

dr inż. Kamil Urbanowicz
Zachodniopomorski Uniwersytet
Technologiczny w Szczecinie
Katedra Mechaniki i Podstaw Konstrukcji Maszyn

ZAŁĄCZNIK 2

**Efektywne modelowanie przepływów
niestacjonarnych cieczy w przewodach
ciśnieniowych
(autoreferat)**

Szczecin, Listopad 2018



AUTOREFERAT

1. Imię i nazwisko: Kamil Urbanowicz

2. Posiadane dyplomy, stopnie naukowe – z podaniem nazwy, miejsca i roku ich uzyskania, tytułu rozprawy doktorskiej i nazwisk osób, które pełniły funkcje promotora i recenzentów

2.1. Słuchacz dziennych studiów magisterskich (5-letnich) na Wydziale Mechanicznym Politechniki Szczecińskiej, na kierunku: Mechanika i Budowa Maszyn w specjalności Komputerowe Wspomaganie, od 01.10.1999 r. do 27.10.2004 r.;

Obrona pracy dyplomowej, magisterskiej: w dniu 27.10.2004 r. - Temat pracy dyplomowej magisterskiej: „Opracowanie programu pomiaru chropowatości i falistości powierzchni płaskich złożonego przedmiotu z wykorzystaniem programu Turbo Roughness for Windows”, promotor: dr hab. inż. Janusz Cieloszyk, recenzent: dr hab. inż. Tadeusz Iglantowicz, prof. nadzw. PS

2.2. Obrona pracy doktorskiej nt.: „Modelowanie przebiegów przejściowych w przewodach ciśnieniowych z uwzględnieniem kawitacji i zmiennych oporów przepływu”, w dniu 24.11.2009 r. promotor: dr hab. inż. Zbigniew Zarzycki, prof. nadzw. ZUT, recenzenci: prof. dr hab. inż. Ryszard Rohatyński i prof. zw. dr hab. inż. Krzysztof Marchelek, nr dyplomu: 81 nadanie stopnia naukowego doktora nauk technicznych w zakresie Budowy i Eksploatacji Maszyn, nadany uchwałą Rady Wydziału Inżynierii Mechanicznej i Mechatroniki Zachodniopomorskiego Uniwersytetu Technologicznego w Szczecinie z dnia 24 listopada 2009 r.

3. Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych

**Politechnika Szczecińska - Wydział Inżynierii Mechanicznej i Mechatroniki
Katedra Mechaniki i Podstaw Konstrukcji Maszyn:**

01.10.2008 – 01.01.2009 – asystent

**Zachodniopomorski Uniwersytet Technologiczny w Szczecinie - Wydział Inżynierii
Mechanicznej i Mechatroniki
Katedra Mechaniki i Podstaw Konstrukcji Maszyn:**

01.01.2009 – 01.10.2010 – asystent

01.10.2010 – obecnie – adiunkt

4. Wskazanie osiągnięcia naukowego, uzyskanego po otrzymaniu stopnia doktora, stanowiącego znaczny wkład w rozwój dyscypliny Budowa i Eksploatacja Maszyn zgodnie z art. 16 ust. 2 ustawy z dnia 14 marca 2003 r. o stopniach naukowych i tytule naukowym oraz o stopniach i tytule w zakresie sztuki (Dz. U. nr 65, poz. 595 ze zm.)

4.1. Tytuł cyklu publikacji powiązanych tematycznie:

„Efektywne modelowanie przepływów niestacjonarnych cieczy w przewodach ciśnieniowych”

4.2. Wykaz prac naukowych zaliczonych do cyklu:

A1. Urbanowicz K. (100%), *Fast and Accurate Modelling of Frictional Transient Pipe Flow*, Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik **98** (2018), str. 802-823, DOI: <https://doi.org/10.1002/zamm.201600246> (JCR IF 1.296)

A2. Urbanowicz K. (100%), *Modern Modeling of Water Hammer*, Polish Maritime Research **24(3)** (2017), str. 68-77, DOI: <https://doi.org/10.1515/pomr-2017-0091> (JCR IF 0.763)

A3. Urbanowicz K. (100%), *Analytical expressions for effective weighting functions used during simulations of water hammer*, Journal of Theoretical and Applied Mechanics **55(3)** (2017), str. 1029-1040, DOI: [10.15632/jtam-pl.55.3.1029](https://doi.org/10.15632/jtam-pl.55.3.1029) (JCR IF 0.783)

A4. Urbanowicz K. (100%), *Computational compliance criteria in water hammer modelling*, E3S Web of Conferences **19** (2017), 03021, DOI: <https://doi.org/10.1051/e3sconf/20171903021> (indeksowanie WoS oraz Scopus)

A5. Urbanowicz K. (100%), *New approximation of unsteady friction weighting functions*, Proceedings of the 11th International Conferences on Pressure Surges (2012), str. 477-492 (indeksowanie Scopus)

A6. Urbanowicz K. (90%), Firkowski M. (10%), *Extended bubble cavitation model to predict waterhammer in viscoelastic pipelines*, Journal of Physics: Conference Series **1101** (2018), 012046, DOI: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1101/1/012046> (indeksowanie WoS* oraz Scopus*)

Wkład wnioskodawcy (90%) polegał na opracowaniu koncepcji badawczej, sformułowaniu problemu, wykonaniu badań, interpretacji badań oraz sformułowaniu wniosków.

A7. Urbanowicz K. (90%), Zarzycki Z. (10%): *Improved lumping friction model for liquid pipe flow*, Journal of Theoretical and Applied Mechanics **53(2)** (2015), str. 295-305, DOI: [10.15632/jtam-pl.53.2.295](https://doi.org/10.15632/jtam-pl.53.2.295) (JCR IF 0.679)

Wkład wnioskodawcy (90%) polegał na opracowaniu koncepcji badawczej, sformułowaniu problemu, wykonaniu badań, interpretacji badań, sformułowaniu wniosków oraz całkowitej redakcji pracy.

A8. Urbanowicz K. (90%), Firkowski M. (10%), *Modelling water hammer with quasi-steady and unsteady friction in viscoelastic pipelines*, Springer Proceedings in Mathematics and Statistics **249** (2018), str. 385-399, DOI: https://doi.org/10.1007/978-3-319-96601-4_35 (indeksowanie WoS* oraz Scopus)

Wkład wnioskodawcy (90%) polegał na wykonaniu badań numerycznych, interpretowaniu otrzymanych rezultatów, napisaniu całej pracy oraz pozostaniu autorem korespondencyjnym.

A9. Urbanowicz K. (90%), Firkowski M. (10%), *Parameters affecting water hammer in metal pipelines*, E3S Web of Conferences **44** (2018), 00183, DOI: <https://doi.org/10.1051/e3sconf/20184400183> (indeksowanie WoS* oraz Scopus)

Wkład wnioskodawcy (90%) polegał na opracowaniu koncepcji badawczej, sformułowaniu problemu, wykonaniu badań, interpretacji badań oraz sformułowaniu wniosków.

A10. Urbanowicz K. (90%), Firkowski M. (10%), *Parameters affecting water hammer in plastic pipelines*, Scientific Journals of the Maritime University of Szczecin **54(126)** (2018), str. 35-43, DOI: [10.17402/283](https://doi.org/10.17402/283) (indeksowanie WoS)

Wkład wnioskodawcy (90%) polegał na opracowaniu koncepcji badawczej, sformułowaniu problemu, wykonaniu badań, interpretacji badań oraz sformułowaniu wniosków.

A11. Urbanowicz K. (70%), Firkowski M. (20%), Zarzycki Z. (10%), *Modelling water hammer in viscoelastic pipelines: short brief*, Journal of Physics: Conference Series **760** (2016), 012037, DOI: [10.1088/1742-6596/760/1/012037](https://doi.org/10.1088/1742-6596/760/1/012037) (indeksowanie WoS oraz Scopus)

Wkład wnioskodawcy (70%) polegał na opracowaniu koncepcji badawczej, sformułowaniu problemu, wykonaniu badań, interpretacji badań oraz sformułowaniu wniosków.

A12. Urbanowicz K. (70%), Tijsseling A.S. (20%), Firkowski M. (10%), *Comparing convolution-integral models with analytical pipe-flow solutions*, Journal of Physics: Conference Series **760** (2016), 012036, DOI: [10.1088/1742-6596/760/1/012036](https://doi.org/10.1088/1742-6596/760/1/012036) (indeksowanie WoS oraz Scopus)

Wkład wnioskodawcy (70%) pracy polegał na przeprowadzeniu obliczeń numerycznych, interpretacji badań, napisaniu manuskryptu oraz pozostaniu autorem korespondencyjnym.

4.3. Wykaz pozostałych prac naukowych zrealizowanych po uzyskaniu stopnia doktora:

B1. Urbanowicz K. (100%), *Prosta metoda aproksymacji funkcji wagowych umożliwiających modelowanie niestacjonarnych oporów hydraulicznych*, Biuletyn Wojskowej Akademii Technicznej **61(3)** (2012), str. 233-251

B2. Urbanowicz K. (100%), *Modelowanie stanów nieustalonych w przewodach ciśnieniowych z uwzględnieniem kawitacji oraz zmiennych oporów hydraulicznych. Część I. Modele kawitacji*, Biuletyn Wojskowej Akademii Technicznej **64(3)** (2015), str. 49-73

B3. Urbanowicz K. (100%), *Modelowanie stanów nieustalonych w przewodach ciśnieniowych z uwzględnieniem kawitacji oraz zmiennych oporów hydraulicznych. Część II. Opór oraz walidacja eksperymentalna*, Biuletyn Wojskowej Akademii Technicznej **64(3)** (2015), str. 75-101

B4. Urbanowicz K. (100%), *Simple modelling of unsteady friction factor*, Proceedings of the 12th International Conference Pressure Surges (2015), str. 113-130 (indeksowanie Scopus)

B5. Urbanowicz K. (100%), *Modelowanie sił tłumiących występujących w prostych układach MEMS*, Biuletyn Wojskowej Akademii Technicznej **64(4)** (2015), str. 165-189

B6. Urbanowicz K. (90%), Zarzycki Z. (10%), *New efficient approximation of weighting functions for simulations of unsteady friction losses in liquid flow*, Journal of Theoretical and Applied Mechanics **50(2)** (2012), str. 487-508 (JCR IF 0.452)

Wkład wnioskodawcy (90%) w powstanie tej pracy polegał na opracowaniu koncepcji badawczej, sformułowaniu problemu, wykonaniu badań, interpretacji badań, sformułowaniu wniosków oraz całkowitej redakcji pracy.

B7. Urbanowicz K. (90%), Zarzycki Z. (10%), *Convolution integral in transient pipe flow*, Task Quarterly **16(3-4)** (2012), str. 277-291

Wkład wnioskodawcy (90%) w powstanie tej pracy polegał na opracowaniu koncepcji badawczej, sformułowaniu problemu, wykonaniu badań, interpretacji badań, sformułowaniu wniosków oraz kompletnej redakcji pracy.

B8. Urbanowicz K. (90%), Janczewski J. (10%), *Modelowanie sił tłumiących występujących w układach perforowanych MEMS*, Biuletyn Wojskowej Akademii Technicznej **64(4)** (2015), str. 191-206

Wkład wnioskodawcy (90%) w powstanie tej pracy polegał na opracowaniu koncepcji badawczej, sformułowaniu problemu, interpretacji badań, sformułowaniu wniosków, kompletnej redakcji pracy oraz wykonaniu części badań.

B9. Urbanowicz K. (80%), Zarzycki Z. (10%), Kudźma S. (10%), *Universal weighting function in modeling transient cavitating pipe flow*, Journal of Theoretical and Applied Mechanics **50(4)** (2012), str. 889-902 (JCR IF 0.452)

Wkład wnioskodawcy (80%) w powstanie tej pracy polegał na opracowaniu koncepcji badawczej, sformułowaniu problemu, wykonaniu badań, interpretacji badań oraz sformułowaniu wniosków.

B10. Urbanowicz K. (80%), Zarzycki Z. (10%), Kudźma S. (10%), *Improved method for simulating frictional losses in laminar transient liquid pipe flow*, Task Quarterly **14(3)** (2010), str. 175-188

Wkład wnioskodawcy (80%) w powstanie tej pracy polegał na opracowaniu koncepcji badawczej, sformułowaniu problemu, wykonaniu badań, interpretacji badań oraz sformułowaniu wniosków.

B11. Urbanowicz Kamil (**50%**), Tijsseling A.S. (**50%**), *Work and life of Piotr Szymański*, Proceedings of the 12th International Conference Pressure Surges (2015), str. 311-326 (**indeksowanie Scopus**)

Wkład wnioskodawcy w powstanie tej pracy polegał na: zebraniu informacji dotyczących życia i pracy Prof. Szymańskiego, analizie jego prac, wykonaniu symulacji numerycznych na bazie wyprowadzonych przez Szymańskiego wzorów. Udział procentowy szacowany jest na **50%**.

B12. Zarzycki Z. (**34%**), Kudźma S. (**33%**), Urbanowicz K. (**33%**), *Improved method for simulating transients of turbulent pipe flow*, Journal of Theoretical and Applied Mechanics **49(1)** (2011), str. 135-158 (**JCR IF 0.283**)

Wkład wnioskodawcy w powstanie tej pracy polegał na współudziale w: opracowaniu koncepcji badawczej, wykonaniu części badań oraz redakcji pracy. Udział procentowy szacowany jest na **33%**.

Tab. 1. Analiza prac opublikowanych po obronie pracy doktorskiej

Nr	Wkład wnioskodawcy	Impact Factor	Punktacja wg ministerialnego wykazu czasopism	Rok publikacji	Indeksacja w bazie Scopus	Indeksacja w bazie WoS
A1	100%	1.296	30	2018	TAK	TAK
A2	100%	0.763	20	2017	TAK	TAK
A3	100%	0.783	15	2017	TAK	TAK
A4	100%	nie dotyczy	15	2017	TAK	TAK
A5	100%	nie dotyczy	5	2012	TAK	NIE
A6	90%	nie dotyczy	15	2012	TAK*	TAK*
A7	90%	0.679	15	2015	TAK	TAK
A8	90%	nie dotyczy	15	2018	TAK	TAK*
A9	90%	nie dotyczy	15	2018	TAK	TAK*
A10	90%	nie dotyczy	8	2018	NIE	TAK
A11	70%	nie dotyczy	15	2016	TAK	TAK
A12	70%	nie dotyczy	15	2016	TAK	TAK
B1	100%	nie dotyczy	5	2012	NIE	NIE
B2	100%	nie dotyczy	8	2015	NIE	NIE
B3	100%	nie dotyczy	8	2015	NIE	NIE
B4	100%	nie dotyczy	5	2015	TAK	NIE
B5	100%	nie dotyczy	8	2015	NIE	NIE
B6	90%	0.452	15	2012	TAK	TAK
B7	90%	nie dotyczy	4	2012	NIE	NIE
B8	90%	nie dotyczy	8	2015	NIE	NIE
B9	80%	0.452	15	2012	TAK	TAK
B10	80%	nie dotyczy	9	2010	NIE	NIE
B11	50%	nie dotyczy	5	2015	TAK	NIE
B12	33%	0.283	15	2011	TAK	TAK
* oczekuje na indeksację						

W Tab. 1 zebrano informacje dotyczące pozycji wskazanych w jednolitym cyklu publikacji 4.2 oraz w wykazie pozostałych prac naukowych 4.3 wnioskodawcy. Sumaryczny współczynnik **Impact Factor** (zgodny z datą publikacji) jest równy **4.708**, a z uwzględnieniem udziału procentowego **4.315**. Sumaryczna liczba punktów (wg rozporządzenia Ministra Nauki i Szkolnictwa Wyższego z dnia 27 października 2015 r. w sprawie kryteriów i trybu przyznawania kategorii naukowej jednostkom naukowym) jest równa **183+105=288**, a z uwzględnieniem udziału procentowego jest równa **167.2+84.95=252.15**.

Wskaźnik Hirscha (H-index) wnioskodawcy według bazy **Web of Science** na dzień 22.10.2018 wynosi **5**, natomiast według bazy **Scopus 6**. Sumaryczna liczba cytowań (bez autocytaowań) według bazy **Web of Science Core Collection** wynosi **21**, natomiast według bazy **Scopus** wynosi **23**.

4.4. Wprowadzenie

Niestacjonarne przepływy płynów lepkich i ściśliwych w przewodach ciśnieniowych są tematem badań naukowych od ponad 200 lat. Mają one szerokie zastosowania w przemyśle i nauce. Można tu wymienić, np.: rurociągi przesyłowe, hydrauliczne instalacje przemysłowe, sieci wodociągowe, instalacje CO, przepływy krwi w żyłach, rurociągi dosyłowe elektrowni wodnych, instalacje chłodzenia elektrowni konwencjonalnych i atomowych, hydrauliczne układy pulsacyjne, czy też niektóre układy napędów i sterowań hydraulicznych. Wśród przepływów tego typu wyróżnić można m.in. przepływy przyspieszone, opóźnione, wsteczne jak i uderzenia hydrauliczne (ang. water hammer). Ostatni z wymienionych przepływów występuje podczas gwałtownego rozruchu lub zatrzymywania maszyn hydraulicznych, czy też wskutek awaryjnego wyłączenia silnika napędzającego pompy. Towarzyszą mu skokowe zmiany ciśnienia, które powodują silne obciążenia ścianek przewodu oraz elementów układów hydraulicznych, co może doprowadzić do trwałych uszkodzeń mechanicznych.. Gwałtowne zmiany ciśnienia mogą również być przyczyną drgań samowzbudnych czy też odpowiadać za rozrywanie płynącego strumienia cieczy (ang. column separation) w wyniku pojawiania się obszarów parowych powszechnie nazywanych kawitacją. Zarówno drgania jak i kawitacja są zjawiskami niepożądanymi. Cyklicznie pojawiająca się kawitacja odpowiada za systematyczne tworzenie się wżerów kawitacyjnych będących efektem implozji tworzących się mikropęcherzyków parowych. Większe obszary parowe w momencie implozji są źródłem kolejnej fali ciśnieniowej, która w wybranych układach w wyniku interferencji z falą pierwotną, może być źródłem bardzo dużego chwilowego ciśnienia, przewyższającego w skrajnym przypadku prawie dwukrotnie maksymalne ciśnienia wyliczane z klasycznego wzoru Żukowskiego:

$$\Delta p = \rho c \Delta v \quad (1)$$

gdzie: c – prędkość propagacji fali ciśnienia [m/s]; ρ – gęstość cieczy [kg/m^3]; Δv – zmiana prędkości [m/s].

To właśnie te ekstremalnie wysokie ciśnienia odpowiadały za zniszczenia długich odcinków rurociągów w elektrowniach wodnych w Łąpinie (Polska) i Oigawie (Japonia), gdzie zginęło trzech pracowników, oraz za katastrofę, która miała miejsce stosunkowo niedawno (w 2009 roku) w największej elektrowni wodnej w Rosji Sayano–Shushenskaya (zginęło 75 osób).

Poprawne modelowanie zjawiska fizycznego występującego podczas przepływów niestacjonarnych cieczy w przewodach ciśnieniowych jest ważne z uwagi na bezpieczeństwo układów hydraulicznych. Dobrze dobrane parametry układu takie jak: materiał rury, grubość ścianki czy urządzenia zabezpieczające przed przeciążeniami, mogą uchronić układ przed niepożądanymi konsekwencjami.

Można przytoczyć również pozytywne aspekty nieustalonego przepływu cieczy, które wykorzystywane są w praktyce. Do nich zalicza się tarany hydrauliczne, urządzenia do generacji drgań mechanicznych, urządzenia do wiercenia udarowego, urządzenia do badań zmęczeniowych różnych konstrukcji itp. Towarzyszące przepływowi zjawisko kawitacji, może być wykorzystywane do usuwania określonych zanieczyszczeń z wody, obróbki mieszanin dwufazowych, sterylizacji instrumentów i narzędzi medycznych oraz do gwałtownego podgrzewania przepływającej cieczy w tzw. pompach kawitacyjnych.

Problematyka badania nieustalonego przepływu cieczy w przewodach ciśnieniowych jest bardzo różnorodna i ma swoją długą historię. Poświęcone są jej międzynarodowe konferencje naukowe takie jak: International Conference on Pressure Surges (BHR), International Conference on Pipeline Protection (BHR), Symposium on Hydraulic Machinery and Systems (IAHR), International Workshop on Cavitation and Dynamic Problems in Hydraulic Machinery (IAHR), Pressure Vessels & Piping

Conference (ASME) oraz International Pipeline Conference (ASME). Do aktualnych zagadnień związanych z niestabilnym przepływem cieczy w przewodach ciśnieniowych zaliczyć można m.in. modelowanie takich zjawisk jak: dyssypacji energii mechanicznej cieczy wskutek tarcia wewnętrznego i o ścianki przewodów (ang. unsteady friction), wzajemnego oddziaływania ruchu cieczy i ścianek przewodu (ang. fluid structure interaction FSI), naruszenie ciągłości przepływu wskutek kawitacji, czy też wpływu lepkosprężystego (ang. viscoelastic) charakteru odkształceń ścianek przewodów z tworzyw sztucznych (PE, PP, PVC, PB oraz ABS).

Powyżej przytoczone przykłady świadczą o tym, jak ważna jest umiejętność prognozowania ekstremalnych pulsacji ciśnienia podczas przepływu kawitacyjnego w nowo projektowanych jak i istniejących układach hydraulicznych. Potrzebne są do tego efektywne programy komputerowe, zbudowane w oparciu o wyprowadzone modele matematyczne. **Opracowanie takich programów, cechujących się zadawalającą dokładnością obliczeniową stanowiło cel użytkowy omawianego cyklu artykułów monotematycznych.**

Wnioskodawca niniejszego autoreferatu, w swoich pracach badawczych z ostatnich 8 lat skupił się głównie na modelowaniu zależnych od historii przepływu oporów hydraulicznych w przewodach stalowych jak i z tworzyw sztucznych.

