів. Однак цей поліном потребує своєї корекції, позаяк при $\xi = 0$

$$\psi = 1 + 9\xi^{\frac{3}{2}}, \quad (37)$$

який відповідає пунктирна лінія на рис.6. Видно, що пунктирна і суцільна лінії в цілому добре узгоджуються між собою. Отже, згідно з рис.6, транзитна витрата впливає на величину ζ_1 , що й потрібно враховувати при гідравлічному розрахунку короткої трубки.

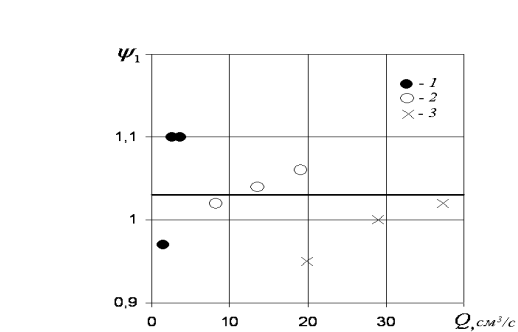


Рис.5. Залежність поправочного коефіцієнта ψ_1 від Q :

1 – $d = 0,088$ см; 2 – $d = 0,206$ см; 3 – $d = 0,325$ см

Поправочний коефіцієнт ψ визначався у даному випадку за формулою

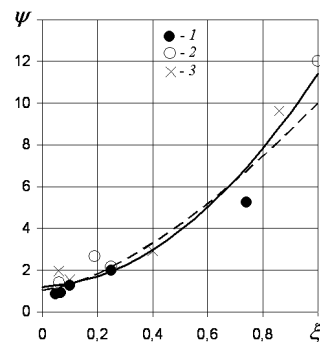


Рис.6. Залежність поправочного коефіцієнта ψ від ξ :

1 – $d = 0,088$ см; 2 – $d = 0,206$ см; 3 – $d = 0,325$ см; суцільна і пунктирна лінії – розрахунок за (36) і (37) відповідно.

Досліди в третій серії. Витрата рідини визначалася аналогічно, як і в першій серії дослідів, а

$$H_p = H - H_{mp},$$

де $H = H_1 - H_2$ – різниця геометричних напорів; H_{mp} – сумарна втрата напору на тертя в обох трубах:

$$H_{mp} = \lambda_1 \frac{H_1}{d_1} \frac{v_1^2}{2g} + \lambda_2 \frac{H_2}{d_2} \frac{v_2^2}{2g}. \quad (38)$$

За відповідних умов, для яких були визначені дослідні значення коефіцієнта витрати $\mu_{досл}$, обчислювалися за формулою (26) розрахункові значення коефіцієнта витрати μ , потім порівнювалися одна з одною величини $\mu_{досл}$ і μ . При обчисленні величини μ коефіцієнт Коріоліса β_2 визначався за формулою, аналогічною формулі (33), а коефіцієнт гідравлічного тертя λ_2 – за формулами, аналогічними (30), (31).

В результаті виконаних досліджень виявилось, що відносне відхилення розрахункових величин μ від дослідних $\mu_{досл}$ складає в середньому 1,8% і знаходиться в межах похибок вимірювання витрати

коефіцієнта витрати μ – за формулою (27). При цьому різниця п'єзометричних напорів визначалася за виразом

ти Q . Це й свідчить про достовірність формули (26).

Наведені вище результати теоретичних і експериментальних досліджень у сукупності дають можливість розробити методику гідравлічного розрахунку короткої трубки.

Методика розрахунку АВН. В основі методики гідравлічного розрахунку АВН – вираз (15). В даному разі коефіцієнт витрати μ визначається за формулою (12), а величини ζ_1 і ζ_2 , які входять до (12), – за формулою (22), з урахуванням (37), і за формулою (23), при $a = 1$ відповідно.

Поділимо обидві частини рівняння (15) на μQ_1 . В результаті одержимо

$$\frac{1}{\mu} \frac{Q}{Q_1} = \frac{\omega \sqrt{2gH_p}}{Q_1}$$

або, позначивши через $\bar{Q} = \frac{Q}{Q_1}$ безрозмірну витрату в короткій трубці,

$$\frac{1}{\mu} \bar{Q} = \frac{\omega \sqrt{2gH_p}}{Q_1}. \quad (39)$$

Підставимо в (39) замість μ його вираз (12), при цьому врахуємо формули (22) і (23) для визначення відповідних коефіцієнтів ζ_1 і ζ_2 , які входять до (12), а також замінимо величину Q_2 на суму (4). Потім піднесемо обидві частини одержаного рівняння до квадрату і виконаємо низку елементарних математичних перетворень. У результаті одержимо безрозмірне алгебраїчне рівняння для \bar{Q} :