4.4.1. Modelowanie niestacjonarnego tarcia

Podczas uderzenia hydraulicznego, gwałtownego rozpędzania jak również hamowania cieczy, tarcie płynu ma znaczący wpływ na podstawowe parametry przepływu – chwilowe wartości ciśnienia i uśrednione wartości prędkości w przekroju poprzecznym przewodu. Rozwój metod numerycznych, a w szczególności metody charakterystyk (ang. Method of Characteristics - MOC), skłonił kolejnych naukowców do dalszych badań określających znaczenie tarcia. W chwili obecnej modele tarcia można podzielić na dwie grupy.

W pierwszej grupie zakłada się naprężenie styczne na ścianie wprost proporcjonalne do chwilowego lokalnego i konwekcyjnego przyspieszenia płynu. Prekursorem tego rozwiązania był Daily (lata pięćdziesiąte poprzedniego stulecia). Jednak model ten zyskał praktyczne wykorzystanie po publikacji prac Brunone i in. [1] (dodano wyrażenie przyspieszenia konwekcyjnego) oraz Vítkovský'ego i in. [2] (określono znak pochodnej konwekcyjnej). Jak wykazuje się w literaturze, główną wadą tego modelu jest konieczność empirycznego określania wartości jego współczynników. Charakteryzuje się on również ograniczoną jakościową zgodnością modelowanych przebiegów ciśnienia w porównaniu z przebiegami eksperymentalnymi.

Drugą grupą niestacjonarnych modeli tarcia są modele analityczne oparte na całce splotowej, których autorem jest Zielke [3]. Całka splotowa jest odwrotną transformacją Laplace'a z wyrażenia opisującego impedancję linii hydraulicznej. Pierwszą numeryczną aproksymację tej całki nadającą się do implementacji w metodzie charakterystyki przedstawił sam Zielke. Niestety, nie nadawała się ona do efektywnych obliczeń oraz co udowodnili niedawno Vardy i Brown [4], wymagana była jej korekta. Wydajność poprawia efektywna procedura rekursywna, której pierwowzór opracował Trikha [5] oraz jej poprawione wersje Kagawa i in. [6] oraz Schohl [7].

Autorzy pracy [4] zauważyli i skorygowali znaczący błąd w klasycznej nieefektywnej procedurze Zielke. Polega on na aproksymacji w zastępstwie całkowania funkcji wagi w najważniejszym z numerycznego punktu widzenia przedziale czasowym od 0 do Δt . Vardy i Brown nie przedstawili jednak poprawionej efektywnej procedury obliczeniowej.

Od czasu zapoznania się z tym rozwiązaniem w roku 2011 głównym celem poznawczym wnioskodawcy było opracowanie i zbadanie poprawionej efektywnej procedury tego typu.

4.4.2. Modelowanie kawitacji

W czasie studiów doktoranckich głównym zadaniem wnioskodawcy była implementacja modeli kawitacji we własnych programach komputerowych modelujących przepływ niestacjonarny z kawitacyjnym rozerwaniem przepływu. Modele, które były analizowane to:

1) model dyskretnej kawitacji parowej (DVCM - Discrete Vapour Cavity Model) przedstawiony szczegółowo w książce [8], który umożliwia tworzenie się parowych przestrzeni we wszystkich węzłach obliczeniowych, gdy ciśnienie spada do ciśnienia prężności pary nasyconej. Ponieważ model ten w pierwotnej postaci generował nierealistyczne impulsy ciśnienia zwane "pikami", wielu autorów próbowało je stłumić. Najprostszym rozwiązaniem jest podejście stosowane przez Safwata-Poldera [9], które umożliwia tworzenie obszarów parowych tylko w jednym określonym przekroju analizowanego przewodu;

2) model Adamkowskiego (DACM - Discrete Adamkowski Cavity Model). Praca Adamkowskiego [10] oraz późniejsza [11] będąca wynikiem współpracy z Lewandowskim udowadnia, że klasyczne modele posiadają pewną wadę, gdyż nie spełniają podstawowych praw dotyczących zasady zachowania energii i masy. Działanie tego poprawionego modelu w dużym uproszczeniu polega na przenoszeniu wszystkich symulowanych obszarów parowych wewnątrz analizowanego przewodu do wybranego przekroju.

3) model dyskretnej kawitacji gazowej (ang. Discrete Gas Cavity Model - DGCM), zakłada możliwość pojawiania się kawitacji we wszystkich węzłach siatki w metodzie charakterystyk. Model ten opisany jest równaniem ciągłości objętości tworzonego obszaru gazowego i równaniem gazu idealnego. W sposób dokładny model ten omówiony został w roku 1993 w rozdziale 8 klasycznego podręcznika [8] i od tego czasu posiada szerokie zastosowanie. Istnieje również trzecia grupa modeli przepływu kawitacyjnego. Są to modele dyskretnej kawitacji pęcherzykowej (ang. Discrete Bubble Cavity Model - DBCM). Autorem tego podejścia jest Shu [12] (oryginalnie model ten nazywał się modelem równowagi jednorodnej ang. Homogeneous Equilibrium Model HEM). Równania opisujące ten model wywodzą się z teorii przepływu dwufazowego. W tym modelu przepływ jednofazowy staje się szczególnym przypadkiem, gdy nie występuje parowanie.

Większość wspomnianych modeli przepływu kawitacyjnego była przez wnioskodawcę szczegółowo badana w czasie jego studiów doktoranckich. **W swoich pracach od 2010 roku wnioskodawca korzysta przeważnie już tylko z jednego z powyższych modeli, który w jego opinii cechuje się wysoką poprawnością i zgodnością modelową, mianowicie z modelu Adamkowskiego-Lewandowskiego.**

4.4.3. Lepkosprężystość – przepływy rurami z tworzyw sztucznych

Badania wpływu lepkości ścianek rur na przepływ rozpoczęły się w latach 60-tych ubiegłego stulecia. Początkowo badacze opisywali zjawiska fizyczne, które występują w układzie tętnicznym, w wyniku działania serca. Stosowali analogię elektroenergetyczną, obliczali charakterystyki częstotliwościowe badanych układów rurowych i wyprowadzali analityczne rozwiązania. Kamieniem milowym do współczesnego modelowania było wyprowadzenie ogólnych równań opisujących przepływ niestacjonarny w przewodach z tworzyw sztucznych przez Rieutorda i Blancharda [13]. Wyniki pierwszych badań eksperymentalnych można znaleźć w pracach Watters'a i in. [14, 15], w których badano zjawisko uderzenia hydraulicznego w przewodach zakopanych i niezakopanych z PVC i Permastranu (wzmocnionego włóknem szklanym). Badania zrealizowano w Utah Water Research Laboratory na zlecenie firmy Johns-Manville Corporation (producenta rur PVC).

Güney w swojej pracy doktorskiej [16] oraz artykule [17], porównywał obliczone przebiegi ciśnień, przy użyciu metody różnic skończonych, z wynikami badań eksperymentalnych uderzenia hydraulicznego w rurach polietylenowych, wykazując zgodność wyników symulacyjnych z eksperymentalnymi. Odkształcenie obwodowe rozłożył na sumę dwóch składników: odkształcenia liniowo-sprężystego ϵ_e i opóźnionego ϵ_r . Funkcję pełzania opisał wyrażeniem matematycznym tzw.

uogólnionym modelem mechanicznym Kelvina-Voigta, który opisuje lepkosprężyste ciało stałe. Güney był jednym z nielicznych autorów prac, który przedstawił własne wyniki badań eksperymentalnych funkcji pełzania. Współcześnie, uderzenia hydrauliczne w rurach lepkosprężystych szczegółowo badała Covas [18, 19]. Zrealizowała szereg testów z wykorzystaniem długich przewodów ($L=277$ m) z polietylenu o dużej gęstości (HDPE), które realizowane były w Imperial College London. W pracy [19] zaprezentowała wraz z współautorami pewien nowy uproszczony model, umożliwiający szybkie obliczenia przebiegów ciśnienia w przewodzie lepkosprężystym wykorzystując metodę charakterystyk. Jest on obecnie powszechnie stosowany. Wśród wielu innych prac dotyczących modelowania przepływu w przewodach lepkosprężystych wyróżnić należy pracę Keramata i in. [20], w której zaproponowano zastosowanie zależnego od czasu współczynnika Poissona w modelu Covas. Autorzy ci słusznie dostrzegają, że tłumienie w niestacjonarnym przepływie może pochodzić z niestacjonarnej tarcia, niestacjonarnej oporu zaworu, niewielkich ilości powietrza, lepkosprężystości ścianek, interakcji między płynem a strukturą ścianek, zapadania się oraz innych nieelastycznych zachowań w podporach na których spoczywają przewody, przewodnictwa cieplnego do/z otaczającego przewod ośrodka, sposobu układania rur itp. Większość z wymienionych efektów nie jest znana, a gdy nie są one właściwie uwzględnione w modelu matematycznym, wówczas stosowany model Kelvina-Voigta nie tylko reprezentuje lepkosprężystość, ale także pozostałe zjawiska. W najnowszych publikacjach wielu autorów stwierdza, że już jednoelementowy model Kelvina-Voigta umożliwia uzyskanie zadawalających rezultatów symulacyjnych.

W sieciach wodociągowych, przydomowych instalacjach wodnych, centralnego ogrzewania oraz klimatyzacji, przewody z tworzyw sztucznych zastąpiły niemal całkowicie przewody metalowe. Stąd w roku 2015 wnioskodawca postanowił zaimplementować wpływ zjawiska lepkosprężystości we własnych programach komputerowych. W tym celu szczegółowo przeanalizował powszechnie dziś stosowany model Covas oparty na metodzie charakterystyk. Następnie go uprościł i poprawił tak, aby wyliczał podstawowe dwa parametry przepływu – prędkość oraz ciśnienie absolutne panujące wewnątrz przewodu, uwzględniając efektywne modele niestacjonarnej tarcia.

4.4.4. Modele analityczne

Analityczne rozwiązania równań różniczkowych, które opisują zjawiska fizyczne występujące podczas niestacjonarnych przepływów cieczy przewodami rurowymi, są możliwe w nielicznych przypadkach. W dobie powszechnego dostępu do komputerów wydawać się może, że rozwiązania tego typu będą marginalizowane. Ciągłe bowiem udoskonalane są współczesne techniki modelowania przepływów DNS (ang. Direct Numerical Simulation), RANS (ang. Reynolds Avaraged Navier – Stokes Equations) czy też symulacja dużych wirów turbulentnych LES (ang. Large Eddy Simulation). Na szczęście wciąż zdarza się, że inżynierowie wyspecjalizowani w projektowaniu i zabezpieczaniu układów hydraulicznych zmagają się z opracowywaniem coraz to nowszych rozwiązań analitycznych. Tym samym nie jest to temat zamknięty. Rozwiązania analityczne są niezastąpione do oceny poprawności obliczeń wykonywanych przez współczesne komercyjne programy komputerowe.

Tematyka rozwiązań analitycznych zainteresowała wnioskodawcę w czasie pisania pracy dotyczącej polskiego naukowca, matematyka Szymańskiego [B11], którego dzieło dotyczące hydrodynamiki [21] dobrze jest znane na świecie, a w Polsce trudno o nim znaleźć choćby wzmiankę w fachowej literaturze. Pośrednio na ten stan rzeczy wpływa język oryginalnej publikacji czyli język francuski (w ostatnim czasie udało się wnioskodawcy przetłumaczyć tą pracę na język polski i udostępnić w serwisie internetowym Researchgate).

Przepływ niestacjonarny w przewodach hydraulicznych jest tematem analizy od ok. 200 lat. Navier w swojej pracy z 1823 r. formułuje podstawowe równanie hydrodynamiczne opisujące osiowosymetryczny niestacjonarny przepływ cieczy przewodami hydraulicznymi:

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} \right), \quad (2)$$

gdzie: $v = v(r, t)$ – prędkość przepływu w przekroju poprzecznym przewodu [m/s], t – czas [s], p – ciśnienie [Pa], x – współrzędna osiowa [m], ν – lepkość kinematyczna [m^2/s], r – współrzędna promieniowa [m].

Rozwiązania powyższego równania poszukują kolejni badacze aż do dziś (dla różnych warunków początkowych i brzegowych). Z uproszczonej jego formy opisującej przepływ stacjonarny Hagen (1839), Poiseuille (1847), Jacobson (1860), Helmholtz (1860) oraz Hagenbach (1860) wyznaczają stosowane powszechnie wzory dotyczące przepływów ustalonych. Rozwiązania, które dotyczą przepływów niestacjonarnych (przyśpieszonych, opóźnionych i wstecznych) publikowane od 1871 roku, można rozdzielić na dwie grupy. Podział ten wynika z zakładanego warunku odpowiedzialnego za niestacjonarność. W **pierwszej grupie** są przepływy, które są wynikiem skokowej zmiany gradientu ciśnienia. Pierwsze analityczne rozwiązanie równania (2) z tej grupy, opisującego przepływ niestacjonarny w przewodach wertykalnych (pionowych) zaprezentował włoski matematyk-fizyk Roiti [22]. To samo rozwiązanie dla przepływów w przewodach poziomych uzyskali w latach późniejszych w niezależnych pracach Gromeka [23] oraz Szymański [21]. Przypadek przepływu opóźnionego, wynikającego z skokowego zaniku stałego gradientu ciśnienia utrzymującego ustalony przepływ rozwiązał Gerbes [24]. Natomiast stosunkowo niedawno zespół pod kierownictwem Chambré [25] przedstawił rozwiązanie dla przepływu wstecznego.

Druga grupa rozwiązań bazuje na założeniu skokowej zmiany natężenia przepływu Q . Tematem tym zajął się początkowo duet badaczy z Imperial College (London), Weinbaum i Parker [26]. Ich rozważania dotyczyły stopniowego zatrzymywania w pełni ustalonego przepływu cieczy w rurze, po nagłym zablokowaniu przepływu, które spowodowane może być szybkim zamknięciem zaworu lub zasuwą. Końcowy aproksymacyjny wzór był zbyt skomplikowany, aby mógł być stosowany w praktyce. Poprawione analityczne rozwiązanie dla tego przepływu, stosując transformatę Laplace'a uzyskali badacze Das i Arakeri [27]. To samo rozwiązanie zostało wyprowadzone później również w innej postaci przez Ghidaoui i Kolyskin [28]. Rozszerzoną postać tych wzorów, dla przepływu zwalniającego z jednego przepływu ustalonego do innego, zaprezentowały Volodko i Koliskina [29]. Rozwiązanie to może być zastosowane do zamodelowania przepływu wstecznego, będącego wynikiem skokowej zmiany natężenia przepływu.

Przepływ przyśpieszony w rurach poziomych wynikający ze skokowej zmiany natężenia przepływu od zera do finalnej wartości, rozwiązany został przez Leteriera i Leutheussera [30]. Zaprezentowane przez nich rozwiązanie uwzględnia dodatkowo zmianę w czasie ciśnienia brzegowego (od strony zbiornika). Dla prostszych warunków brzegowych, problem został rozwiązany przez zespół badaczy Anderssona i Tisetha [31].

Wnioskodawca po analizie literatury postawił sobie za cel przywrócenie użyteczności modeli analitycznych, poprzez zapisanie ich rozwiązań, które są szeregami funkcji Bessela i ich miejsc zerowych, w prostej skończonej postaci aproksymacyjnej.

4.4.5. Podsumowanie przeglądu literatury

Przytoczony przez wnioskodawcę obszerny przegląd literatury, wykazał wiele braków oraz niezgodności modelowych, które znacząco wpływają na jakość symulowanych przebiegów niestacjonarnych. Z zakresu niestacjonarnego tarcia wnioskodawca wykazał, że znane stosowane efektywne funkcje wagi cechują się ograniczonym przedziałem stosowalności. Początkowo należy rozszerzyć ich zakresy, aby nadawały się do modelowania wszystkich praktycznych przepływów. Następnie zbadać trzeba czy funkcje te muszą być zgodne z nieefektywnymi funkcjami w całym przedziale stosowalności. Aby zrealizować powyższe badania, konieczne jest opracowanie procedury umożliwiającej proste szacowanie współczynników opisujących efektywne uproszczone funkcje wagi. Kolejnym problemem jest opracowanie nowej efektywnej procedury numerycznej, służącej do modelowania naprężeń stycznych z większą niż dotychczas dokładnością. Wyeliminowanie wyżej omówionych niedoskonałości modelowych, umożliwi modyfikację modeli symulujących przepływy

nieustalone z kawitacją (DVCM, DACM, DGCM oraz DBCM), jak i realizację nowych badań symulacyjnych z wykorzystaniem zmodyfikowanych algorytmów. Udoskonalenie modeli, poprzez uwzględnienie lepkościowych zachowań reologicznych (przedłużone opóźnienie mechaniczne odpowiedzi materiału na przyłożone ciśnienie) umożliwi symulację przepływów niestacjonarnych w przewodach z tworzyw sztucznych, które systematycznie wypierają przewody metalowe. Ze względu na dużą złożoność wzorów, konieczne jest uproszczenie procedury obliczeniowej, poprzez rozwiązanie całki spłotowej w sposób analogiczny jak ma to miejsce podczas modelowania oporów hydraulicznych. W związku z tym, że funkcje pełzania są współcześnie wyznaczone przez badaczy na bazie wcześniej przeprowadzonych badań eksperymentalnych uderzeń hydraulicznych (tak zwana kalibracja), trudno stosować te modele w praktyce projektowej. Wnioskodawca nie zgadza się z tego typu praktykami, gdyż istnieje możliwość realizacji badań mechaniczno-termicznych na urządzeniach typu DMTA (ang. Dynamic-Mechanical Thermal Analysis) dla polimerów, stosowanych powszechnie w przewodach rurowych. Aby zrealizowane na DMTA badania były wiarygodne, należy dążyć do znormalizowania składu polimerów stosowanych w przewodach rurowych. Również pożądane jest opracowanie wzoru na maksymalny przyrost ciśnienia w przewodach polimerowych analogiczny do wzoru Żukowskiego (1). Pozwoli on określić te parametry, które decydują o przyroście ciśnienia w momencie gwałtownej zmiany warunków brzegowych. Badania wpływu funkcji pełzania, występującej w całości spłotowej, odpowiedzą natomiast na pytanie jaki ma ona wpływ na modelowany przepływ. Przegląd rozwiązań analitycznych dotyczących przepływów przyspieszonych, opóźnionych, wstecznych oraz uderzenia hydraulicznego pozwolił zauważyć, że wszystkie rozwiązania analityczne są złożonymi funkcjami czasu.

Do tej pory nie zostały one zapisane dla praktycznego zakresu stosowalności w prostej postaci aproksymacyjnej. Wnioskodawca proponuje by zastąpione zostały one skończonymi funkcjami eksponencjalnymi. Dzięki temu łatwiej będzie można je wykorzystać w praktyce oraz uniknie się stosowania funkcji Bessela wraz z ich zerami.

5. Uproszczone oraz skorygowane modelowanie oporów hydraulicznych

5.1. Równania przepływu osiowosymetrycznego w metalowych przewodach zamkniętych

Przepływy nieustalone towarzyszące uderzeniu hydraulicznemu w metalowych przewodach ciśnieniowych, opisuje poniższy układ równań różniczkowych cząstkowych [8]:

- równanie ciągłości

$$\frac{\partial v}{\partial t} + c^2 \rho \frac{\partial v}{\partial x} = 0 \quad (3)$$

- równanie ruchu

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{2\tau}{\rho R} + g \sin \gamma = 0 \quad (4)$$

gdzie: $v = v(x, t)$ – uśredniona prędkość przepływu w przekroju poprzecznym przewodu [m/s], $p = p(x, t)$ – ciśnienie w przekroju poprzecznym przewodu [Pa], R – promień wewnętrzny przewodu [m], τ – naprężenie styczne na ściance przewodu [Pa], g – przyspieszenie ziemskie [m/s²], γ – kąt pochylenia przewodu ciśnieniowego [°].

Wśród metod umożliwiających rozwiązanie równań tego typu, na szczególną uwagę zasługuje tzw. metoda charakterystyk (MOC), która doskonale interpretuje istotę fizyczną zjawiska przepływu nieustalonego, a przy tym charakteryzuje się szybką zbieżnością, łatwością uwzględniania zróżnicowanych warunków brzegowych, jak i dużą dokładnością wyników obliczeń. Z jej pomocą wnioskodawca rozwiązał powyższy układ równań różniczkowych cząstkowych quasi-liniowych typu hiperbolicznego (3) i (4). Rozwiązanie polega na znalezieniu równoważnego układu czterech równań różniczkowych zwyczajnych, który następnie jest rozwiązywany za pomocą różnic skończonych. Aproksymacja schematami różnicowymi pierwszego rzędu daje zadowalające rezultaty.

Niestety większość komercyjnych programów obliczeniowych, wykorzystywanych do symulacji przebiegów przejściowych z kawitacją, korzysta z prostych algorytmów obliczeniowych, w których przyjmuje się quasi-ustalone opory hydrauliczne.

5.2. Równania zmiennych oporów hydraulicznych

Zielke [3, 32] powołując się na związek przedstawiony w pracy Browna, opisujący impedancję linii hydraulicznej w funkcji częstotliwości, dokonał jej odwrotnego przekształcenia Laplace'a otrzymując zależność na chwilowe naprężenie styczne na ścianie przewodu:

$$\tau(t) = \underbrace{\frac{\rho v |v|}{8} \lambda}_{\tau_q} + \underbrace{\frac{2\mu}{R} \int_0^t w(t-u) \frac{\partial v}{\partial t}(u) du}_{\tau_n} \quad (5)$$

gdzie: μ – lepkość dynamiczna płynu [kg/(m·s)], $w(t-u)$ – funkcja wagi [-], λ – współczynnik oporu Darcy-Weisbach'a [-].