$$\left[1 + A \left(1 + 9 \left(\frac{d}{d_1} \right)^3 \left(\frac{1}{\bar{Q}} - 1 \right)^{\frac{3}{2}} \right) \right] \bar{Q}^2 + (1 + \beta_2 \bar{Q})(\bar{Q} + \bar{Q}_4)^2 \left(\frac{d}{d_2} \right)^4 - \beta_1 \left(\frac{d}{d_1} \right)^4 \bar{Q} = B; \quad (40)$$

$$A = \frac{1}{\varepsilon^2} [\zeta_0 + (1 - \varepsilon)^2], \quad (41)$$

$$B = \frac{2gH_p \omega^2}{Q_1^2} + 2\bar{Q}_4^2 \left(\frac{d}{d_2} \right)^4, \quad (42)$$

де $\bar{Q}_4 = \frac{Q_4}{Q_1}$ – безрозмірна транзитна витрата в другій трубці.

Для вищезазначених вихідних параметрів величини A і B є сталими.

Позначимо ліву частину рівняння (40) через $Y(\bar{Q})$:

$$Y(\bar{Q}) = \left[1 + A \left(1 + 9 \left(\frac{d}{d_1} \right)^3 \left(\frac{1}{\bar{Q}} - 1 \right)^{\frac{3}{2}} \right) \right] \bar{Q}^2 + (1 + \beta_2 \bar{Q})(\bar{Q} + \bar{Q}_4)^2 \left(\frac{d}{d_2} \right)^4 - \beta_1 \left(\frac{d}{d_1} \right)^4 \bar{Q}. \quad (43)$$

Дослідимо значення функції $Y(\bar{Q})$ при $\bar{Q}=0$. Справа у тому, що величина

$$\left(\frac{1}{\bar{Q}} - 1 \right)^{\frac{3}{2}} \bar{Q}^2. \quad (44)$$

яка входить до (43), характеризується „невизначеністю” типу $\infty \cdot 0$ при $\bar{Q}=0$.

Перетворимо вираз (44):

$$\frac{\left(\frac{1}{\bar{Q}} - 1 \right)^{\frac{3}{2}}}{\frac{1}{\bar{Q}^2}}, \quad (45)$$

Такий вигляд виразу приводить до „невизначеності” типу $\frac{\infty}{\infty}$. Застосувавши до (45) правило Лопітала, одержимо:

$$\lim_{\bar{Q} \rightarrow 0} \left[\frac{\left(\frac{1}{\bar{Q}} - 1 \right)^{\frac{3}{2}}}{\frac{1}{\bar{Q}^2}} \right] = \left[\frac{3}{8} \cdot \frac{1}{\left(\frac{1}{\bar{Q}} - 1 \right)^{\frac{1}{2}}} \right]_{\bar{Q}=0} = 0. \quad (46)$$

Отже, в точці $\bar{Q}=0$ функція (43) приймає, з урахуванням (40), кінцеве значення:

$$Y(\bar{Q})|_{\bar{Q}=0} = (\bar{Q}_4)^2 \left(\frac{d}{d_2} \right)^4. \quad (47)$$

Алгебраїчне рівняння (40) розв'язується чисельним або графічним методом. У разі графічного розв'язування задають довільні наближені значення \bar{Q}_i ($i = 1, 2, 3, \dots$), потім обчислюють відповідні їм значення функції $Y(\bar{Q}_i)$, якою є ліва частина рівняння (40), і будують графік цієї функції. Далі проводять ординатну лінію $B = const$, якій відповідає права частина рівняння (40). За абсцисою точки перетину кривої $Y(\bar{Q})$ з ординатною лінією $B = const$ визначають наближене значення безрозмірної витрати \bar{Q} , а потім і саму витрату $Q = \bar{Q} \cdot Q_1$.

Розглянемо приклад гідравлічного розрахунку короткої трубки.

Нехай $\Delta p = 50$ мм рт. ст.; $d = 0.1$ см, $d_1 = 0.8$ см, $d_2 = 1.2$ см; $Q_1 = 70.34$ см³/с, $Q_4 = 90.43$ см³/с; $\rho = 1.05$ г/см³; $\nu = 0.04$ см²/с.

При виконанні гідравлічного розрахунку насамперед визначають п'єзометричну висоту H_p , яка відповідає заданому перепаду тиску Δp мм рт. ст. Оскільки висоті 735,6 мм рт.ст. відповідає тиск $9,81 \cdot 10^4$ Па, заданій висоті 50 мм рт.ст. відповідає перепад тиску $\Delta p = \frac{50 \cdot 9,81}{735,6} \cdot 10^4$ Па. В

такому разі маємо, згідно з (14):

$$H_p = \frac{1}{\rho g} \Delta p = \frac{1}{1050 \cdot 9,81} \cdot \frac{50 \cdot 9,81}{735,6} \cdot 10^4 = 0,6473 м = 64,73 см.$$

Подальші розрахунки виконуються у наступній послідовності.

Визначається число Рейнольдса $Re = \frac{d\sqrt{2gH_p}}{\nu}$ і відповідні йому величини ε і φ на рис.3, після цього визначається за формулою (21) коефіцієнт опору ζ_0 . Далі обчислюється за формулою (41) величина A та визначаються співвідношення діаметрів $\frac{d}{d_1}$, $\frac{d}{d_2}$ і безрозмірна транзитна витрата \bar{Q}_4 . Після цього обчислюються площі поперечних перерізів відповідних труб ω_1 і ω_2 та середні швидкості руху рідини $v_1 = \frac{Q_1}{\omega_1}$ і

$$Y(\bar{Q}) = \left[1 + 0,6975 \left(1 + 0,01758 \left(\frac{1}{\bar{Q}} - 1 \right)^{\frac{3}{2}} \right) \right] \bar{Q}^2 + (1 + 1,12\bar{Q})(\bar{Q} + 1,2856)^2 \cdot 0,4822 \cdot 10^{-4} - 0,272 \cdot 10^{-3} \bar{Q},$$

а величина $B = 0,00174$.

Для побудови графіка функції $Y(\bar{Q})$ задаються значення $\bar{Q}_1 = 0,01$; $\bar{Q}_2 = 0,02$; $\bar{Q}_3 = 0,03$. Їм відповідають значення функції $Y(\bar{Q}_1) = 0,00138$; $Y(\bar{Q}_2) = 0,00236$; $Y(\bar{Q}_3) = 0,00356$. На рис.7 показані крива $Y(\bar{Q})$ і ординатна пряма $B = 0,00174$. Видно, що точки перетину цих ліній відповідає абсциса $\bar{Q} = 0,014$. Отже, шукана витрата $Q = \bar{Q} \cdot Q_1 = 0,98 \text{ см}^3/\text{с}$.

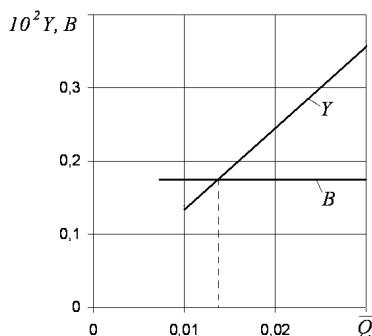


Рис.7. Графіки функції $Y(\bar{Q})$ і величини B

Аналогічні розрахунки виконані, за інших однакових умов, для діаметрів короткої трубки $d = 0,2$; $0,3$ і $0,4$ см, а також для цих же діаметрів $d = 0,1 \div 0,4$ см, однак для перепадів тиску $\Delta p = 60$ мм рт. ст. і $\Delta p = 70$ мм рт. ст. Окрім витрати Q обчислена також різниця швидкостей

$v_2 \approx \frac{Q_4}{\omega_2}$ в цих трубах. За знайденими числами

Рейнольдса $Re_1 = \frac{d_1 v_1}{\nu}$ і $Re_2 = \frac{d_2 v_2}{\nu}$ обчислюються за формулою (30) відповідні їм коефіцієнти гідравлічного тертя λ_1 і λ_2 , а потім визначаються за формулою (33) коефіцієнти Коріоліса β_1 і β_2 . Накінець, обчислюється за виразом (42) величина B .

В результаті виконання усіх вищезазначених обчислень функція (43) набуває вигляд

$v = v_2 - v_4 = \frac{Q}{\omega_2}$, яка показує, наскільки змінюється середня швидкість руху рідини на ділянці 2 другої труби порівняно зі середньою швидкістю v_4 в результаті сполучення основних труб короткою трубою. Результати обчислень наведені в таблиці. На рис.8 показані криві залежності швидкості v від діаметра d при різних перепадах тиску Δp .

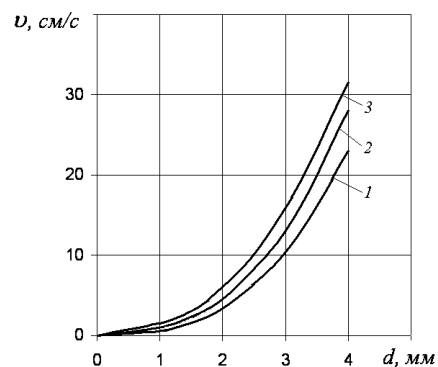


Рис.8. Залежність швидкості v від діаметра d і перепаду тиску Δp :

1 – $\Delta p = 50$ мм рт. ст.; 2 – $\Delta p = 60$ мм рт. ст.; 3 – $\Delta p = 70$ мм рт. ст.