Pierwszy człon τ_q powyższego równania (5) reprezentuje wielkość quasi-ustaloną. Drugi człon τ_n opisuje wpływ niestacjonarności przepływu na naprężenie styczne. Jest on całką splotową z chwilowego przyspieszenia cieczy i pewnej funkcji wagi.

5.2.1. Przepływ laminarny

Zielke w swojej pracy doktorskiej [32] przedstawił następującą postać funkcji wagi dla przepływu laminarnego:

$$w_{classic}(t) = \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\kappa_n^2 \hat{t}}, \quad (6)$$

gdzie: κ_n – n-te zera funkcji Bessela typu J_2 oraz $\hat{t} = \frac{v}{R^2} t$ to tzw. czas bezwymiarowy.

Natomiast w swoim artykule [3] podał prostszą skończoną postać funkcji wagi:

$$w(\hat{t}) = \sum_{i=1}^6 m_i \hat{t}^{(i-2)/2}, \text{ dla } \hat{t} \leq 0.02, \quad (6a)$$

$$w(\hat{t}) = \sum_{i=1}^5 e^{-n_i \hat{t}}, \text{ dla } \hat{t} > 0.02. \quad (6b)$$

Numeryczne obliczenia zmiennego w czasie składnika chwilowego naprężenia stycznego na ścianie przewodu τ_n (drugie wyrażenie w równaniu (5)), może być dokonywane za pomocą aproksymacji różnicowej pierwszego rzędu [33]:

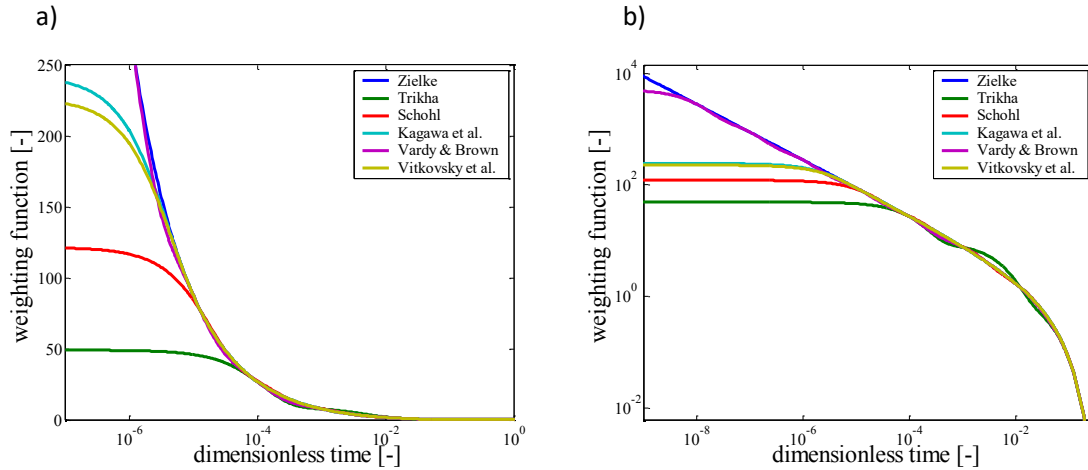
$$\tau_n = \frac{2\mu}{R} \sum_{j=1}^{k-1} (v_{i,j+1} - v_{i,j}) \cdot w\left((k-j)\Delta t - \frac{\Delta t}{2}\right) = \frac{2\mu}{R} \sum_{j=1}^{k-1} (v_{i,k-j+1} - v_{i,k-j}) \cdot w\left(j\Delta t - \frac{\Delta t}{2}\right) \quad (7)$$

gdzie: $\Delta t = \frac{\Delta x}{c} = \frac{L}{Nc}$.

Jednakże wyznaczanie naprężenia stycznego w procesie numerycznym z powyższego wzoru jest bardzo czasochłonne. Trikha [5] jako pierwszy opracował efektywną metodę rozwiązywania omawianej całki splotowej z równania (5). Funkcja wagi w tej metodzie musi być zapisana w postaci skończonej sumy wyrażen eksponencjalnych:

$$w(\hat{t}) = \sum_{i=1}^k m_i e^{-n_i \hat{t}} \quad (8)$$

Ilość wyrażen wykładniczych k składających się na ostateczną postać efektywnej funkcji wagi, wpływa na przedział jej stosowalności jak również na jej stopień dopasowania do funkcji klasycznej (wg Zielke). W ciągu ostatnich 35 lat wielu autorów zaprezentowało swoje efektywne funkcje wagi dla przepływu laminarnego. Wszystkie znane funkcje dla przepływu laminarnego zostały szczegółowo omówione i porównane przez wnioskodawcę w pracy [B10]. Ich przebiegi ukazuje Rys. 1.



Rys. 1. Porównanie przebiegów funkcji laminarnych. a) skala log-linear, b) skala log-log

5.2.2. Przepływ turbulentny

Zarówno Vardy i Brown [34] jak i Zarzycki i Kudźma [33] sugerują, że zależność zaprezentowana przez Zielke (5) jest prawdziwa również w przypadku przepływów turbulentnych. Turbulentna funkcja wagi ma kształt zależny od liczby Reynoldsa oraz względnej chropowatości wewnętrznej powierzchni przewodu ciśnieniowego. Początkowo znane były funkcje zapisane w postaci nienadającej się do efektywnych obliczeń, ich autorami byli Zarzycki [33, 35] oraz Vardy i Brown [34, 36]:

- funkcja wagi **Zarzyckiego**:

$$w(\hat{t}, Re) = \frac{C}{\sqrt{\hat{t}}} Re^n \quad (9)$$

gdzie: C i n to stałe.

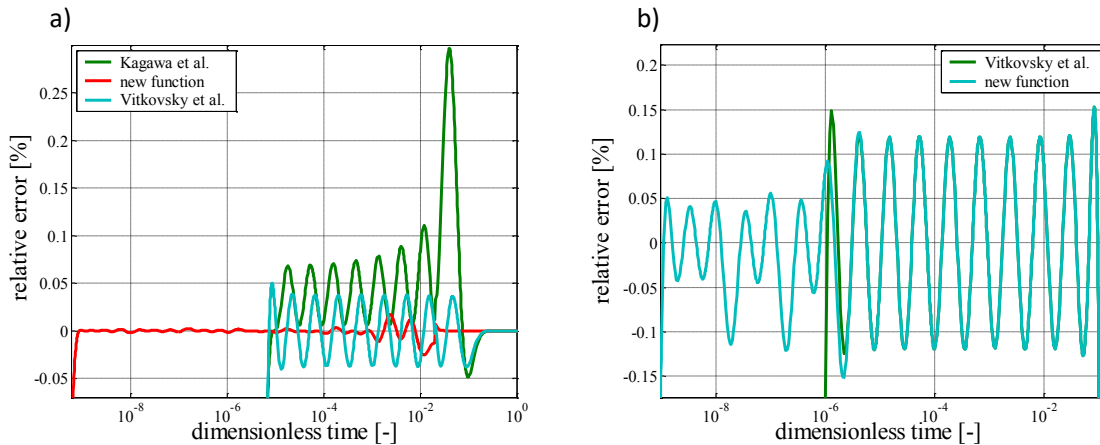
- funkcja wagi **Vardy–Browna**:

$$w(\hat{t}, Re) = \frac{A^* e^{-B^* \hat{t}}}{\sqrt{\hat{t}}} \quad (10)$$

gdzie: $A^* = \sqrt{1/(4\pi)}$ i $B^* = Re^\kappa / 12.86$; $\kappa = \log_{10}(15.29/Re^{0.0567})$.

Obecnie w przypadku przepływów laminarnych jak i turbulentnych liczy się efektywność symulowania stanów przejściowych. Dlatego też w literaturze znane są funkcje, będące efektywnymi aproksymacjami klasycznych funkcji wagi. Pierwsze efektywne funkcje przedstawione zostały na międzynarodowej konferencji odbywającej się w 2004 roku w Chester (Anglia) dotyczącej skoków ciśnienia (BHR Pressure Surges). Polscy badacze Zarzycki i Kudźma [33] zaprezentowali funkcję przeznaczoną dla rur gładkich, będącą sumą wyrażen wykładniczych typu (8), odzwierciedlała ona klasyczną funkcję wagi Zarzyckiego (9). Inna wyprowadzona postać tej funkcji, omówiona i zaprezentowana została w pracy [B12]. Współczynniki m_i tej funkcji są zależne od liczby Reynoldsa.

Natomiast Vitkovsky i in. [37] przedstawili również funkcję zapisaną w postaci skończonej sumy wyrażen wykładniczych (8) będącą aproksymacją klasycznej funkcji wagi wg Vardy–Browna (10). W tej efektywnej funkcji zarówno współczynniki m_i , jak i n_i są zależne od liczby Reynoldsa. Obszerne podsumowanie ukazujące ograniczone zakresy stosowalności wyżej wspomnianych, jak i innych funkcji wagi dla przepływu turbulentnego zrealizowano w pracy [B6]. Zaprezentowany w tej samej pracy przez wnioskodawcę praktyczny przykład wykazał, że zakres stosowalności efektywnych funkcji wagi był dotychczas zbyt ograniczony. Efektywne funkcje wagi do zastosowań praktycznych muszą dysponować następującymi przedziałami stosowalności $10^{-9} \leq \hat{t} \leq \infty$. Po zauważeniu powyższego wnioskodawca postanowił wyestymować nowe funkcje wagi, które będą cechowały się bardzo małym błędem względnym w momencie porównywania ich z oryginalnymi nieefektywnymi odpowiednikami. Ostateczne współczynniki efektywnych funkcji wagi (laminarnej – aproksymującej oryginalną funkcję wagi wg Zielke (6), oraz dwóch turbulentnych – aproksymowały funkcje klasyczne wg Zarzyckiego (9) oraz Vardy-Browna (10)) wyznaczono z wykorzystaniem funkcji LSQNONLIN będącej modułem programu MATLAB. To w tej funkcji zaimplementowany jest algorytm Levenberga-Marquardta, uważany za jeden z najbardziej efektywnych algorytmów minimalizacji. Łączy on liniowe przybliżenie z dala od minimum z przybliżeniem kwadratowym w pobliżu minimum, dzięki czemu specjalizowany jest do problemów najmniejszej sumy kwadratów. Uzyskany względny błąd procentowy nowych funkcji jest bardzo mały, co uwidaczniają porównania ukazane na Rys. 2.



Rys. 2. Względny błąd procentowy a) przepływ laminarny, b) przepływ turbulentny $Re = 10^4$

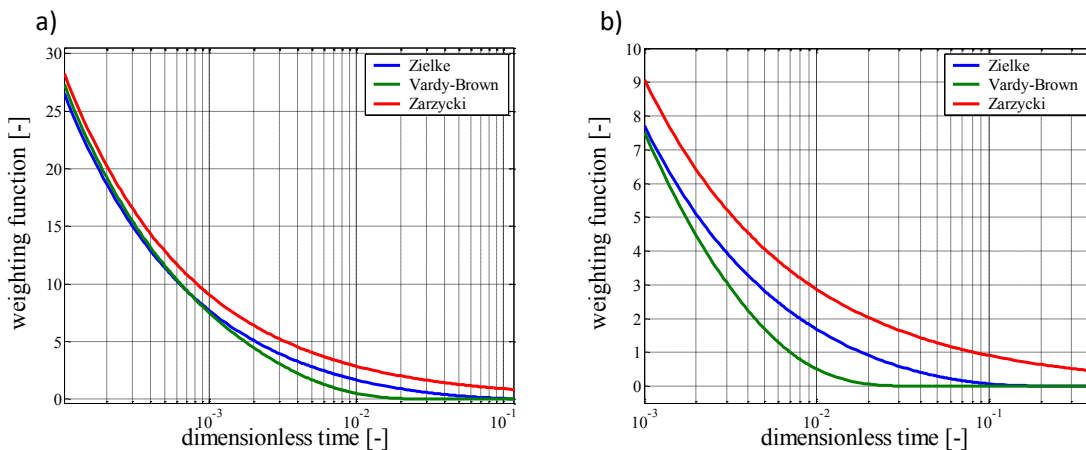
5.3. Uniwersalna funkcja wagi [B9]

W pracy [B9] wnioskodawca rozróżnia dwa rodzaje podejść przy modelowaniu nieustalonych oporów hydraulicznych:

- w pierwszym zakłada się wybór kształtu funkcji wagi, jeszcze przed wykonaniem symulacji, na podstawie znanej liczby Reynoldsa $Re = Re_0$ (stałej – dla przepływu ustalonego tuż przed wystąpieniem stanu nieustalonego, spowodowanego gwałtownym zamknięciem zaworu odcinającego lub wyłączeniem pompy). Gdy liczba Re_0 jest mniejsza lub równa od krytycznej wartości $Re_{kr} = 2320$ kształt funkcji wagi jest zgodny z kształtem klasycznej funkcji wagi dla przepływu laminarnego wg Zielke, natomiast gdy występuje przepływ turbulentny kształt ten określany jest z wykorzystaniem jednej ze znanych klasycznych turbulentnych funkcji wagi wg Vardy-Browna lub wg Zarzyckiego. W podejściu tym zakłada się stałość obranego kształtu w czasie trwania całej symulacji przebiegu nieustalonego;
- w drugim uwzględnione zostają w procesie numerycznym, zmiany kształtu stosowanych funkcji wagi. Nie zakłada się w tym podejściu jednej funkcji wagi na podstawie warunków

początkowych, lecz systematycznie wraz ze zmianą lokalnej liczby Reynoldsa Re_b (w zakresie przepływu turbulentnego) wyznacza się nowy jej kształt.

W literaturze dotyczącej przepływów nieustalonych, wnioskodawca nie znalazł artykułów dotyczących symulacji i eksperymentalnej weryfikacji tychże przepływów związanych z rozruchem maszyn przepływowych. Można przypuszczać jak autorzy dobraliby funkcję wagi, stosując pierwsze podejście – prawdopodobnie na podstawie znanej liczby Reynoldsa, charakteryzującej przepływ po osiągnięciu stanu ustalonego. Powyższe podejście z dużym uproszczeniem podchodzi do zagadnienia modelowania niestacjonarnych oporów hydraulicznych. Nowe efektywne funkcje wagowe opracowane w pracy [B6], które omówione zostały w rozdziale 5.2 nadają się do symulacji przepływów nieustalonych w przypadku stosowania pierwszego podejścia. Szczegółowa analiza drugiego podejścia wykonana przez wnioskodawcę wykazała, że przechodzenie z funkcji efektywnej laminarnej na funkcję efektywną turbulentną, jak i odwrotnie rodzi problem natury numerycznej. Problem ten związany jest z brakiem zgodności funkcji wagi laminarnej z turbulentną dla krytycznej liczby $Re_{kr} = 2320$ (Rys. 3). Uwidacznia się on w przebiegach zmienności ciśnienia i prędkości przepływu w postaci gwałtownych skoków. Dodatkowo różna ilość wyrażen składających się na efektywną laminarną funkcję wagi (26 wyrażen) oraz efektywną turbulentną funkcję wagi (24 wyrażenia lub 16 wyrażen) rodzi problemy numeryczne w momencie przejścia z jednego rodzaju przepływu w drugi. To założenie można traktować jako słuszne jedynie jako warunek początkowy (dla ruchu ustalonego), lecz niewątpliwie jest źródłem błędu, gdy występuje ruch nieustalony.



Rys. 3. Przebiegi funkcji wagowych wyznaczone dla $Re_{kr} = 2320$: a) skala logarytmiczno-liniowa, b) powiększenie wybranego zakresu

Aby uniknąć wyżej omówionych problemów, przy stosowaniu drugiego podejścia, wnioskodawca zaproponował stworzenie efektywnego modelu laminarno-turbulentnego, którego kształt dla przepływów laminarnych jest zbliżony z funkcją wagi wg Zielke (czyli niezmienny, gdy $Re_b \leq 2320$, natomiast dla turbulentnych z jedną ze znanych funkcji wagi (czyli z funkcją wagi wg Vardy-Browna lub wg Zarzyckiego).

Szczegółowa analiza przebiegu przeprowadzona przez wnioskodawcę klasycznych funkcji wagi wg Zielke (6), wg Vardy-Browna (10) oraz wg Zarzyckiego (9) ukazuje, że dla krytycznej liczby Reynoldsa $Re_{kr} = 2320$ funkcje te mają różne przebiegi (Rys. 3). Funkcja wagi Zarzyckiego w przedziale czasu bezwymiarowego $10^{-10} < \hat{t} < \infty$ przebiega nad funkcją wagi Zielke, co oznacza w praktyce, że wyniki symulacji z jej wykorzystaniem będą się charakteryzowały zwiększonym tłumieniem. Ponadto wraz ze wzrostem liczby Reynoldsa kolejne funkcje wagi Zarzyckiego składające się na rodzinę krzywych, zachowują identyczny kształt, zmieniając jedynie swoje położenie w przestrzeni (załącznik pracy [B9]). Inaczej zachowuje się funkcja wagi Vardy-Browna (dla przedziału czasu bezwymiarowego $7.244 \cdot 10^{-4} < \hat{t} < \infty$, która przebiega poniżej funkcji wagi Zielke, tym

samym symulacje z jej wykorzystaniem będą charakteryzowały się mniejszym tłumieniem niż gdy wykorzystana zostanie funkcja wagi Zielke lub Zarzyckiego. Wnioskodawca zauważył również, że kształt tej funkcji ulega znacznej zmianie wraz ze wzrostem liczby Reynoldsa. Im większa liczba Reynoldsa charakteryzująca przebieg nieustalony tym szybciej (dla mniejszych wartości czasu bezwymiarowego \hat{t}) wartości tej funkcji osiągają wartości zerowe (założono $w = 1 \cdot 10^{-4} \approx 0$). Szczegółowe procedury, które umożliwiają wyznaczanie dwóch uniwersalnych funkcji wagi laminarno-turbulentnych ukazano w pracy [B9]. W proponowanym uniwersalnym podejściu dla liczb Reynoldsa $Re \geq 10^4$ trudno było zauważyć jakieś znaczące odchylenia nowej funkcji od funkcji wzorcowej. Analiza ilościowa zrealizowana przez wnioskodawcę w pracy [B9] wskazała, że dla przedziału czasu bezwymiarowego $10^{-9} \leq \hat{t} \leq 10^{-3}$ oraz różnych liczb Reynoldsa $2320 \leq Re \leq 10^7$ bezwzględny błąd procentowy nie przekracza 11%. By sprawdzić przydatność nowej uniwersalnej procedury zaprezentowanej przez wnioskodawcę przeprowadzono symulacje zjawiska uderzenia hydraulicznego w układzie zbiornik-przewód-zawór. Obliczone wyniki (przy użyciu modeli kawitacyjnych DBCM [12] i DVCM [8]) zostały porównane z danymi eksperymentalnymi zaprezentowanymi przez Berganta i Simpsona. Uzyskane wyniki wykazały, że wykorzystanie zmiennych oporów hydraulicznych zbliża wyniki symulacji do wyników eksperymentalnych. Wykorzystany model tarcia wpływa nie tylko na jakość symulacji maksymalnych wartości ciśnień na kolejno występujących po sobie amplitudach ciśnienia, lecz również na czas utrzymywania się obszarów kawitacyjnych. Dlatego też rola omówionego podejścia jest kluczowa w przypadku modelowania przebiegów przejściowych w przewodach ciśnieniowych z kawitacją.

5.4. Metoda wyliczania wartości współczynników efektywnych funkcji wagi [A5]

Pojedyncze wyrażenie wykładnicze nie zapewnia odwzorowania klasycznej funkcji wagi w pożądanym zakresie czasu bezwymiarowego. Tym samym funkcja będąca aproksymacją klasycznej funkcji wagi musi być skończoną sumą takich wyrażeń (8). Proces wyznaczania współczynników m_i i n_i opisujących kolejne wyrażenia eksponencjalne wbrew pozorom nie jest zagadnieniem prostym. Świadczą o tym pierwsze zaprezentowane w literaturze efektywne funkcje wagi, które charakteryzowały się dużą prostotą (mała ilość wyrażeń wykładniczych) oraz słabym odwzorowaniem funkcji aproksymowanej.

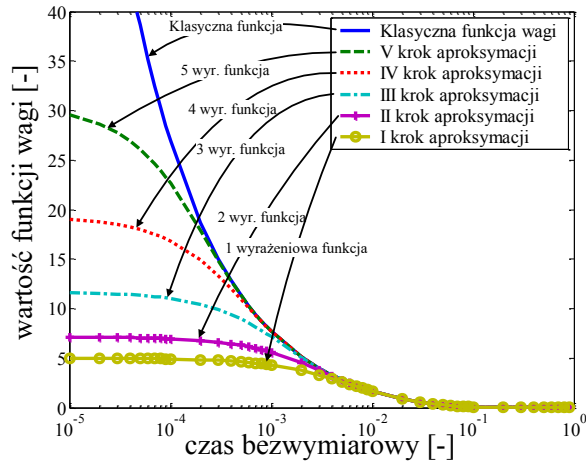
Autorzy wielu funkcji posilkowali się przy wyznaczaniu ich współczynników skomplikowanymi procedurami statystyczno- optymalizacyjnymi:

- **Schohl** [7] zastosował procedurę optymalizacyjną na bazie metody najmniejszych kwadratów (tym samym udało mu się dopasować pięć wyrażeń eksponencjalnych do 136 punktów reprezentujących przebieg klasycznej funkcji wagi Zielke). Podobnie swoje funkcje oszacowali m.in. Vitkovsky i in. [37] oraz Zarzycki i Kudźma [33].
- **Kagawa i in.** [6] „maszerował” wzdłuż klasycznej funkcji Zielke (od najmniejszych wartości – od prawej strony) i na bieżąco dopasowywał nowe wyrażenia eksponencjalne. Potencjał takiego podejścia zauważył sam Vardy [38], według którego tą metodą można określić najmniejszą ilość wyrażeń potrzebną do aproksymacji przy zachowaniu określonej dokładności. Podobną metodę wykorzystał w swojej pracy wnioskodawca [B6, B10].
- **Vardy i Brown** [38] zaproponowali numeryczną procedurę, w której dla znanych czasów bezwymiarowych przyjmuje się wartości parametrów n_i a następnie formułuje odpowiedni układ równań, który zostaje rozwiązywany w celu znalezienia poszczególnych współczynników m_i .

Wnioskodawca w pracy [A5] przedstawił alternatywną metodę. Bazuje ona podobnie jak procedura stosowana przez Kagawę i in. na krokowym wyznaczaniu kolejnych wyrażeń wykładniczych i podobnie jak procedura Vardy-Browna na dopasowaniu funkcji wagi, aby przechodziła przez wybrane punkty określone z wykorzystaniem klasycznej funkcji wagi. Zakres stosowalności efektywnych funkcji wagowych, powinien zapewnić poprawną symulację niestacjonarnych

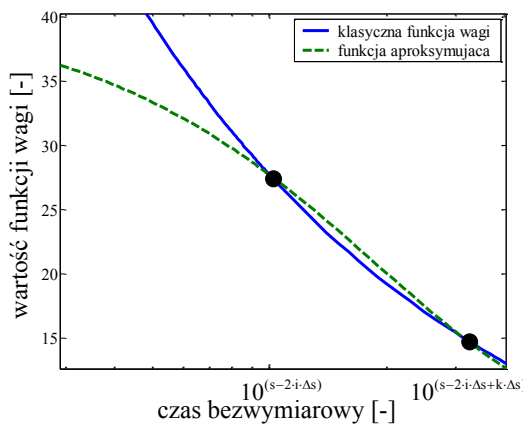
przepływów zachodzących w praktyce. Vardy i Brown w pracy [38] sugerują, że powinien zależeć od przyjętego w danej analizie numerycznej kroku czasowego $< 10^{-2}\Delta\hat{t}; 10^3\Delta\hat{t} >$. Z powyższego wynika, że zależy on od badanego układu hydraulicznego.

Nowa procedura jest metodą krokową, w której w każdym kolejnym kroku wyznaczone są nowe wartości współczynników m_i i n_i opisujące jedno wyrażenie wykładnicze $m_i e^{-n_i \hat{t}}$. Wyznaczanie wyrażen wykładniczych rozpoczęte zostaje dla dużych wartości czasów bezwymiarowych (przez takie można uważać czasy $\hat{t} \approx 10^0$), dla których klasyczna funkcja wagi przybiera wartości najmniejsze – około zerowe. Rysunek 4 w schematyczny sposób obrazuje kolejne etapy powstawania funkcji efektywnej, będącej sumą pięciu wyrażen wykładniczych $w_{appr.}(\hat{t}) = \sum_{i=1}^5 m_i e^{-n_i \hat{t}}$.



Rys. 4. Wyznaczanie kolejnych wyrażen wykładniczych nowej efektywnej funkcji wagi

Wyznaczanie nowych wyrażen wykładniczych jest wynikiem przyjętego założenia, że nowa funkcja wagi musi przechodzić przez równomiernie rozmieszczone punkty w skali logarytmicznej. Punkty te są wartościami klasycznej funkcji wagi $w_{kl.}$ (w przypadku przepływu laminarnego oszacowane z wykorzystaniem funkcji wagi Zielke $w_{kl.,Z}(\hat{t})$ natomiast w przypadku przepływu turbulentnego z wykorzystaniem funkcji wagi Vardy-Browna $w_{kl.,V-B}(\hat{t}, Re)$).



Rys. 5. Przechodzenie nowej szacowanej efektywnej funkcji wagi przez dwa punkty

Przechodzenie nowej funkcji wagi przez dwa punkty (Rys. 5) wiąże się ze spełnieniem poniższego układu równań (korzystając z jego zapisu wyznacza się każdorazowo jedno wyrażenie wykładnicze):

$$\begin{cases} w_{kl.}(\hat{t}_1) = m_{i+1}e^{-n_{i+1}\hat{t}_1} + \sum_{r=1}^i m_r e^{-n_r \hat{t}_1} \\ w_{kl.}(\hat{t}_2) = m_{i+1}e^{-n_{i+1}\hat{t}_2} + \sum_{r=1}^i m_r e^{-n_r \hat{t}_2} \end{cases} \quad (11)$$

gdzie: $\hat{t}_1 = E_1(i) = 10^{(s-2i\Delta s)}$; $\hat{t}_2 = E_2(i) = 10^{(s-2i\Delta s+k\Delta s)}$; $w_{kl.}$ – w przypadku przepływu laminarnego waga Zielke $w_{kl.,Z}(\hat{t})$ w przypadku przepływu turbulentnego natomiast waga Vardy-Browna $w_{kl.,V-B}(\hat{t}, Re)$; s – wykładnik startowy; i – krok (przepływ laminarny z zachowaniem pierwszego oryginalnego wyrażenia eksponencjalnego ($m_1 = 1$, $n_1 = 26.3744$): $i = 1, 2, \dots, h$; przepływ turbulentny: $i = 0, 1, 2, \dots, h$); Δs – przyrost wykładnika; k – mnożnik przyrostu (przy pisaniu tej pracy testowane były wartości tego parametru w granicach $< 0.0001; 1 >$).

Zapisując:

$$\begin{cases} w_{kl.}(\hat{t}_1) = C_1 \\ \sum_{r=1}^i m_r e^{-n_r \hat{t}_1} = C_2 \\ w_{kl.}(\hat{t}_2) = C_3 \\ \sum_{r=1}^i m_r e^{-n_r \hat{t}_2} = C_4 \end{cases} \quad (12)$$

otrzyma się następujący układ równań:

$$\begin{cases} C_1 = m_{i+1}e^{-n_{i+1}E_1} + C_2 \\ C_3 = m_{i+1}e^{-n_{i+1}E_2} + C_4 \end{cases} \quad (13)$$

gdzie w przypadku przepływu turbulentnego, gdy $i = 0$, to $C_2 = 0$ oraz $C_4 = 0$; natomiast w przypadku przepływu laminarnego przy zachowaniu pierwszego wyrażenia eksponencjalnego klasycznej funkcji wagi Zielke, gdy $i = 1$, to $C_2 = e^{-26.3744\hat{t}_1}$ oraz $C_4 = e^{-26.3744\hat{t}_2}$.

Przekształcając powyższy układ równań (13) można dojść do następującego równania:

$$\frac{C_1 - C_2}{e^{-n_{i+1}E_1}} - \frac{C_3 - C_4}{e^{-n_{i+1}E_2}} = 0 \quad (14)$$

Rozwiązaniem powyższego równania jest wartość współczynnika n_{i+1} [A12]:

$$n_{i+1} = \ln\left(\frac{C_2 - C_1}{C_4 - C_3}\right)(E_2 - E_1)^{-1}. \quad (15)$$

Po wyznaczeniu n_{i+1} wyznacza się m_{i+1} z jednego z poniższych równań

$$m_{i+1} = \frac{C_1 - C_2}{e^{-n_{i+1}E_1}} \quad \text{lub} \quad m_{i+1} = \frac{C_3 - C_4}{e^{-n_{i+1}E_2}} \quad (16)$$

Pełna numeryczna procedura stosowana do wyznaczania nowych wyrażeń funkcji wagi dla przepływu laminarnego oraz turbulentnego przedstawiona jest w pracy [A5]. Możliwości powyższej metody omówione zostały również w publikacji [B1]. Jak się okazuje z pracy [A12] oraz prac nieopublikowanych wnioskodawcy, zaprezentowana procedura nie tylko nadaje się do wyznaczania współczynników funkcji wagowych niezbędnych do wyznaczania niestacjonarnych oporów hydraulicznych, ale również do wyznaczania aproksymacyjnych postaci funkcji opisujących rozwiązania analityczne równań różniczkowych cząstkowych opisujących rozmaite zagadnienia fizyczne.

5.5. Zmodyfikowane rekurencyjne rozwiązanie Schohla [A1]

Bliższe spojrzenie na równanie (7) wyjaśnia, dlaczego obliczenia według klasycznej formuły Zielke są nieefektywne: niestacjonarny składnik naprężenia stycznego dla każdego kroku czasowego oblicza się na podstawie rosnącej liczby wyrażeń uwzględniających wpływ zaistniałych zmian prędkości (brana

pod uwagę jest pełna historia przepływu tj. od momentu wystąpienia niestacjonarności). Stosunkowo niedawno, w 2010 roku, Vardy i Brown [4] wykazali co najmniej dwie komplikacje występujące w momencie stosowania tego klasycznego nieefektywnego rozwiązania. Po pierwsze z analizy numerycznej zwykle nie otrzymuje się w sposób bezpośredni wartości przyspieszeń. Uzyskiwane są wartości prędkości. Po drugie, nieskończona wartość funkcji wagi $w(t)$ dla $t = 0$ nie może być wykorzystana bezpośrednio. Dla pierwszej z tych komplikacji Zielke [3, 32] zaproponował by całkowanie numeryczne wykonywane było w skończonych odstępach czasu. W swojej oryginalnej pracy używał siatki diamentowej. Tym samym równania i procedura przedstawiona przez wnioskodawcę została zmodyfikowana, ponieważ w swoich pracach stosuje on standardową siatkę prostokątną. Zielke potraktował przyspieszenie jako stałą w określonym przedziale Δt i aproksymował ją w sposób następujący:

$$\frac{\partial v}{\partial u} \approx \frac{v_{i,n-j+1} - v_{i,n-j}}{\Delta t}. \quad (17)$$

Wówczas w przedziale Δt wyznaczenie całki z iloczynu $(\partial v / \partial u)w(t - u)$ upraszcza się do wyznaczenia całki z samej funkcji wagi. To znaczy, że wyraz τ_n zawierający całkę splotową z równania (5) oblicza się jak poniżej:

$$\tau_u \approx \frac{2\mu}{R} \sum_{j=1}^{n-1} \left(\frac{v_{i,n-j+1} - v_{i,n-j}}{\Delta t} \right) \int_{u=t_k - \Delta t(j-1)}^{u=t_k - j\Delta t} w(t_k - u) du. \quad (18)$$

Następnie, Zielke aproksymował całkę z funkcji wagi jej wartością w środku analizowanego przedziału czasowego, tj. dla $t = \Delta t(j - 0.5)$, uzyskując tym samym równanie (7). Metoda ta ma zatem cenną zaletę, polegającą na unikaniu konieczności bezpośredniego użycia wagi $w(0)$ czyli w punkcie, w którym jej wartość jest nieskończona. Jednak, jak pokazano w symulacji przepływu laminarnego przyspieszonego [4], począwszy od spoczynku takie postępowanie wiąże się z dużym błędem symulacyjnym. Tym samym takie przybliżenie uniemożliwia poprawne wyznaczenie naprężenia stycznego. Oznacza to, że iloczyn z funkcji wagi i różnicy prędkości w równaniu (7) jest niedoszacowany. Błąd powstaje głównie w wyniku przyjmowania uśrednionej wartości zastosowanej funkcji wagi, szczególnie dla pierwszego wyrazu w sumie (7). Vardy i Brown zaproponowali, aby zamiast aproksymowania przez przybliżenie funkcji wagi w zakresie od 0 do Δt , całkować ją w sposób bezpośredni. Otrzyma się wówczas dla przepływu laminarnego następujące rozwiązanie. Całka z równania (6a) wynosi:

$$I_{1l} = \frac{R^2}{\nu} \left[2m_1 \hat{t}^{0.5} + m_2 \hat{t}^1 + \frac{2}{3} m_3 \hat{t}^{1.5} + \frac{1}{2} m_4 \hat{t}^2 + \frac{2}{5} m_5 \hat{t}^{2.5} + \frac{1}{3} m_6 \hat{t}^3 \right], \quad (19)$$

natomiast z równania (6b):

$$I_{2l} = -\frac{R^2}{\nu} \sum_{i=1}^5 \frac{e^{-n_i \hat{t}}}{n_i}. \quad (20)$$

W przepływie turbulentnym policzona musi być całka z turbulentnej funkcji wagi (10):

$$I_t = \frac{R^2}{\nu} \left[A^* \cdot \sqrt{\frac{\pi}{B^*}} \cdot \operatorname{erf} \left(\sqrt{\hat{t} \cdot B^*} \right) \right]. \quad (21)$$

Nieefektywne zmodyfikowane numeryczne przybliżenie całki splotowej przedstawione przez Vardy i Browna [4] ma następującą postać:

$$\tau_u = \frac{2\mu}{R} \sum_{j=1}^{n-1} \left(\frac{v_{i,n-j+1} - v_{i,n-j}}{\Delta t} \right) \cdot I_{(j-1)\Delta t}^{j\Delta t}, \quad (22)$$

gdzie $\Delta \hat{t} = \Delta t \cdot \frac{v}{R^2}$. Dla przepływu laminarnego $I = I_{1l}$ gdy $j \cdot \Delta \hat{t} \leq 0.02$ oraz $I = I_{2l}$ kiedy $j \cdot \Delta \hat{t} > 0.02$. Dla przepływu turbulentnego w całym zakresie $I = I_t$. Powyższy wzór będzie określany w tym autoreferacie jako rozwiązanie Zielke-Vardy-Browna (ZVB). Trikha [5] jako pierwszy przedstawił efektywną rekurencyjną numeryczną aproksymację całki splotowej (5) w 1975 r.:

$$\tau_u \approx \frac{2\mu}{R} \sum_{i=1}^j \underbrace{\left[y_i(t) e^{-n_i \Delta \hat{t}} + m_i [v_{(t+\Delta t)} - v_t] \right]}_{y_i(t+\Delta t)} \quad (23)$$

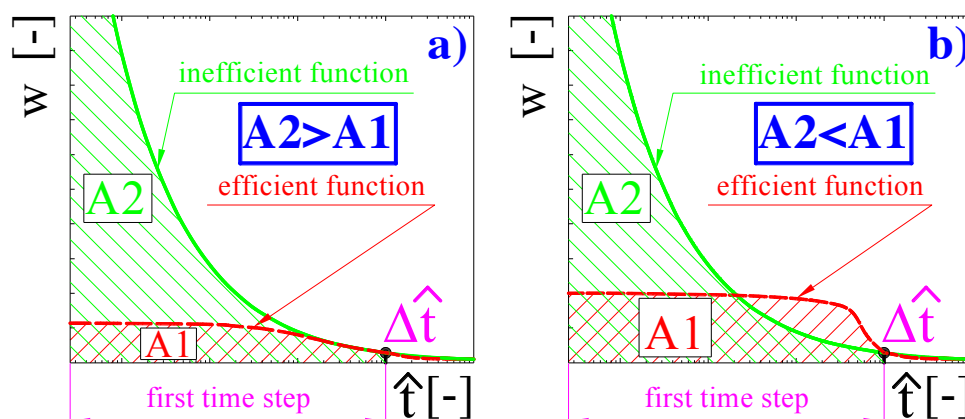
Aby uzyskać powyższą postać rozwiązania, zapisał funkcję wagi w postaci skończonej sumy wyrazów wykładniczych (8). Trikha uczynił jednak zbyt wiele uproszczeń wyprowadzając swoje rozwiązanie (23) stąd Kagawa i in. [6], a następnie też Schohl [7], zaproponowali dokładniejsze przybliżenia. W pracy [A1] przedstawiono szczegółową dyskusję dotyczącą wyprowadzenia tych modeli. Ostatecznie wzór rekursywny zaprezentowany przez Schohla umożliwiający wyznaczanie rozwiązania z całki splotowej ma następującą postać:

$$\tau_u \approx \frac{2\mu}{R} \sum_{i=1}^j \underbrace{\left[y_i(t) e^{-n_i \Delta \hat{t}} + \frac{m_i}{\Delta \hat{t} \cdot n_i} [1 - e^{-n_i \Delta \hat{t}}] [v_{(t+\Delta t)} - v_t] \right]}_{y_i(t+\Delta t)} \quad (24)$$

Natomiast rozwiązanie rekursywne Kagawy i in. ma postać:

$$\tau_u \approx \frac{2\mu}{R} \sum_{i=1}^j \underbrace{\left[y_i(t) e^{-n_i \Delta \hat{t}} + m_i e^{-n_i \frac{\Delta \hat{t}}{2}} [v_{(t+\Delta t)} - v_t] \right]}_{y_i(t+\Delta t)} \quad (25)$$

Ponieważ symulacje rozpoczyna się w chwili, gdy przepływ pozostawał stacjonarny ($v = const.$), parametr niestacjonarnego naprężenia stycznego τ_u pojawiający się podczas przepływu niestacjonarnego i wartości wszystkich składników $y_i(t)$ są równe 0 w pierwszym obliczeniowym kroku czasowym. W każdym następnym kroku czasowym wartości naprężeń τ_u zmieniają się zgodnie z użytym efektywnym rozwiązaniem (23, 24 lub 25).



Rys. 6. Pola powierzchni pod funkcją wagi (na wykresach log-log)

Wszystkie rozwiązania zaprezentowane powyżej, służące do modelowania niestacjonarnego naprężenia ścinającego na ścianie przewodów, zostały szczegółowo zbadane i omówione przez wnioskodawcę na XX Konferencji Mechaniki Płynów w Gliwicach w 2012 roku. Wyniki przeprowadzonych symulacji zrealizowanych dla typowego profilu uśrednionej prędkości,

występującego podczas uderzenia hydraulicznego, przedstawione zostały w artykule konferencyjnym [B7]. Odpowiedziały one na niektóre kluczowe pytania. Efektywne rozwiązanie Trikhy (23) jest odpowiedzialne za znaczące błędy i nie powinno być używane w celu obliczania oporów hydraulicznych; efektywne rozwiązanie zaproponowane przez Kagawę i in. (25) odpowiada klasycznemu nieefektywnemu rozwiązaniu autorstwa Zielke (7); efektywne rozwiązanie wg Schohla (24) odpowiada klasycznemu nieefektywnemu rozwiązaniu Zielke-Vardy-Browna (22) tylko wtedy, gdy efektywna funkcja wagi składa się z wielu wyrazów wykładniczych. Ostatnia konkluzja jest najistotniejsza, ponieważ sugeruje, że tylko efektywna funkcja wagi o rozszerzonym zakresie stosowności, pozwoli na symulację z wystarczającą dokładnością rekursyjnym rozwiązaniem Schohla.

Na wykresach ilustrujących przebieg efektywnej funkcji wagi (Rys. 6) wyraźnie widać błąd w dopasowywaniu efektywnej funkcji wagi do jej dokładnego klasycznego odpowiednika. Zakres, w którym błąd zgodności obu funkcji jest znaczący, mieści się w przedziale od 0 do Δt . W konsekwencji obszary pod tymi funkcjami będą się różnić. Zgodnie ze wzorem (18) w poprawionej formule konieczne jest dla $j = 1$ obliczenie całki z funkcji wagi dla przedziału od 0 do Δt . W związku z tym, w przypadku zastosowania efektywnej funkcji wagi zamiast klasycznej, wynikiem będą duże błędy obliczeniowe. Wnioskodawca w pracy [A1] zaproponował zabieg polegający na pomnożeniu w tym przedziale efektywnej funkcji wagi przez współczynnik η

$$\int_0^{\Delta \hat{t}} w_{classic}(u) du = \eta \int_0^{\Delta \hat{t}} w_{efficient}(u) du \quad \Rightarrow \quad \eta = \frac{\int_0^{\Delta \hat{t}} w_{classic}(u) du}{\int_0^{\Delta \hat{t}} w_{efficient}(u) du}, \quad (26)$$

który wylicza się:

- dla przepływu laminarnego, gdy $\Delta t \leq 0.02$:

$$\eta = \frac{\frac{R^2}{\nu} \left[2m_1 \Delta \hat{t}^{0.5} + m_2 \Delta \hat{t}^1 + \frac{2}{3} m_3 \Delta \hat{t}^{1.5} + \frac{1}{2} m_4 \Delta \hat{t}^2 + \frac{2}{5} m_5 \Delta \hat{t}^{2.5} + \frac{1}{3} m_6 \Delta \hat{t}^3 \right]}{\frac{R^2}{\nu} \sum_{i=1}^k \frac{m_i}{n_i} (1 - e^{-n_i \Delta \hat{t}})}, \quad (27)$$

- dla przepływu laminarnego, gdy $\Delta t > 0.02$:

$$\eta = \frac{I_{1l}|_0^{0.02} + I_{2l}|_0^{\Delta \hat{t}}}{\frac{R^2}{\nu} \sum_{i=1}^k \frac{m_i}{n_i} (1 - e^{-n_i \Delta \hat{t}})}, \quad (28)$$

w liczniku powyższego rozwiązania I_{1l} oraz I_{2l} są wyliczane z wzorów (19) i (20);

- dla przepływu turbulentnego

$$\eta = \frac{\frac{R^2}{\nu} \left[A^* \sqrt{\frac{\pi}{B^*}} \operatorname{erf}(\sqrt{\Delta \hat{t} \cdot B^*}) \right]}{\frac{R^2}{\nu} \sum_{i=1}^k \frac{m_i}{n_i} (1 - e^{-n_i \Delta \hat{t}})}. \quad (29)$$

Wnioskodawca zauważył [A1], że również w efektywnym rozwiązaniu Schohla (24) istnieje potrzeba całkowania kolejnych wyrazów efektywnej funkcji wagi w przedziale od 0 do Δt :

$$\tau_u \approx \frac{2\mu}{R} \left[\sum_{i=1}^j y_i(t) e^{-n_i \Delta \hat{t}} + \frac{[v(t+\Delta t) - v_t]}{\Delta \hat{t}} \int_0^{\Delta \hat{t}} \sum_{i=1}^j m_i e^{-n_i t} d\hat{t} \right], \quad (30)$$

ponieważ

$$\sum_{i=1}^j \frac{m_i R^2}{n_i \nu} \left[1 - e^{-n_i \frac{\nu}{R^2} \Delta \hat{t}} \right] = \int_0^{\Delta \hat{t}} \sum_{i=1}^j m_i e^{-n_i \frac{\nu}{R^2} t} dt = \int_0^{\Delta \hat{t}} w(t) dt. \quad (31)$$

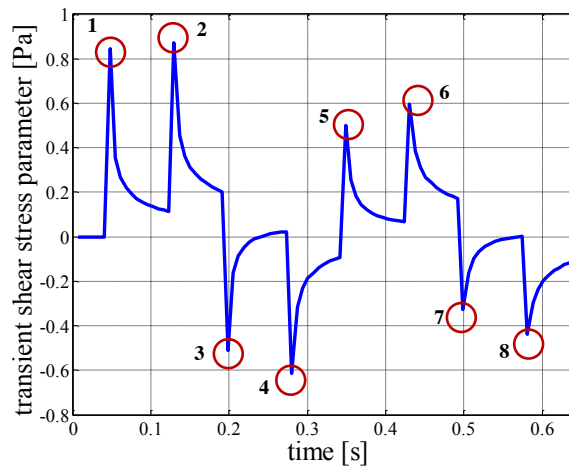
Aby skrócić czas obliczeń i uniknąć konieczności rozszerzania efektywnej funkcji wagi o dodatkowe wyrazy, wnioskodawca zmodyfikował efektywne rozwiązanie Schohla. Pełne wyprowadzenie poprawionej procedury można znaleźć w pracy [A1], a uzyskany ostateczny zapis jest następujący:

$$\tau_u(t + \Delta t) \approx \frac{2\mu}{R} \sum_{i=1}^j \underbrace{\left[A_i y_i(t) + \eta B_i [v_{(t+\Delta t)} - v_t] + [1 - \eta] C_i [v_t - v_{(t-\Delta t)}] \right]}_{y_i(t+\Delta t)}. \quad (32)$$

gdzie

$$A_i = e^{-n_i \Delta t}, B_i = \frac{m_i}{n_i \Delta t} (1 - A_i), C_i = A_i B_i, \quad (32a)$$

są stałymi, które wylicza się przed rozpoczęciem symulacji. Stosując powyższe podejście, efektywna funkcja wagi powinna reprezentować się następującym zakresem stosowalności: $\Delta t \leq t < \infty$.