Результати досліджень. Проведені теоретичні дослідження, підтверджені експериментальним моделюванням, дали змогу опрацювати методику розрахунку гемодинаміки АВН та визначити зале-

жність об'ємної та лінійної швидкостей кровотоку від тиску та діаметра АВН.
Таблиця розрахункових даних

d , мм	Δp , мм рт.ст.	Q , см ³ /с	v , см/с	v_2 , см/с
1	50	0,98	0,87	80,89
2	50	4,7	4,16	84,18
3	50	11,5	10,20	90,22
4	50	25,6	22,65	102,67
1	60	1,2	1,06	81,08
2	60	5,1	4,51	84,53
3	60	15,0	13,27	93,29
4	60	31,5	27,87	107,89
1	70	1,4	1,24	81,26
2	70	6,1	5,40	85,42
3	70	17,9	15,84	95,86
4	70	36,0	31,86	111,88

Приклад. При формуванні АВН діаметром $d=4$ мм середня швидкість у вені збільшиться порівняно з середньою швидкістю на цій ділянці до формування АВН ($v_4 = \frac{Q_4}{\omega_2} = 80,026$ см/с) на 28,3%; 34,8% і 39,8% при $\Delta p=50; 60$ та 70 мм рт.ст. відповідно.

Висновки.

1. Опрацьована методика розрахунку гемодинаміки, яка ґрунтується на основі теоретичних та експериментальних досліджень, дає змогу вибрати

оптимальний діаметр артеріо-венозних нориць у залежності від показників системної гемодинаміки.

Р.С. Автор висловлює щирю вдячність директору Інституту гідромеханіки НАН України академіку В.Т. Грінченку та професору І.С. Крилю за можливість використання унікальної лабораторії для проведення численних експериментів та за суттєву допомогу у здійсненні математичних розрахунків, а також професору В.І.Русину за допомогу при впровадженні методу в клінічну практику.

ЛІТЕРАТУРА

1. Альтшуль А.Д., Киселев П.Г. Гидравлика и аэродинамика. – М.: Стройиздат, 1975. – 327 с.
2. Богачев В.Ю. Обзор материалов международного флебологического конгресса (Сан-Диего, США, 27-31 августа, 2003 год) // Ангиология и сосудистая хирургия. – 2004. – Т.10, №2. – С. 54-59.
3. Идельчик И.Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. – М.: Машиностроение, 1975. – 559 с.
4. Кострюков В.А. Основы гидравлики и аэродинамики. – М.: Высшая школа, 1975. – 220 с.
5. Покровский А.В. Клиническая ангиология. – М.: Медицина, 2001. – Т.2. – 769 с.
6. Савельев В.С. Флебология. – М.: Медицина, 2001. – 245 с.

SUMMARY

EXPERIMENTAL DESIGN AND THEORETICAL CALCULATIONS OF HEMODYNAMICS OF ARTERIO-VEINOUS FISTULA

Levchak Yu.A.

Theoretical calculations and experimental design of hemodynamics of arterio-venous fistula are conducted. The method of calculation of hemodynamics of AVF, which enables to define dependence of by volume and linear speeds of blood stream on a system hemodynamics and diameter of AVN, is worked out.

Key words: deep venous thromboses, arterio-venous fistula, of hemodynamics

УДК: 616.33–089.87–072.1

ХРОМОГАСТРОСКОПІЯ РЕЗЕКТОВАНОГО ШЛУНКА

Русин В.І., Болдіжар О.О., Паканич Ю.А., Василів А.Р.

Ужгородський національний університет, кафедра госпітальної хірургії, м. Ужгород

РЕЗЮМЕ: на базі хірургічної клініки ОКЛ ендоскопічно із використанням зрошення слизової кукси шлунка 0,25% розчином метиленового синього обстежено 101 хворого, оперованого з приводу виразкової хвороби шлунка та дванадцятипалої кишки, терміном від 1 до 25 років і більше. Проведено аналіз характеру патологій кукси шлунка після резекції за Б II у залежності від строків після операції. Хромогастроскопія допомагає більш чітко візуалізувати патологію та вибрати місце прицільної біопсії, що збільшує точність морфологічної діагностики.

Ключові слова: хромогастроскопія, резекція шлунка