Rys. 7. Analiza maksymalnych i minimalnych pików ciśnienia

Aby sprawdzić przedstawioną powyżej procedurę, wnioskodawca wykonał szereg badań zbliżonych do tych przedstawionych w pracy [B7], które wykazały jej użyteczność. Szczegółowe otrzymane wyniki ilościowe przedstawione są w Tabeli 1. W analizie ilościowej analizowano tylko bezwzględne błędy procentowe wartości maksymalnych i minimalnych, występujących w symulowanych przebiegach parametru τ_u (zaznaczone kółkami na Rys. 7). Obliczenie ośmiu błędów, w każdym symulowanym przebiegu, pozwoliło oszacować pojedynczy parametr E

$$E = \frac{\sum_{i=1}^8 \left| \frac{\tau_{i,eff(max,min)} - \tau_{i,ineff(max,min)}}{\tau_{i,ineff(max,min)}} \right| \cdot 100\%}{8}, \quad (33)$$

będący bezwzględną średnią arytmetyczną z wszystkich błędów. $\tau_{i,eff(max,min)}$ to maksymalne i minimalne wartości uzyskane ze zmodyfikowanego efektywnego modelu (32), natomiast $\tau_{i,ineff(max,min)}$ to maksymalne i minimalne wartości nieefektywnego modelu Zielke-Vardy-Browna (22).

Wyniki zestawione w Tabeli 1 wyraźnie ukazują skuteczność modyfikacji wprowadzonej do modelu Schohla. Wyprowadzony zmodyfikowany model (32) odpowiada teraz dokładnie klasycznemu modelowi Zielke-Vardy-Browna (22).

Tabela 1. Otrzymane błędy symulacyjne parametru τ_u

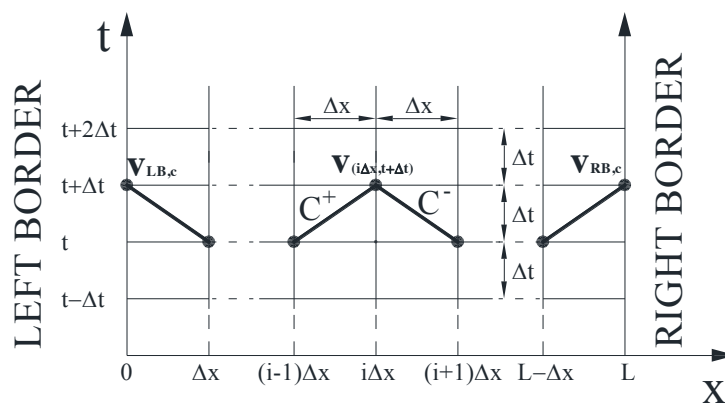
Przypadek		Parametr określający błąd E [%]	
N [-]	$\Delta \hat{t}$ [-]	Schohl stare rozwiązanie (24)	Schohl poprawione rozwiązanie (32)
96	$1.068 \cdot 10^{-4}$	3.7484	0.0022
215	$4.699 \cdot 10^{-5}$	5.4631	0.0018
418	$2.397 \cdot 10^{-5}$	7.2082	0.0017
844	$1.187 \cdot 10^{-5}$	8.9701	0.0015
1692	$5.903 \cdot 10^{-6}$	10.5625	0.0016
2544	$3.929 \cdot 10^{-6}$	11.5292	0.0017

5.6. Wpływ funkcji wagi na wyniki symulacji [A1, A2, A7]

Jednowymiarowe modelowanie 1D{x,t} może być uznane za wystarczająco dokładne w zagadnieniach praktycznych. Z podrozdziału 5.5 wiadomo, że niezbędny zakres stosowalności efektywnych funkcji wagi, powinien wynosić od $\Delta \hat{t}$ do ∞ . W tym rozdziale autoreferatu omówione zostaną przeprowadzone przez wnioskodawcę badania numeryczne, których zadaniem było odpowiedzieć na pytanie, czy praktyczny zakres stosowalności efektywnych funkcji wagi musi być tak szeroki oraz w jaki sposób zastosowanie uproszczonej efektywnej funkcji wagi, złożonej z mniejszej liczby wyrazów wykładniczych, wpłynie na końcowe wyniki symulacji.

Celem wszystkich zrealizowanych prac w tym zakresie, jest uproszczenie numerycznej procedury stosowanej do obliczenia nieustalonego tarcia bez utraty dokładności.

W **pierwszym etapie** badań, które zrealizowane zostały w 2013 r. a omówione szczegółowo w pracy [A1], przeanalizowano wpływ liczby wyrazów, tworzących efektywną funkcję wagi. Badano wpływ funkcji wagi, złożonych z dwóch do jedenastu wyrazów wykładniczych typu (8) na dokładność symulacyjną. Zrealizowane badania pozwoliły określić optymalny zakres stosowalności, którym cechować powinny się efektywne funkcje wagi. Ustalono, że zakres ten musi wynosić od $\Delta \hat{t}$ do $\Delta \hat{t} \cdot 10^3$. Wyniki tych badań zostały przedstawione we wrześniu 2013 r. na warsztatach „5th IAHR International Workshop on Cavitation and Dynamic Problems in Hydraulic Machinery”, które odbyły się w Lozannie (Szwajcaria).



Rys. 8. Siatka metody charakterystyk

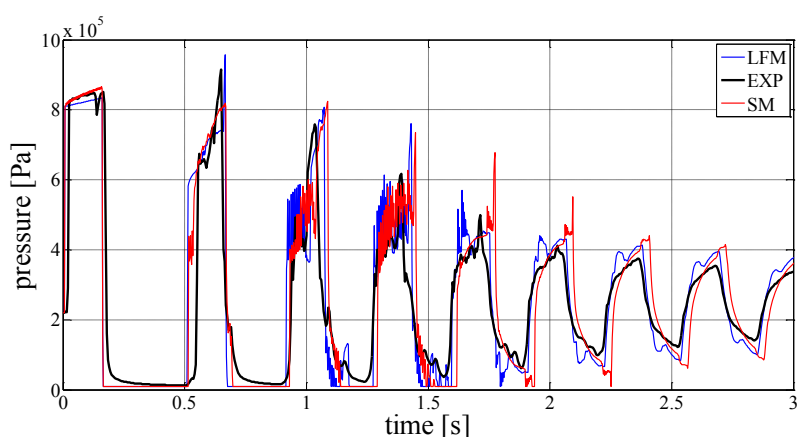
Na **drugim etapie** badań realizowanym w 2014 roku i szczegółowo opisanym w pracy [A7], oprócz standardowej metody (SM), w której wyznaczane jest niestacjonarne tarcie, w każdym węźle siatki obliczeniowej metody charakterystyk, analiza obejmowała również wpływ uproszczonej metody,

skupiającej niestacjonarne tarcie jedynie w węzłach brzegowych (ang. Lumped Friction Model - LFM). Zgodnie z pracą Johnstona [39], chwilowe wartości prędkości w węzłach brzegowych (Rys. 8) należy obliczyć w modelu LFM w następujący sposób:

$$v_{RB,c} = \frac{1}{2} \left(v_{RB,r} + \frac{p_{RB,r}}{\rho c} \right), \quad v_{LB,c} = \frac{1}{2} \left(v_{LB,r} + \frac{p_{LB,r}}{\rho c} \right), \quad (34)$$

gdzie: $v_{RB,c}$ i $v_{LB,c}$ - skorygowane prędkości na prawym i lewym brzegu, $v_{RB,r}$ i $v_{LB,r}$ - prędkości obliczone w klasyczny sposób, $p_{RB,r}$ i $p_{LB,r}$ - ciśnienia na prawym i lewym brzegu obliczone w klasyczny sposób.

Na tym etapie badań założono, że efektywne funkcje wagi są sumami dwóch, trzech lub czterech wyrażeń (przetestowano dwie funkcje wagi dwuwyrazowe z nieznacznie przesuniętymi zakresami stosowalności). Wyniki, szczegółowo omówione w artykule [A7], pokazały (Rys. 9), że nieustalone ciśnienia można obliczyć z wysoką dokładnością i mniejszą mocą obliczeniową komputera przy użyciu LFM.



Rys. 9. Przebieg symulowanych i eksperymentalnych zmian ciśnienia ($v_0 = 0.45$ m/s)

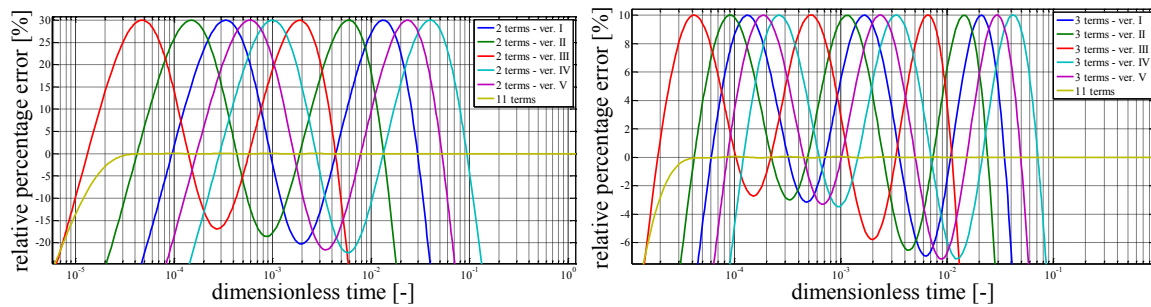
Szczegóły i wyniki **trzeciego etapu** badań zrealizowanych w roku 2015 [A2] zostaną pokrótce omówione poniżej. Celem badań symulacyjnych zrealizowanych na dużą skalę (przeprowadzono aż 132 symulacje komputerowe), było określenie:

A) wpływu metody obliczania naprężenia stycznego na uzyskane wyniki. Obliczenia wykonywane były klasyczną standardową metodą (SM), w której niestacjonarne opory wyznaczone są w każdym węźle obliczeniowym siatki charakterystyk oraz metodą uproszczoną skupiającą niestacjonarne tarcie jedynie w węzłach brzegowych LFM tejże siatki [39];

B) wpływu początkowej prędkości przepływu (od której zależała intensywność towarzyszącego zjawiska kawitacji) na uzyskane wyniki. Badano sześć przypadków, wynikających z gwałtownego zamknięcia zaworu odcinającego przepływ ($v_{0,1} = 0.45$ m/s, $v_{0,2} = 0.82$ m/s, $v_{0,3} = 1.02$ m/s, $v_{0,4} = 1.7$ m/s, $v_{0,5} = 1.9$ m/s, $v_{0,6} = 2.76$ m/s). Otrzymywane wyniki symulacyjne porównano z wynikami eksperymentalnymi zrealizowanymi w IMP w Gdańsku przez Adamkowskiego i Lewandowskiego [40, 41];

C) wpływu ilości wyrażeń wykładniczych opisujących efektywną funkcję wagi oraz zakresu stosowalności, którym się reprezentuje. Skupiono się jedynie na funkcjach dwu- i trzywyrażeniowych (Rys. 10). Do estymacji badanych efektywnych funkcji wagi (ich współczynniki zestawiono w załączniku pracy [A2]) wykorzystano metodę zaprezentowaną w pracy [A5].

W związku z tym, że ciśnienie spadało w większości symulacji do ciśnienia prężności pary nasyconej, wnioskodawca zastosował model przepływu kawitacyjnego Adamkowskiego i Lewandowskiego [11] omówiony szczegółowo w pracach [B2, B3].



Rys. 10. Błąd względny procentowy uproszczonych funkcji wagi

Do analizy ilościowej wnioskodawca wyznaczał dwa parametry decyzyjne, które reprezentowały błąd zgodności przebiegu symulowanego z przebiegiem eksperymentalnym:

$$E_p = \frac{\sum_{i=1}^k \left| \frac{p_{is} - p_{ie}}{p_{ie}} \right| \cdot 100\%}{k}, \quad E_t = \frac{\sum_{i=1}^k \left| \frac{t_{is} - t_{ie}}{t_{ie}} \right| \cdot 100\%}{k}, \quad (35)$$

gdzie k – ilość analizowanych amplitud ciśnienia, p_{is} – ciśnienie maksymalne na i -tej analizowanej amplitudzie przebiegu symulacyjnego; p_{ie} – ciśnienie maksymalne na i -tej analizowanej amplitudzie przebiegu eksperymentalnego; t_{is} – czas wystąpienia ciśnienia maksymalnego na i -tej analizowanej amplitudzie przebiegu symulacyjnego; t_{ie} – czas wystąpienia ciśnienia maksymalnego na i -tej analizowanej amplitudzie przebiegu eksperymentalnego.

Pierwszy z tych parametrów reprezentował średni bezwzględny błąd procentowy symulowanych wartości maksymalnych ciśnień na kolejnych amplitudach ciśnienia, natomiast drugi określał średni bezwzględny błąd procentowy czasów pojawiania się kolejnych maksimów ciśnienia. Im mniejsze wartości tych parametrów, tym lepsza dokładność symulacji. Szczegółowe omówienie badań znajduje się w pracy [A2]. W autoreferacie ograniczymy się więc do najważniejszych wniosków.

Zrealizowane symulacje, jak i ich analiza porównawcza wykazały, że:

- zakres stosowalności efektywnych funkcji wagi, aby modelowały one przebiegi niestacjonarne z dostateczną dokładnością, powinien wynosić od $\Delta \hat{t}$ do $\Delta \hat{t} \cdot 10^3$;
- metoda skupiająca niestacjonarne opory hydrauliczne jedynie w węzłach brzegowych siatki charakterystyk LFM znacznie skraca czasy obliczeń i zapewnia dostateczną dokładność modelowania;
- efektywne funkcje wagi nie muszą być złożone z wielu wyrażeń eksponencjalnych, bowiem wystarczają jedynie dwa wyrażenia, czyli mniej niż w pierwszej efektywnej funkcji wagi zaprezentowanej przez Trikhę;
- trudno określić optymalny zakres efektywnych funkcji wagi dwuskładnikowych, gdyż przesunięcie ich zakresów stosowalności wpływa na otrzymywane wyniki symulacji.

Ponadto zauważono, że:

- zastosowanie w układach hydraulicznych uproszczonego modelu szacowania strat tarcia LFM oraz efektywnego rozwiązania całki splotowej, bazującego na efektywnych funkcjach wagi złożonych z zaledwie dwóch wyrażeń wykładniczych, pozwala na szacowanie przebiegów niestacjonarnych ciśnień w czasie rzeczywistym. Daje to duże możliwości na etapie projektowania układów sterujących;
- brak szczegółowego określenia optymalnego dolnego zakresu stosowalności (dla niskich czasów bezwymiarowych) efektywnej funkcji wagi, wymusza realizację dalszych badań numerycznych. Bez jednoznacznie zdefiniowanej optymalnej dolnej granicy stosowalności efektywnych funkcji wagi, nie ma możliwości optymalizacji procesu bezpiecznego sterowania układami hydraulicznymi.

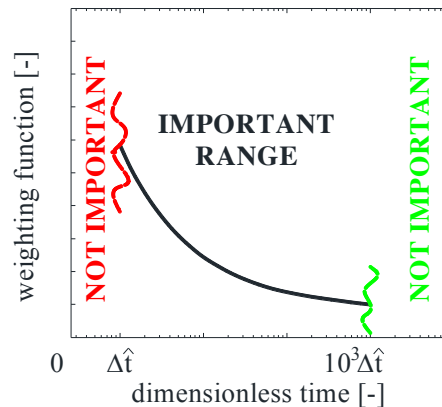
5.7. Analityczne wzory na optymalne współczynniki funkcji wagi [A3]

Badaniami zrealizowanymi w pracach [A1, A2, A7], które omówiono w podrozdziale 5.6 wnioskodawca udowodnił, że można modelować przepływy nieustalone w dokładny sposób stosując uproszczone efektywne funkcje wagi złożone z zaledwie dwóch czy też trzech wyrażań eksponencjalnych w połączeniu z nową poprawioną metodą wyliczania naprężenia stycznego [A1]. Wykorzystane w zrealizowanych badaniach funkcje wyznaczano tak aby cechowały się pewnym ograniczonym, lecz niezbędnym zakresem stosowalności (Rys. 11). Dolną wartość granicy tego zakresu założono równą bezwymiarowemu krokowi czasowemu $\Delta\hat{t}$, natomiast górną określono jego wielokrotnością $10^3 \cdot \Delta\hat{t}$.

Wyliczanie wartości współczynników opisujących analizowane uprzednio uproszczone efektywne funkcje wagi, wymagało dotychczas zastosowania numerycznej metody opracowanej w 2012 roku [A5]. Eliminacja wspomnianej wyżej numerycznej procedury na etapie wyznaczania współczynników funkcji wagowych, skróci czas obliczeń numerycznych i da możliwość osobom zajmującym się modelowaniem przepływów niestacjonarnych prostej weryfikacji skuteczności metody zaprezentowanej w pracy [A1]. Umożliwi również prostą implementację tej metody, w istniejących programach komercyjnych poprzez wprowadzenie zmiennego współczynnika oporu hydraulicznego:

$$\lambda_{(t+\Delta t)} = \lambda_{q,(t+\Delta t)} + \frac{16v}{R|v_{(t+\Delta t)}|v_{(t+\Delta t)}} \sum_{i=1}^j \frac{\left[y_i(t)A_i + \eta B_i [v_{(t+\Delta t)} - v_t] + [1 - \eta]C_i [v_t - v_{(t-\Delta t)}] \right]}{y_i(t+\Delta t)} \quad (36)$$

W równaniu powyższym A_i , B_i i C_i to stałe z równania (32a).



Rys. 11. Optymalny zakres stosowalności efektywnych funkcji wagi

Trudność w powszechnym wykorzystaniu uproszczonej metodologii omówionej w pracach [A1, A7] wynika z konieczności stosowania procedury numerycznej [A5] umożliwiającej wyznaczenie wartości współczynników efektywnych funkcji wagi. Aby tę trudność zniwelować wnioskodawca zaproponował w pracy [A3] pewne gotowe rozwiązania analityczne, z pomocą których wyznaczać można dokładne wartości współczynników opisujących uproszczone efektywne funkcje wagi.

Omówione w poprzednim rozdziale badania wykazały, że funkcje te, aby wiernie symulować przebiegi niestacjonarne mogą składać się jedynie z dwóch lub trzech wyrażań eksponencjalnych. Powyższa liczba niezbędnych wyrażań jest swoistym kompromisem, wynikającym z pośredniego sposobu oceny, jakim jest analiza zgodności końcowych przebiegów ciśnienia otrzymanych drogą numeryczną z przebiegami eksperymentalnymi. Błąd efektywnych funkcji wagi nie powinien przekraczać jednak 30% dla funkcji dwuwyrażeniowych i 10% dla trzywyrażeniowych, w związku z tym, że współczynniki efektywnych funkcji wagi zależą od bezwymiarowego kroku czasowego $\Delta\hat{t}$, który przybiera różne wartości w zależności od właściwości płynącej cieczy, przewodu rurowego oraz

metody numerycznej. Aby wyczerpać praktyczny i teoretyczny zakres zastosowania opracowywanego rozwiązania analitycznego założono, że jego przedział stosowalności musi wynosić dla $\Delta\hat{t}$ od 10^{-10} do ∞ .

Do wyznaczenia analitycznej funkcji, opisującej wartości współczynników dwuwyrażeniowych efektywnych funkcji wagi, niezbędne było wyznaczenie szeregu wartości tych współczynników. Wykorzystano w tym celu metodę wnioskodawcy [A5]. Podczas poszukiwania rozwiązania analitycznego efektywnych funkcji dwuwyrażeniowych, wyznaczono 93 zestawy współczynników (m_1, m_2, n_1, n_2) dla zakresu od 10^{-10} co $10^{0.1}$ do $10^{-0.8}$. Dla $\Delta\hat{t} = 10^{-0.8}$ wartości tych współczynników zbiegały się z wartościami znanymi z klasycznej funkcji wagi dla przepływu laminarnego (tj. wagą Zielke [3]), tzn. $m_1 = 1, m_2 = 1, n_1 = 26.3744, n_2 = 70.8493$.

W przypadku efektywnych funkcji trzywyrażeniowych wyznaczono 89 zestawów współczynników $(m_1, m_2, m_3, n_1, n_2, n_3)$ dla zakresu od 10^{-10} co $10^{0.1}$ do $10^{-1.2}$. Różnica w liczbie tych zestawów wynikała z tego, że w tym przypadku już dla $\Delta\hat{t} = 10^{-1.2}$ wartości tych współczynników zbiegały się z wartościami znanymi z klasycznej funkcji wagi dla przepływu laminarnego, tzn. $m_1 = 1, m_2 = 1, m_3 = 1, n_1 = 26.3744, n_2 = 70.8493, n_3 = 135.0198$.

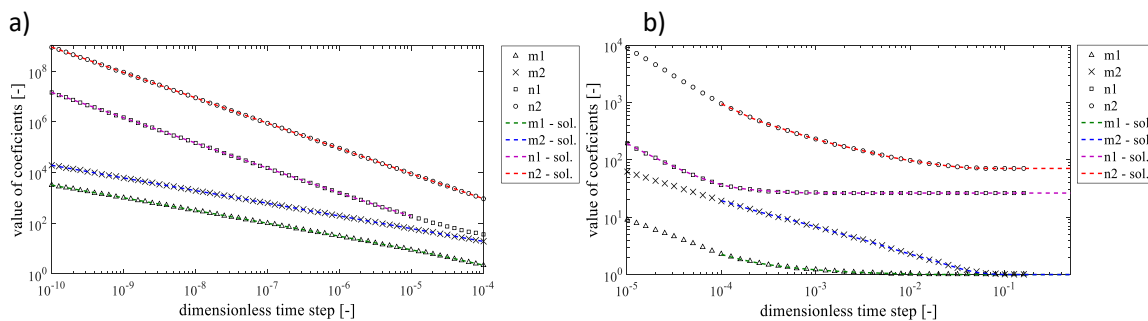
Znając wszystkie powyższe wartości, kolejnym etapem było przyjęcie odpowiednich postaci funkcji analitycznych, które z dużą dokładnością zobrazują zmienność tych współczynników w funkcji bezwymiarowego kroku czasowego. Analiza zmienności wartości poszczególnych współczynników jak i przeprowadzone próby z innymi postaciami wykazała, że w przypadku funkcji dwuwyrażeniowych ich współczynniki mogą być opisane wzorem

$$f = \sum_{i=1}^3 A_i \Delta\hat{t}^{-B_i} + C \quad (37)$$

w zakresie swojej liniowości na wykresie log-log (Rys. 12a) (przedział dla $\Delta\hat{t}$ od 10^{-10} do 10^{-4} , wyjątkowo dla n_1 do 10^{-5}), oraz wzorem

$$f = \sum_{i=1}^4 D_i e^{-E_i \Delta\hat{t}} + F \quad (38)$$

dla zakresu ich nieliniowości na wykresie log-log (Rys. 12b) (przedział dla $\Delta\hat{t}$ od 10^{-4} do ∞ , wyjątkowo dla n_1 od 10^{-5} do ∞).



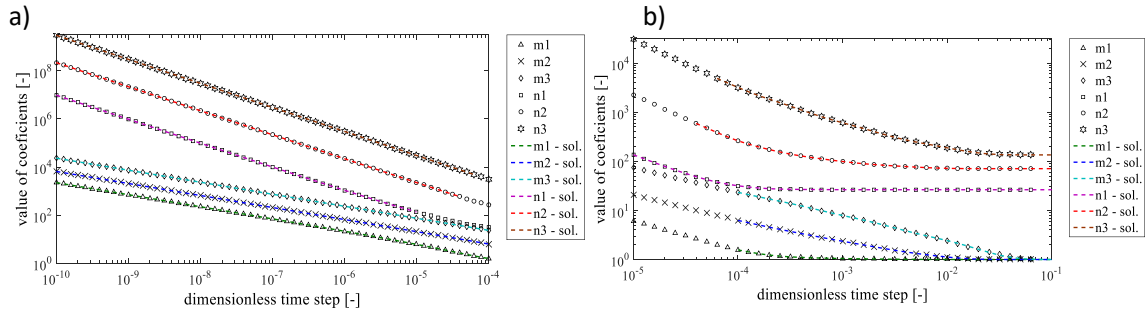
Rys. 12. Zgodność nowych funkcji dwuwyrażeniowych z wynikami dyskretnymi

Do znalezienia ostatecznych wartości współczynników powyżej przyjętych funkcji tj. $A_1 \dots A_3, B_1 \dots B_3$ i C oraz $D_1 \dots D_4, E_1 \dots E_4$ i F zastosowano zaimplementowany w programie MATLAB moduł Curve Fitting Toolbox. Wartości, wyestymowanych końcowych współczynników zestawiono w tabelach w pracy [A3].

Analiza zmienności wartości poszczególnych współczynników $m_1 \dots m_3$ oraz $n_1 \dots n_3$ reprezentujących funkcje trzywyrażeniowe wykazała, że postacie funkcji analitycznych, które założono w przypadku omówionym powyżej sprawdzą się również teraz. Zatem w zakresie swojej liniowości na wykresie log-log (Rys. 13a) funkcja poszukiwana ma postać

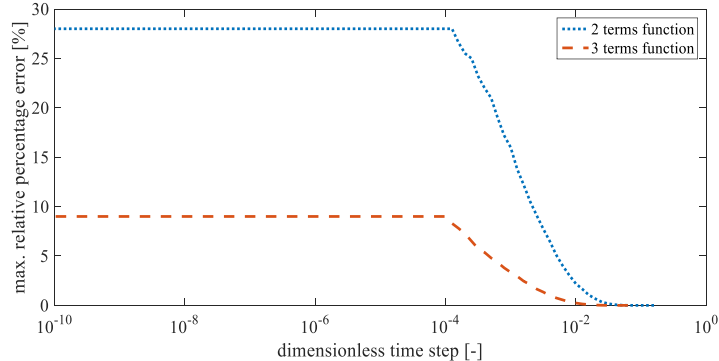
$$f = \sum_{i=1}^3 A_i \Delta \hat{t}^{-B_i}. \quad (39)$$

Natomiast w zakresie nieliniowości (Rys. 13b) opisana będzie dokładnie taką samą funkcją jak z równania (38). W przypadku powyższego rozwiązania analitycznego opisującego współczynniki efektywnych funkcji wagi trzywyrażeniowych, zauważono znacznie większą zmienność czasu bezwymiarowego, przy których odpowiednio przechodziły funkcje opisujące poszczególne współczynniki z postaci liniowej (w skali log-log) do postaci nieliniowych. Szczegółowe czasy przejścia z jednej postaci do drugiej zestawiono w tabelach zawartych w pracy [A3].



Rys. 13. Zgodność nowych funkcji trzywyrażeniowych z wynikami dyskretnymi

Maksymalne wartości względnych błędów procentowych, którymi reprezentują się wyznaczone z wykorzystaniem nowych analitycznych formuł efektywne funkcje wagi, wyliczone w odniesieniu do klasycznej funkcji Zielke [3] zobrazowano na poniższym wykresie (Rys. 14).



Rys. 14. Maksymalne względne błędy procentowe

Z wykresu powyższego wynika, że maksymalny błąd od bezwymiarowego kroku czasowego $\Delta \hat{t} = 10^{-4}$ systematycznie spada do chwili, aż osiągnie wartość zerową. Osiągnięcie wartości zerowej jest równoważne z pokryciem się wartości współczynników wyliczonych metodą analityczną z współczynnikami klasycznej laminarnej funkcji wagi Zielke.

Z wykorzystaniem przedstawionych w tym rozdziale wzorów analitycznych, istnieje możliwość wyznaczania jedynie wartości współczynników opisujących efektywne funkcje laminarne. W sytuacji, w której występuje przepływ turbulentny wartości tych współczynników, muszą zostać przeskalowane zgodnie z procedurą opisaną w pracy [B9], gdyż jak wiadomo przebieg klasycznej turbulentnej funkcji wagi Vardy-Browna [36] jest silnie zależny od liczby Reynoldsa.

Omówione powyżej przez wnioskodawcę rozwiązania analityczne, umożliwią szybkie wyznaczanie uproszczonych postaci efektywnych funkcji wagi dwu- lub trzywyrażeniowych. Zależności te mogą zostać wykorzystane w komercyjnych, jak i własnych programach służących do modelowania

przepływów niestacjonarnych cieczy w przewodach pod ciśnieniem (poprzez wykorzystanie wzoru na chwilowy współczynnik oporu (36)). Największym problemem związanym z zaimplementowaniem przedstawionego rozwiązania, będzie jednorazowa konieczność wprowadzenia do programu wielu wyestymowanych w tej pracy stałych, opisujących poszczególne rozwiązania. Innym problemem, na który przyszły użytkownik zaprezentowanych rozwiązań powinien zwrócić uwagę, jest odpowiedni dobór siatki metody charakterystyk. Przy tak uproszczonym zakresie stosowania efektywnych funkcji wagi, liczba odcinków obliczeniowych nie powinna być większa od $f = 50$, gdyż dla tej wartości obliczany chwilowy opór hydrauliczny jest funkcją zmian prędkości, występujących w czasie ostatnich pięciu okresów uderzenia hydraulicznego.

6. Przepływy przewodami z tworzyw sztucznych

6.1. Równanie ciągłości uwzględniające opóźnione odkształcenie

Równanie ciągłości przepływu przewodami wykonanymi z tworzyw sztucznych zostało wyprowadzone pierwotnie przez Rieutorda i Blancharda [13]. Uproszczone równanie pomijające pochodną konwekcyjną zaprezentowała Covas [18, 19]. Bazując na rozwiązaniu Covas, w pracy [A11] wnioskodawca wyprowadził równanie ciągłości, które opisane jest podstawowymi parametrami reprezentującymi przepływ p - ciśnieniem oraz v - uśrednioną prędkością w przekroju poprzecznym:

$$\frac{1}{\rho c^2} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial v}{\partial x} + 2 \frac{d\varepsilon_r}{dt} = 0, \quad (40)$$

gdzie ε_r – odkształcenie opóźnione [-].

W przypadku przepływu rurami z tworzyw sztucznych, równanie ciągłości ma tę samą postać co podczas przepływu rurami metalowymi. Sposoby rozwiązania układu równań ciągłości (40) oraz ruchu (4) zostaną omówione w kolejnych dwóch podrozdziałach.

6.2. Rozwiązanie numeryczne [A11]

Rurociąg polimerowy poddawany chwilowym naprężeniom nie reaguje zgodnie z prawem Hooke'a. Odkształcenie obwodowe może być w nim rozłożone na sumę dwóch składników: odkształcenia liniowo-sprężystego ε_e oraz opóźnionego ε_r :

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_e + \varepsilon_r(t). \quad (41)$$

Naprężenia działające niezależnie w analizowanym układzie powodują odkształcenia, które można dodawać liniowo (w przypadku małych odkształceń). Tym samym całkowite odkształcenie generowane przez naprężenie $\sigma(t)$ można zapisać wzorem:

$$\varepsilon(t) = J_0 \sigma(t) + \int_0^t \sigma(t-u) \frac{\partial J(u)}{\partial u} du, \quad (42)$$

gdzie: J_0 - chwilowa podatność na pełzanie [Pa^{-1}], $J(u)$ – wartość funkcji pełzania w czasie u [Pa^{-1}].

We wszystkich materiałach liniowo-sprężystych zakłada się, że podatność na pełzanie $J_0 = 1/E_0$ jest równa odwrotności modułu sprężystości. Aby uzyskać końcowe rozwiązanie założono dodatkowo, że: materiał przewodu jest jednorodny i izotropowy; liniowe zachowanie lepkosprężyste dla małych odkształceń i stały współczynnik Poissona ν (wtedy zachowanie mechaniczne zależy tylko od funkcji pełzania). Wówczas całkowite odkształcenie obwodowe $\varepsilon = (D(t) - D_0)/D_0$ można opisać przez:

$$\varepsilon(t) = \frac{\theta_0 D_0}{2e_0} [p(t) - p_0] J_0 + \int_0^t \frac{\theta(t-u) D(t-u)}{2e(t-u)} [p(t-u) - p_0] \frac{\partial J(u)}{\partial u} du, \quad (43)$$

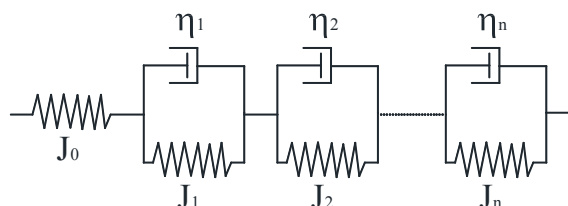
gdzie: $\sigma = \theta \Delta p D / 2e$ – naprężenie obwodowe [Pa]; $p(t)$ – ciśnienie w czasie t [Pa]; p_0 – ciśnienie początkowe [Pa], $D(t)$ i D_0 – średnica wewnętrzna odpowiednio w czasie t i 0 [m]; $e(t)$ i e_0 – grubość ścianki przewodu odpowiednio w czasie t i 0 [m]; $\theta(t)$ i θ_0 – współczynnik utwardzenia przewodu odpowiednio w czasie t i 0 [-]; $J(t)$ – wartość funkcji pełzania w czasie t [Pa^{-1}].

Funkcja pełzania opisująca zachowanie lepkosprężyste materiału rury, powinna być określona doświadczalnie dla rurociągów polimerowych w niezależnych testach mechanicznych. Wykorzystując uogólniony model Kelvina-Voigta (Rys. 15), lepkosprężyste ciało stałe definiuje się funkcją pełzania ścianki przewodu w postaci skończonej sumy [18, 19] typu:

$$J(t) = J_0 + \sum_{i=1}^k J_i (1 - e^{-t/T_i}), \quad (44)$$

gdzie: J_i – współczynnik pełzania i -tej sprężyny Kelvina-Voigta zdefiniowany przez $J_i = 1/E_i$ [Pa^{-1}]; E_i – moduł sprężystości i -tej sprężyny [Pa]; T_i – czas opóźnienia i -tego tłumika ($T_i = \eta_i/E_i = \eta_i J_i$ [s], η_i – lepkość i -tego tłumika [$\text{Pa}\cdot\text{s}$]).

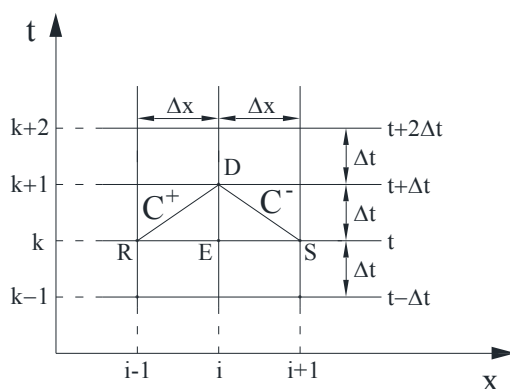
Parametry J_i i T_i lekosprężystego modelu mechanicznego są dostosowane do danych eksperymentalnych dotyczących pełzania.



Rys. 15. Uogólniony model Kelvina-Voigta (lepkosprężyste ciało stałe)

Układ równań różniczkowych (4) i (40) został rozwiązywany z pomocą metody charakterystyk (MOC). Z jej pomocą układ przekształcono w parę równań różniczkowych zwyczajnych:

$$\pm \frac{1}{c\rho} \frac{dp}{dt} + \frac{dv}{dt} + \frac{2\tau}{\rho R} + 2c \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = 0, \quad \text{jeśli} \quad \frac{dx}{dt} = \pm c. \quad (45)$$



Rys. 16. Prostokątna siatka charakterystyk

Stosując metodę różnic skończonych opartą na prostokątnej siatce charakterystyk (Rys. 16), dla powyższego równania uzyskuje się układ równań:

$$\frac{1}{c\rho}(p_D - p_R) + (v_D - v_R) + \frac{2\Delta t}{\rho R}\tau_R + 2c\Delta t \frac{\partial \varepsilon_D}{\partial t} = 0, \quad (46.1)$$

$$-\frac{1}{c\rho}(p_D - p_S) + (v_D - v_S) + \frac{2\Delta t}{\rho R}\tau_S - 2c\Delta t \frac{\partial \varepsilon_D}{\partial t} = 0, \quad (46.2)$$

Ostatni składnik lewej strony równania (45) wylicza się następująco:

$$\frac{\partial \varepsilon_D}{\partial t} = p_D F - \sum_{i=1}^k [p_0 B_k + p_E (A_k - B_k) + C_k \varepsilon_{E,k}] = p_D F - V_E, \quad (47.1)$$

którego stałe dane są przez:

$$F = \frac{\theta D}{2e} \sum_{i=1}^k \frac{J_i}{\Delta t} (1 - e^{-\Delta t/T_i}), A_{Li} = \frac{J_i}{\Delta t} (1 - e^{-\Delta t/T_i}), B_{Li} = \frac{J_i}{\Delta t} e^{-\Delta t/T_i}, C_{Li} = e^{-\Delta t/T_i}. \quad (47.2)$$

Zapisując wszystkie znane wyrazy z poprzedniego kroku czasowego:

$$C_R = v_R + \frac{p_R}{c\rho} - \frac{2\Delta t}{\rho R}\tau_R + 2c\Delta t V_E, \quad (48.1)$$

$$C_S = v_S - \frac{p_S}{c\rho} - \frac{2\Delta t}{\rho R}\tau_S - 2c\Delta t V_E, \quad (48.2)$$

końcowe rozwiązanie przyjmuje postać:

$$p_D = \frac{C_R - C_S}{\left(\frac{2}{c\rho} + 4c\Delta t F\right)} \quad i \quad v_D = \frac{C_R + C_S}{2}. \quad (49)$$

W procedurze numerycznej po wyznaczeniu powyższych dwóch wartości, należy jeszcze w danym kroku obliczeniowym wyliczyć wartość chwilową odkształcenia opóźnionego ε_r :

$$\varepsilon_{D,i} = T_i \left[p_D \frac{\theta D}{2e} \left(B_{Li} e^{\frac{\Delta t}{T_i}} - A_{Li} \right) + p_E \frac{\theta D}{2e} (A_{Li} - B_{Li}) + p_0 \frac{\theta D}{2e} B_{Li} \left(1 - e^{\frac{\Delta t}{T_i}} \right) + C_{Li} \varepsilon_{E,i} / T_i \right]. \quad (50)$$

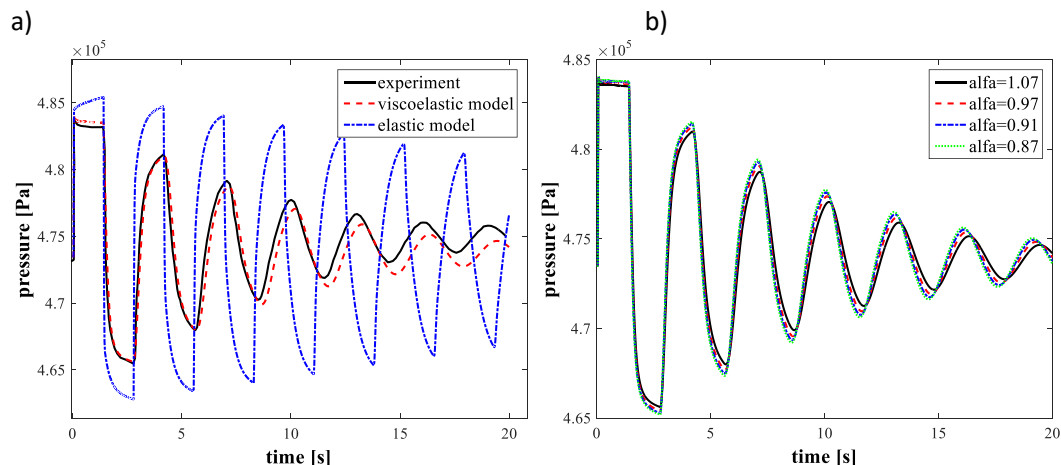
Przykład symulacyjny (Rys. 17) zrealizowano, posługując się danymi eksperymentalnymi Covas otrzymanymi na stanowisku eksperymentalnym z przewodem wykonanym z PE znajdującym się w Imperial College w Londynie [42]. Szczegóły dotyczące stanowiska i samych badań zestawiono w pracy [A11]. Analizowano przepływ laminarny i turbulentny. Jednakże w autoreferacie ukazane zostaną wyniki jedynie dla przepływu laminarnego. Znając wartość współczynnika Poissona, istnieje możliwość wyznaczenia współczynnika utwierdzenia przewodu. W związku, że istnieją co najmniej cztery różne wzory dla przewodów grubościennych, w pracy [A11] wnioskodawca zbadał ich wpływ na wynik symulacji:

$$a) \theta = \frac{2e}{D} (1 + \nu_P) + \frac{D}{D+e} (1 - \nu_P^2) = 1.07 \quad [18], \quad (51.1)$$

$$b) \theta = 1 + \left(\frac{e}{D}\right)^2 + \nu_P \frac{2e}{D} - \nu_P^2 \left(1 - \frac{e}{D}\right)^2 = 0.97 \quad [17] \quad (51.2)$$

$$c) \theta = (1 - \nu_P^2) + 0.75\nu_P(1 + \nu_P) \frac{2e}{D} = 0.91 \quad [43] \quad (51.3)$$

$$d) \theta = (1 - \nu_P^2) + 0.5\nu_P(1 + \nu_P) \frac{2e}{D} \quad [44] \quad (51.4)$$



Rys. 17. Pulsacje ciśnienia odnotowane przy zaworze kulowym dla przepływu laminarnego ($Re_0 = 1400 [-]$; $v_0 = 0.028 [m/s]$, $p_z = 4.738 \cdot 10^5 [Pa]$). a) porównanie różnych modeli, b) wpływ współczynnika θ

Z powyższego wykresu (Rys. 17), jak i pozostałych wykresów omówionych i zaprezentowanych w pracy [A11], które przedstawiają otrzymane wyniki symulacji można wyciągnąć następujące wnioski:

- model dla przewodów elastycznych (z uwzględnieniem niestacjonarnych oporów tarcia) nie nadaje się do symulacji uderzeń hydraulicznych w przewodach ciśnieniowych wykonanych z polimerów. Nawet symulowane maksymalne ciśnienie na pierwszej amplitudzie było z wykorzystaniem tego modelu przeszacowywane.
- współczynnik θ określający sposób utwardzenia przewodu, ma delikatny wpływ na otrzymywane wyniki. Czym niższe wartości θ tym wyższe maksymalne ciśnienia (na pierwszej i kolejnych amplitudach ciśnienia) i tym szybciej kolejne amplitudy się pojawiają.

Zauważone różnice pomiędzy wynikami symulacyjnymi z wykorzystaniem modelu lepkosprężystego, a wynikami eksperymentalnymi można tłumaczyć tym, że:

- w symulacjach nie uwzględniono pochylenia przewodu jak i oporów miejscowych w kolankach występujących na długości przewodu;
- wykorzystano eksperymentalną funkcję pełzania, która jak sami jej autorzy [19] wspominają, ma dobrany pierwszy współczynnik J_0 , co związane jest z problemem w określeniu przebiegu tej funkcji dla małych czasów;
- założono w symulacjach stałość ciśnienia przy zbiorniku. Natomiast analiza przebiegów eksperymentalnych wykazuje, że ciśnienie po zamknięciu zaworu liniowo rośnie. Autorzy badań eksperymentalnych nie wytłumaczyli co jest tego powodem, mimo iż rosnącą krzywą przedstawili w swojej pracy [19].

Przedstawiony przez wnioskodawcę w tym rozdziale model numeryczny, służy do obliczeń pulsacji ciśnienia (wywołanych gwałtownym zamknięciem zaworu) w przewodach polimerowych. Realizacja przykładowych badań symulacyjnych jak i otrzymane z nich wyniki, pozwalają na sformułowanie poniższych wniosków:

a) istnieje duża potrzeba realizacji własnych badań eksperymentalnych w poziomym układzie zbiornik-przewód-zawór, w których przewody są wykonane z materiału polimerowego. Jest to związane z faktem, że brak jest dokładnych wyników badań uderzenia hydraulicznego w przewodach ciśnieniowych polimerowych. Znane z literatury badania, zostały w większości wykonane w nieprostoliniowych przewodach. Występujące dodatkowe opory lokalne (w kolankach czy też zakrzywieniach przewodów spowodowanych nawijaniem na walec) zakłócają odczyt wyników

eksperymentalnych, istnieje duży problem z wyodrębnieniem ich wpływu jak i poprawnym modelowaniem numerycznym. Przykładem są choćby zaprezentowane w tej pracy porównania;

b) stosowane przez wielu autorów dopasowywanie współczynników J (powszechnie określane kalibracją) aby wyniki końcowe reprezentowały się najniższym błędem, zdaniem wnioskodawcy jest niedopuszczalne. Owszem taką kalibrację można przeprowadzić dla zbudowanego istniejącego układu, ale priorytetem powinno być poszukiwanie rozwiązania analitycznego, za pomocą którego a priori będzie można przewidywać niestacjonarne zachowanie się cieczy w dowolnym przewodzie polimerowym. W tym celu konieczne są nowe badania wytrzymałościowe, które umożliwiłyby dokładne poznanie zachowania się materiałów polimerowych stosowanych w produkcji rur ciśnieniowych;

c) istnieje konieczność realizacji szerszych badań numerycznych w celu określenia znaczenia niestacjonarnego tarcia w tego typu przepływach.

d) w związku, że rzeczywista zaobserwowana prędkość propagacji fali ciśnienia jest zmienna w czasie trwania uderzenia hydraulicznego:

$$c = \sqrt{\frac{1}{\rho \left[\frac{1}{K} + \frac{\theta D}{E(s)e} \right]}} \quad (52)$$

należy zastanowić się nad próbą modyfikacji klasycznego rozwiązania numerycznego w metodzie charakterystyk zbudowanego na stałej siatce prostokątnej.

6.3. Analogia całek splotowych [A8]

Opóźnione odkształcenie jest całką splotową z ciśnienia i pochodnej z funkcji pełzania J , która opisuje zachowanie lepkosprężyste materiału rury:

$$\varepsilon_r(t) = \int_0^t \frac{\theta D}{2e} (p(t-u) - p(0)) \frac{\partial J(u)}{\partial u} du, \quad (53)$$

gdzie: D - średnica wewnętrzna rury [m], e - grubość ścianki rury [m], θ - współczynnik usztywnienia przewodu [-], $J(u)$ - funkcja pełzania polimeru [Pa^{-1}].

Funkcja pełzania w uogólnionym modelu Kelvina-Voigta zależy od czasu (44). Funkcję tą należy określić eksperymentalnie dla rurociągów polimerowych w niezależnych testach mechanicznych. Ponieważ funkcja ta składa się z co najmniej kilku wyrazów:

$$\varepsilon_r(t) = \sum_{i=1}^k \varepsilon_{ri}(t) \quad \text{i} \quad \frac{\partial \varepsilon_r(t)}{\partial t} = \sum_{i=1}^k \frac{\partial \varepsilon_{ri}(t)}{\partial t}. \quad (54)$$

Pochodną funkcji pełzania jest:

$$\frac{\partial J(t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \left(J_0 + \sum_{i=1}^k J_i \left(1 - e^{-\frac{t}{T_i}} \right) \right) = \sum_{i=1}^k \frac{J_i}{T_i} e^{-\frac{t}{T_i}}. \quad (55)$$

Zatem równanie (53) będzie miało postać:

$$\varepsilon_r(t) = \int_0^t \frac{\theta D}{2e} (p(t-u) - p(0)) \cdot \left(\sum_{i=1}^k \frac{J_i}{T_i} e^{-\frac{u}{T_i}} \right) du \quad (56)$$

i jego pochodna cząstkowa po czasie t :

$$\frac{\partial \varepsilon_r(t)}{\partial t} = \frac{\theta D}{2e} \int_0^t \frac{\partial}{\partial t} (p(t-u) - p(0)) \cdot \left(\sum_{i=1}^k \frac{J_i}{T_i} e^{-\frac{u}{T_i}} \right) du. \quad (57)$$

Z analogii do modelowania niestacjonarnego oporu hydraulicznego, w poniższy sposób można zapisać funkcję wagi pełzania $w_j(u)$ [$\text{Pa}^{-1}\text{s}^{-1}$]:

$$\sum_{i=1}^k \frac{J_i}{T_i} e^{-\frac{u}{T_i}} = \sum_{i=1}^k m_i e^{-n_i \frac{v}{R^2} u} = w_j(u). \quad (58)$$

W związku, że:

$$\frac{\partial}{\partial t} (p(t-u) - p(0)) = \frac{\partial}{\partial t} p(t-u) - \frac{\partial}{\partial t} p(0) = \frac{\partial}{\partial t} p(t-u) - 0, \quad (59)$$

uzyska się:

$$\frac{\partial \varepsilon_r(t)}{\partial t} = \frac{\theta D}{2e} \int_0^t \frac{\partial p(u)}{\partial t} \cdot w_j(t-u) du. \quad (60)$$

Efektywne numeryczne rozwiązanie tej całki zaprezentował Schohl [7]:

$$\frac{\partial \varepsilon_r}{\partial t}(t + \Delta t) \approx \frac{\theta D}{2e} \sum_{i=1}^k \underbrace{\left(z_i(t) \cdot e^{-\frac{\Delta t}{T_i}} + \frac{J_i}{\Delta t} \left[1 - e^{-\frac{\Delta t}{T_i}} \right] (p_{(t+\Delta t)} - p_{(t)}) \right)}_{z_i(t+\Delta t)} \quad (61)$$

Korzystając z zapisów (47.2) otrzyma się:

$$\frac{\partial \varepsilon_r}{\partial t}(t + \Delta t) = \frac{\theta D}{2e} \sum_{i=1}^k \underbrace{(x_i(t) \cdot C_{Li} + A_{Li} p_{(t+\Delta t)} - A_{Li} p_{(t)})}_{z_i(t+\Delta t)} \quad (62)$$

$$\frac{\partial \varepsilon_r}{\partial t}(t + \Delta t) = \frac{\theta D}{2e} \sum_{i=1}^k A_{Li} p_{(t+\Delta t)} - \frac{\theta D}{2e} \sum_{i=1}^k (A_{Li} p_{(t)} - z_i(t) \cdot C_{Li}) \quad (63)$$

$$\frac{\partial \varepsilon_r}{\partial t}(t + \Delta t) = p_{(t+\Delta t)} \frac{\theta D}{2e} \sum_{i=1}^k A_{Li} - \frac{\theta D}{2e} \sum_{i=1}^k (A_{Li} p_{(t)} - z_i(t) \cdot C_{Li}) \quad (64)$$

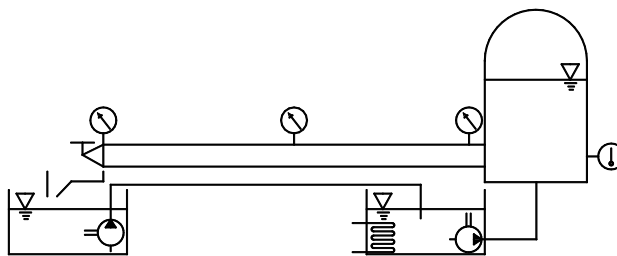
Zapisując F zgodnie z wzorem (47.2) oraz dodatkową stałą:

$$G = \frac{\theta D}{2e} \sum_{i=1}^k (A_{Li} p_{(t)} - z_i(t) \cdot C_{Li}), \quad (65)$$

końcowe uproszczone równanie opisujące pochodną z odkształcenia opóźnionego ma postać:

$$\frac{\partial \varepsilon_r}{\partial t}(t + \Delta t) = p_{(t+\Delta t)} F - G. \quad (66)$$

Przedstawione rozwiązanie upraszcza proces obliczeń, a także napisany na potrzeby tej pracy program komputerowy do analizowania stanów nieustalonych w rurach wykonanych z tworzyw sztucznych.



Rys. 18. Schemat stanowiska eksperymentalnego Güneya

Dla przepływu laminarnego, gdzie współczynnik tarcia Darcy-Weisbacha wylicza się ze wzoru $\lambda = 64/Re$ kompletny układ równań opisujących ten rodzaj przepływu (równanie ciągłości i ruchu) ma następującą postać:

$$\begin{cases} \frac{1}{\rho c^2} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial v}{\partial x} + \theta \frac{D}{e} \int_0^t \frac{\partial p(u)}{\partial t} \cdot w_J(t-u) du = 0 \\ \rho \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{32\mu}{D^2} v + \frac{16\mu}{D^2} \int_0^t \frac{\partial v(u)}{\partial t} \cdot w(t-u) du = 0 \end{cases} \quad (67.1)$$

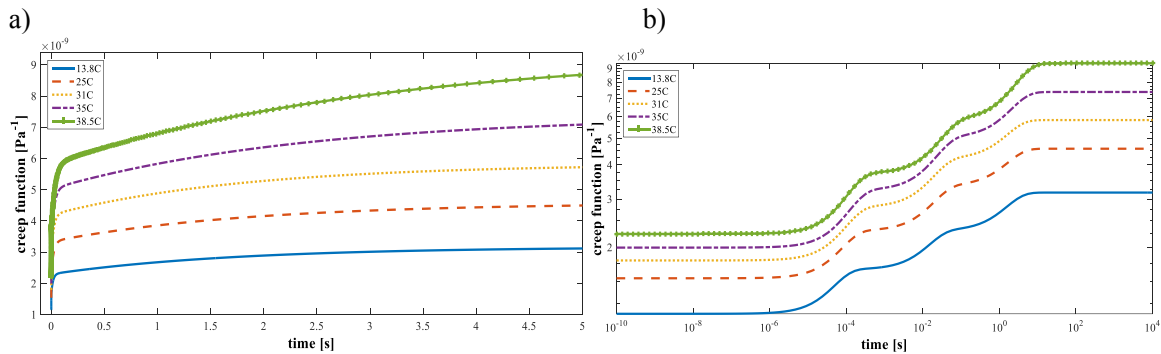
natomiast w przypadku ogólnym (zarówno laminarny jak i turbulentny przepływ):

$$\begin{cases} \frac{1}{\rho c^2} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial v}{\partial x} + \Xi \int_0^t \frac{\partial p(u)}{\partial t} \cdot w_J(t-u) du = 0 \\ \left(\rho \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{2\rho}{R} \left(\frac{|v|}{8} \lambda + \frac{2v}{R} \int_0^t \frac{\partial v(u)}{\partial t} \cdot w(t-u) du \right) \right) = 0 \end{cases} \quad (67.2)$$

gdzie: $\Xi = \frac{\theta D}{e}$ – wzmacniony współczynnik usztywnienia przewodu [-].

Do dziś brak jest analitycznego rozwiązania tego typu układu hiperbolicznych równań różniczkowych cząstkowych. Tym samym powyższy układ równań, musi być rozwiązywany przy użyciu metod numerycznych.

Skuteczność zaprezentowanego przez wnioskodawcę uproszczonego rozwiązania sprawdzono w pracy [A8] poprzez realizację przykładowych badań symulacyjnych. W nich odnoszono się do znanych badań eksperymentalnych Güneya (rys. 18). Badania zrealizowano dla różnych temperatur cieczy. Takie postępowanie miało za zadanie uwiarygodnić określone eksperymentalnie przez Güneya współczynniki pełzania (Rys. 19), których wartości zestawiono w tabeli znajdującej się w pracy [A8].



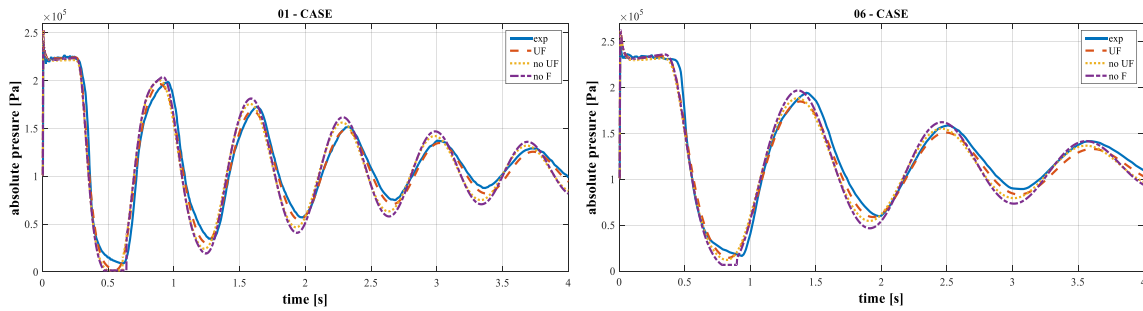
Rys. 19. Funkcja podatności na pełzanie $J(t)$ tworzywa sztucznego LDPE dla różnych temperatur
a) wykres lin-lin, b) wykres log-log

Badania zrealizowane zostały dla przepływów turbulentnych. Wstępne symulacje wykazały, że symulowane wyniki przy teoretycznie określonych wartościach c i funkcji pełzania opisanej eksperymentalnymi współczynnikami Güneya znacznie odbiegały od wyników eksperymentalnych. W związku z powyższym wartości prędkości propagacji fali ciśnienia zostały odpowiednio zmodyfikowane.

Niestacjonarne tarcie zostało wyliczone, podczas tych symulacji z wykorzystaniem nowej uproszczonej metody [A1, A3]. Do uzyskania odpowiednich wartości współczynników opisujących efektywną funkcję wagi, konieczne było zastosowanie uniwersalnej procedury skalowania [B9].

Rysunek 20 przedstawia dwa wybrane porównania wyników eksperymentalnych i symulacyjnych z wykorzystaniem proponowanego zmodyfikowanego modelu matematycznego (tarcie nieustalone -

UF, quasi-ustalone – **no UF** oraz brak tarcia - **no F**), który zakładał lepkosprężyste zachowanie się materiału ścianki rury.



Rys. 20. Porównanie wyników symulacji z wynikami eksperymentalnymi dla przekroju przy zaworze

W badaniu porównawczym tych przebiegów ciśnienia ujawniono, że:

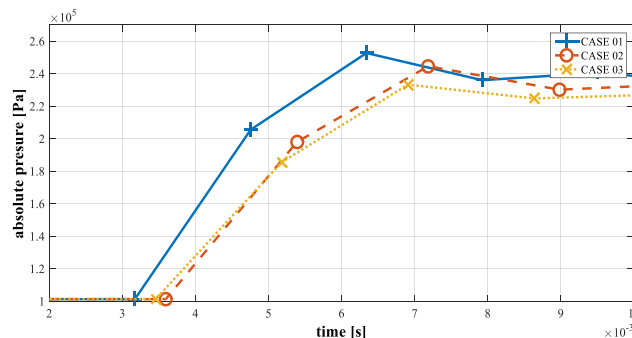
1. temperatura i związana z nią zmiana fizycznych właściwości reprezentujących przewod i ciecz, wpływa na wielkość amplitud ciśnienia. Im mniejsza temperatura, tym częstsze pulsacje ciśnienia.
2. niskie ciśnienia (doliny przebiegów) zostały dokładniej zasymulowane przy użyciu modelu opartego na niestacjonarnym tarcu, natomiast wysokie (szczyty amplitud) przy użyciu modelu quasi-ustalonego tarcia;
3. zaskakująco dobre wyniki uzyskano przy całkowitym pominięciu oporów hydraulicznych;
4. najważniejszym czynnikiem podczas modelowania niestacjonarnych przepływów w przewodach polimerowych, wydaje się być wybór funkcji wagi w_j , która jest pochodną funkcji pełzania $J(t)$.

Zrealizowane symulacje ujawniły ponadto, że maksymalne ciśnienia w rurze polimerowej, występują nie bezpośrednio po zamknięciu zaworu, ale po co najmniej dwóch krokach czasowych (Rys. 21). Wzór na przyrost ciśnienia wnioskodawca uzyskał za pomocą metody charakterystyk. Maksymalne ciśnienie zgodnie z Rys. 22 pojawia się w punkcie M znajdującym się na zakończeniu przewodu w miejscu zamontowania zaworu. Wartość tego ciśnienia można wyliczyć z następującego wzoru

$$p_{max,VE} = \frac{p_A - c\rho v_0 + 2c^2\rho G_D \Delta t}{1 + 2c^2\rho F \Delta t}, \quad (68.1)$$

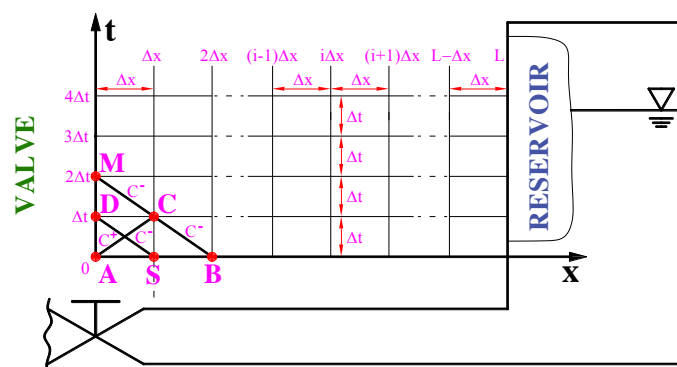
gdzie:

$$G_D = p_D(F - H) + p_A H \quad \text{oraz} \quad H = \frac{\theta D}{2e} \sum_{i=1}^k A_{Li} \cdot C_{Li}. \quad (68.2)$$



Rys. 21. Przykład maksymalnych ciśnień występujących po dwóch krokach czasowych

W równaniu (68.2) p_D oblicza się z tego samego wzoru co (68.1), ale G_D musi być zastąpione przez iloczyn początkowego ciśnienia i stałej F ($p_A F$).



Rys. 22. Obliczanie maksymalnych ciśnień na pierwszej amplitudzie

Z równania (68.1) widać, że niestacjonarne tarcie nie ma żadnego wpływu na maksymalny wzrost ciśnienia obserwowany na pierwszej amplitudzie, przeciwną rolę spełnia kształt przyjętej lepko-sprężystej funkcji pełzania opisanej przez uogólniony model Kelvina-Voigta.

W rurach wykonanych z polietylenu, można wyróżnić HDPE, MDPE, LDPE, HPPE i dla każdego z wymienionych typów przewodów producenci podają różne zakresy wartości modułu Younga. Jeżeli wartości te założą się na podstawie podręcznika dotyczącego polimerów, zakres tych wartości może różnić się: moduł sprężystości dla MDPE przyjmuje wartości 0.6 do 0.8 GPa, podczas gdy dla HDPE można odczytać wartości modułu Younga z zakresu 0.7-1.0 GPa lub nawet 0.6-1.4 GPa. W konsekwencji wartość obliczonej teoretycznie prędkości propagacji fali ciśnienia, może się znacznie różnić od zaobserwowanej eksperymentalnie. Jednak w opinii wnioskodawcy, to co głównie wpływa na wyniki symulacji, to kształt funkcji pełzania, a w szczególności jego pochodna, która występuje w całości splotowej w równaniu ciągłości. Poprzez zmianę współczynników wykładniczych opisujących tę funkcję, można „kontrolować” znacząco symulowany przebieg ciśnienia (zwiększać-zmniejszać wartość kolejnych amplitud pulsacji ciśnienia).

Celem zrealizowanych w tym rozdziale badań było określenie wpływu zastosowanego modelu tarcia na otrzymywane wyniki symulacyjne. Zrealizowane badania wykazały, że niestacjonarne tarcie wpływa na częstotliwość pojawiających się amplitud ciśnienia. Pominięcie niestacjonarnego tarcia na etapie modelowania zwiększa częstotliwość, jak i wartości kolejnych amplitud (na szczytach modelowanego przebiegu ciśnienia). Wynika tym samym, że niestacjonarne opory są ściśle powiązane z prędkością propagacji fali ciśnienia.

Aby dokładnie przeanalizować wpływ zastosowanych modeli tarcia, konieczne są nowe badania eksperymentalne. Wykonać je należy dla małych liczb Reynoldsa ($Re < 6000$) w układzie poziomym. Długość przewodu powinna wynosić minimum 150 metrów tak aby zminimalizować wpływ oporów miejscowych na wypływie ze zbiornika ciśnieniowego. W tym układzie nie powinny występować żadne kolanka, które zniekształcają wyniki poprzez wprowadzenie dodatkowych oporów miejscowych (nieznanych w przypadku przepływów niestacjonarnych).

Celem podrzędnym było zbadanie samego modelu przepływu. Przeprowadzone badania nakreśliły problemy związane z eksperymentalną funkcją pełzania, które należy rozwiązać w poprawionym modelu.

6.4. Modelowanie kawitacji pęcherzykowej w przewodach z tworzyw sztucznych [A6]

Z przeglądu literatury dotyczącej niestacjonarnych przepływów kawitacyjnych w przewodach ciśnieniowych wykonanych z tworzyw sztucznych wynika, że do dnia dzisiejszego opracowane i stosowane są zaledwie dwa modele: DVCM oraz DGCM. W pracy [A6] wnioskodawca zaprezentował zmodyfikowany model przepływu pęcherzykowego DBCM, który poprawnie modeluje kawitację w przewodach polimerowych.

Wychodząc z poniższego układu równań dla przepływu w przewodzie horyzontalnym:

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t}(\rho_m v_m A) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_m v_m^2 A) + A \frac{\partial p}{\partial x} + \pi D \tau = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} A \rho_m + \frac{\partial}{\partial x} (A v_m \rho_m) = 0 \end{cases} \quad (69)$$

gdzie: A – przekrój poprzeczny przewodu [m^2], v_m – prędkość mieszaniny [m/s], ρ_m – gęstość mieszaniny (α – współczynnik stężenia fazy ciekłej [-], ρ_v – gęstość fazy parowej, ρ_l – gęstość fazy ciekłej) [kg/m^3] oraz

$$\rho_m = \alpha \rho_v + (1 - \alpha) \rho_l \quad (70)$$

Po wielu przekształceniach otrzymał następujący układ równań różniczkowych cząstkowych ukazujący w kolejności odpowiednio równanie ciągłości i ruchu:

$$\begin{cases} \frac{1}{c^2} \frac{dp}{dt} + (\rho_l - \rho_v) \frac{d\alpha}{dt} + \rho_m \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{v}{\alpha} \right) + \rho_m \Xi \int_0^t \frac{\partial p(u)}{\partial t} \cdot w_J(t - u) du = 0 \\ \rho_m \frac{d}{dt} \left(\frac{v}{\alpha} \right) + \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{2\rho_m}{R} \left(\frac{fv|v|}{8\alpha^2} + \frac{2\mu_m}{\rho_m R} \int_0^t \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{v}{\alpha}(u) \right) \cdot w_{UF}(t - u) du \right) = 0 \end{cases} \quad (71)$$

gdzie: μ_m – współczynnik Duklera lepkości dynamicznej mieszaniny [$Pa \cdot s$].

Powyższy układ równań został sprowadzony z wykorzystaniem metody charakterystyk i różnic skończonych do następującej postaci:

$$\begin{cases} \frac{p_D}{c\rho_l} - \frac{\kappa p_v}{c\rho_l} + \frac{v_D}{\alpha_D} + \frac{c}{2} \ln \frac{\rho_{mD}}{\rho_l} + p_D c \Xi F \Delta t = C_A \\ -\frac{p_D}{c\rho_l} + \frac{\kappa p_v}{c\rho_l} + \frac{v_D}{\alpha_D} - \frac{c}{2} \ln \frac{\rho_{mD}}{\rho_l} - p_D c \Xi F \Delta t = C_B \end{cases} \quad (72)$$

gdzie C_A i C_B to stałe wyliczane z wykorzystaniem parametrów obliczonych w poprzednim kroku obliczeniowym:

$$\begin{cases} C_A = \frac{v_A}{\alpha_A} + \frac{p_A - \kappa p_v}{c\rho_l} - \frac{f_A \Delta t v_A |v_A|}{4R\alpha_A^2} + \frac{c}{2} \ln \frac{\rho_{mE} \rho_{mF}}{\rho_l \rho_{mA}} + G_E(t) \Xi c \Delta t \\ C_B = \frac{v_B}{\alpha_B} - \frac{p_B - \kappa p_v}{c\rho_l} - \frac{f_B \Delta t v_B |v_B|}{4R\alpha_B^2} - \frac{c}{2} \ln \frac{\rho_{mE} \rho_{mG}}{\rho_l \rho_{mB}} - G_E(t) \Xi c \Delta t \end{cases} \quad (73)$$

gdzie $\kappa = 1 + c^2 \rho_l \Xi F \Delta t$.

Z powyższych równań otrzymano końcowe rozwiązania dla wewnętrznego węzła siatki charakterystyk – na uśrednioną w przekroju poprzecznym prędkość i chwilową wartość ciśnienia:

$$\begin{cases} v_D = \frac{\alpha_D (C_A + C_B)}{2} \\ p_D = \frac{(C_A - C_B) c \rho_l}{2\kappa} + p_v - \frac{c^2 \rho_l}{2\kappa} \ln \frac{\rho_{mD}}{\rho_l} \end{cases} \quad (74)$$

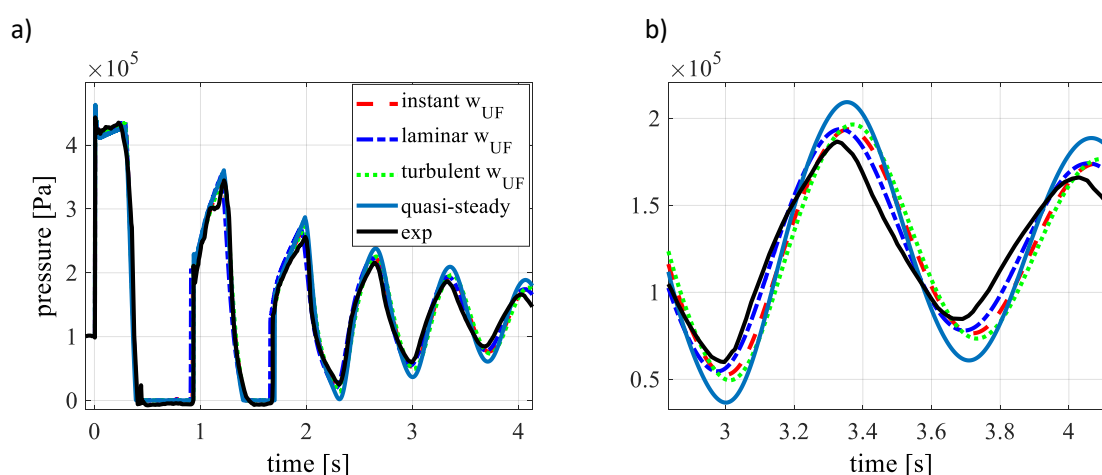
Z analizy powyższego wzoru wynika, że $p_D > p_v$ (wówczas $\rho_{mD} = \rho_l$) gdy $C_A \geq C_B$, wówczas to $\alpha_D = 1$ i $p_D = \frac{(C_A - C_B) c \rho_l}{2\kappa} + p_v$. Natomiast gdy $C_A < C_B$ zawsze wystąpi kawitacja, wówczas $p_D = p_v$ i $\rho_{mD} = \rho_l e^{\left(\frac{C_A - C_B}{c}\right)}$. Mając chwilową wartość gęstości mieszaniny ρ_{mD} , gęstość pary ρ_v i gęstość cieczy ρ_l należy wyznaczyć chwilową wartość stężenia fazy ciekłej α_D :

$$\alpha_D = \frac{\rho_l e^{\left(\frac{C_A - C_B}{c}\right)} - \rho_v}{\rho_l - \rho_v} \quad (75)$$

W pracy [A6] z wykorzystaniem zmodyfikowanego modelu DBCM kontynuowane były badania wpływu niestacjonarnego tarcia na przepływ. Rozpatrywano cztery przypadki:

- a) funkcja wagi wyliczana dla przepływu laminarnego (kształt funkcji wagi stały zbliżony do klasycznej funkcji wagi Zielke, współczynniki wyliczono metodą szczegółowo omówioną w pracy [A3]);
- b) funkcja wagi wyliczana dla przepływu turbulentnego (funkcja wagi dla warunków początkowych – przeskalowane współczynniki wagi z wykorzystaniem procedury omówionej w pracy [B9]);
- c) zmienne wartości współczynników wagi. Stała wartość w trakcie trwania pojedynczego kroku czasu bezwymiarowego, po czym następuje skokowa zmiana do nowej wartości wyliczonej na podstawie chwilowej liczby Reynoldsa;
- d) quasi-ustalone opory hydrauliczne (nie uwzględniono niestacjonarnego wpływu całki splotowej)

Otrzymane wyniki porównań wyników symulacyjnych z wynikami eksperymentalnymi Güneya [16] przedstawia Rys. 23.



Rys. 23. Porównanie wyników badań: a) cały przebieg symulowany, b) powiększenie wybranego przedziału czasowego

Z przedstawionych wyników (Rys. 23) widać, że:

- przebieg niestacjonarny z kawitacją jest symulowany zaprezentowanym zmodyfikowanym modelem przepływu pęcherzykowego z wysoką dokładnością;
- w przebiegach uwzględniających niestacjonarne opory hydrauliczne, wybór funkcji wagi niezbędnej do wyliczenia wartości niestacjonarnych oporów, nie miał kluczowego znaczenia;
- najlepiej wypadła waga najprostsza, która nominalnie dedykowana jest dla przepływu laminarnego;
- zastosowanie modelu quasi-ustalonego (pomijanie niestacjonarnego tarcia) skutkowało wynikami wyraźnie odbiegającymi od symulowanych (Rys. 23b);

Zrealizowane badania wykazały, że znaczenie niestacjonarnego tarcia jest znacznie mniejsze niż funkcji pełzania. Jej pochodna określana jako funkcja wagi pełzania w_f ma zasadniczy wpływ na modelowany przebieg zmian ciśnienia. Nowy zmodyfikowany model charakteryzuje się prostą konstrukcją, dzięki czemu łatwo może być zaimplementowany w komercyjnych programach komputerowych używanych do modelowania stanów nieustalonych w przewodach z tworzyw sztucznych. Uwzględnia on trzy podstawowe zjawiska towarzyszące tym przepływom, a mianowicie: opór hydrauliczny zależny od częstotliwości, kawitację i wpływ lepkościowego charakteru odkształceń.

7. Określenie wpływów wybranych parametrów na przepływ

Układy hydrauliczne zabezpiecza się przed szkodliwymi skutkami wzrostów ciśnień poprzez stosowanie specjalistycznych urządzeń tłumiących (powietrzników, zbiorników wyrównawczych, odpowietrzników, zaworów bezpieczeństwa i zwrotnych itd.). Aby uniknąć wysokich kosztów wspomnianych urządzeń zabezpieczających, należy w tych układach stosować (o ile jest to możliwe) zawory wolnozamykające, które nie doprowadzą do powstania uderzeń hydraulicznych prostych, najgroźniejszych w skutkach. Alternatywą na etapie projektowania jest optymalizacja takich układów poprzez odpowiedni dobór parametrów charakteryzujących: **utwierdzony przewód rurowy** (L – długość przewodu [m], E_0 – moduł Younga [Pa], R – promień wewnętrzny przewodu [m], e – grubość ścianki przewodu, θ – współczynnik uwzględniający wpływ utwierdzenia przewodu [-], $\Xi = 2\theta R/e$ – wzmacniony parametr θ) oraz **przepływającą cieczą** (ρ – gęstość [kg/m^3], K – współczynnik sprężystości objętościowej [Pa], ν – współczynnik lepkości kinematycznej [m^2/s]). Jaki jest wpływ poszczególnych parametrów na rozpatrywany przepływ (przewodami metalowymi i tymi wykonanymi z tworzyw sztucznych) wykazały wyniki badań symulacyjnych zrealizowane przez wnioskodawcę [A9, A10], które zostaną omówione w dwóch kolejnych podrozdziałach.

7.1. Parametry określające niestacjonarne przebiegi w przewodach metalowych [A9]

Prędkość propagacji fali ciśnienia w przewodach metalowych [8] dana jest następującym wzorem:

$$c = \sqrt{\frac{1}{\rho \left[\frac{1}{K} + \frac{\Xi}{E_0} \right]}}, \quad (76)$$

w przepływie jednofazowym jest funkcją sześciu parametrów $c = f(\rho, K, \nu_p, R, E_0, e)$. Niektóre z nich podczas modelowania uderzenia hydraulicznego występują tylko we wzorze (76) na prędkość propagacji fali ciśnienia, są to K oraz E_0 . Parametr θ wylicza się ze wzorów znanych z literatury. Z wszystkich analizowanych parametrów, jedynie współczynnik lepkości kinematycznej ν nie wpływa na wartość propagacji fali ciśnienia.

Tabela 2. Wpływ pojedynczych parametrów na przepływ przewodem metalowym.

gdy \uparrow	wówczas p_F	$i p_L$	$i T_L$
ρ	\uparrow	\rightarrow (BMZ)	\uparrow
R	\Downarrow	\uparrow	\nearrow
e	\nearrow	\rightarrow (BMZ)	\downarrow
ν_p	\nearrow	\rightarrow (BMZ)	\Downarrow
ν	\rightarrow (BZ)	\downarrow	\rightarrow (BMZ)
K	\uparrow	\rightarrow (BMZ)	\downarrow
E_0	\uparrow	\rightarrow (BMZ)	\downarrow
Legenda: BZ – brak zmian, BMZ – bardzo mała zmiana, F – pierwsza amplituda, L – ostatnia analizowana amplituda			

Często w obliczeniach symulacyjnych przyjmuje się niedokładne dane dotyczące układów hydraulicznych. Wynika to z braku wzorów matematycznych, które umożliwiłyby wyznaczanie niezbędnych parametrów reprezentujących przepływającą cieczą ρ , K , ν oraz materiał przewodu rurowego E_0 , ν_p w funkcji temperatury oraz ciśnienia. Nie można pominąć tego, że przewody rurowe wykonuje się z pewną tolerancją wymiarową, tym samym rzeczywiste grubości ścianek e oraz promienie wewnętrzne mogą się różnić od tych podawanych w katalogach danych producentów. Aby zobrazować graficznie wpływ poszczególnych parametrów wejściowych na modelowany przepływ, wnioskodawca w pracy [A9] przyjął duże ich odchyłki od wartości początkowych (dobre w ten

sposób, aby wyniki symulacji pokrywały się z wynikami eksperymentalnymi). Z otrzymanych przez wnioskodawcę w pracy [A9] wyników, wpływ pojedynczych parametrów obrazuje Tabela 2.

Wnioskodawca w pracy [A9] badał również wpływ trzech parametrów jednocześnie v_p , R oraz e (odpowiadają za modelowanie θ i \mathcal{E}) jak i przypadek ekstremalny, który ma miejsce, gdy założy się zmiany wszystkich analizowanych parametrów jednocześnie.

Otrzymane rezultaty badań wykazały, że zgodność czasowa modelowanych amplitud ściśle zależy od wartości wyliczonej prędkości propagacji fali ciśnienia. Na tę prędkość wpływ ma sześć parametrów zakładanych przed rozpoczęciem obliczeń. Dwa z nich K oraz ρ związane są z właściwościami cieczy. Natomiast cztery pozostałe związane są z właściwościami przewodu, w którym analizowany jest przepływ nieustalony: E_0 oraz v_p – stałe materiałowe; R oraz e – właściwości geometryczne.

Z analizy wartości ciśnień na symulowanej ostatniej analizowanej amplitudzie wynika, że zmiana prędkości propagacji fali ciśnienia nie ma tak dużego znaczenia, jakie ma zmiana współczynnika lepkości ν przepływającej cieczy. Wynika to z faktu, że współczynnik lepkości kinematycznej występuje jedynie w wyrażeniach odpowiedzialnych za modelowanie oporów hydraulicznych.

Badania omówione w tym podrozdziale pozwoliły określić typowe tendencje występujące podczas uderzeń hydraulicznych w przewodach metalowych, w których dodatkowo nie dochodzi do kawitacyjnego rozerwania przepływu. Znajomość indywidualnego jak i grupowego wpływu wybranych parametrów pozwoli w szerszej perspektywie lepiej kontrolować i tym samym ograniczać negatywny wpływ analizowanego zjawiska. Ukazane badania wykazały również jaki błąd można popełnić w wyniku nieściśłego zakładania wartości niektórych parametrów. Może dojść wówczas do kumulacji błędów i analizowany przepływ zostanie modelowany z bardzo dużym błędem. Aby tego unikać należy zawsze na etapie projektowania i testowania nowych jak i istniejących układów, wprowadzać do programów modelujących przepływ, dane dotyczące płynącej cieczy i układu z zachowaniem wysokiej dokładności.

Dodatkowo należy zawsze sprawdzać rzeczywiste średnice wewnętrzne oraz grubości ścianek rur, gdyż producenci wykonują je zawsze w zakresie pewnej tolerancji wykonawczej.

7.2. Parametry określające niestacjonarne przebiegi w przewodach z tworzyw sztucznych [A10]

Przewody rurowe z tworzyw sztucznych (PP, PE, PVC, PB oraz ABS) są od wielu lat powszechnie stosowane w praktyce inżynierskiej. Większość nowo projektowanych sieci wodociągowych, przyłączy domowych jak i samych instalacji wewnętrznych zasilających gospodarstwa domowe w wodę, to układy oparte na przewodach z polipropylenu (PP), polietylenu (PE) czy też polichlorku winylu nieplastyfikowanego (PVC-U). Współczesne instalacje klimatyzacji, które rozprowadzają czynniki chłodzące w postaci glikolu lub wody lodowej, często bazują na przewodach plastikowych z kopolimeru akrylonitrylo-butadieno-styrenowego (ABS). Materiał ten zachowuje swoje właściwości mechaniczne przy temperaturach nawet do -40°C . Natomiast w instalacjach centralnego ogrzewania można stosować przewody z polibutyleny (PB), które przystosowane są do wyższych temperatur czynnika roboczego.

Cechą, która odróżnia rury z tworzyw sztucznych, od rur wykonanych z innych materiałów, jest ich lepkość sprężystość. Moduł E sprężystości jest pewną funkcją czasu (i temperatury), która określona zostaje w sposób eksperymentalny. Przepływowi nieustalonym w tych przewodach mogą towarzyszyć wszystkie pozostałe zjawiska, które występują w układach z przewodów klasycznych, tj.: kawitacja, niestacjonarne tarcie oraz wzajemne oddziaływanie przepływu na ścianki przewodu (FSI).

W pracy [A10] wnioskodawca zbadał wpływ parametrów, które występują w podstawowych równaniach opisujących przepływ nieustalony w przewodach wykonanych z tworzyw sztucznych (przy pominięciu wpływu kawitacji oraz FSI).

Prędkość propagacji fali ciśnienia wyliczana jest w tych przewodach z tego samego wzoru (76) co w przewodach stalowych. Jednakże w zapisie matematycznym moduł Younga jest zastąpiony odwrotnością chwilowego składnika pełzania ($E_0 = 1/J_0$).

Wartość współczynnika sprężystości objętościowej K dla cieczy zmienia się wraz z zmianami ciśnienia i temperatury. Nawet dla wody ciężko znaleźć w książkach jakąkolwiek formułę analityczną służącą do szacowania wartości parametru K w funkcji ciśnienia i temperatury. Covas [18] wspomina o problemach związanych z uzyskaniem dokładnej wartości chwilowego współczynnika pełzania J_0 , który jest odwrotnością modułu Younga. Parametr ten wpływa jedynie na wartość propagacji fali ciśnienia i jak pokazują otrzymane wyniki ma znaczący wpływ na jego zmianę. Gęstość ρ przepływającej cieczy wpływa bezpośrednio na wyniki symulacji poprzez ostateczne równania metody charakterystyk oraz pośrednio poprzez zmianę prędkości propagacji fali ciśnienia. Promień wewnętrzny przewodu R ma wpływ na wartość prędkości propagacji fali ciśnienia (w sposób jawny i niejawny poprzez modyfikację współczynnika θ), na symulowane opory hydrauliczne oraz na symulowane odkształcenia opóźnione. Grubość ścianki przewodu e powoduje modyfikację prędkości c w sposób jawny i niejawny, poprzez współczynnik θ oraz wpływa na modelowanie odkształceń opóźnionych ścianek przewodu, nie wpływa, jednakże na modelowanie oporów hydraulicznych. Ostatni parametr, który wpływa na prędkość propagacji fali ciśnienia (w sposób pośredni przez współczynnik θ) to współczynnik Poissona ν_p . Współczynnik lepkości kinematycznej ν odpowiedzialny jest za wartość modelowanego chwilowego naprężenia stycznego, nie wpływa na prędkość propagacji fali ciśnienia oraz w sposób bezpośredni na wyrazy rozwiązania numerycznego. Z otrzymanych przez wnioskodawcę w pracy [A10] wyników wpływ pojedynczych parametrów obrazuje Tabela 3.

Tabela 3. Wpływ pojedynczych parametrów na przepływ przewodem wykonanym z tworzywa sztucznego.

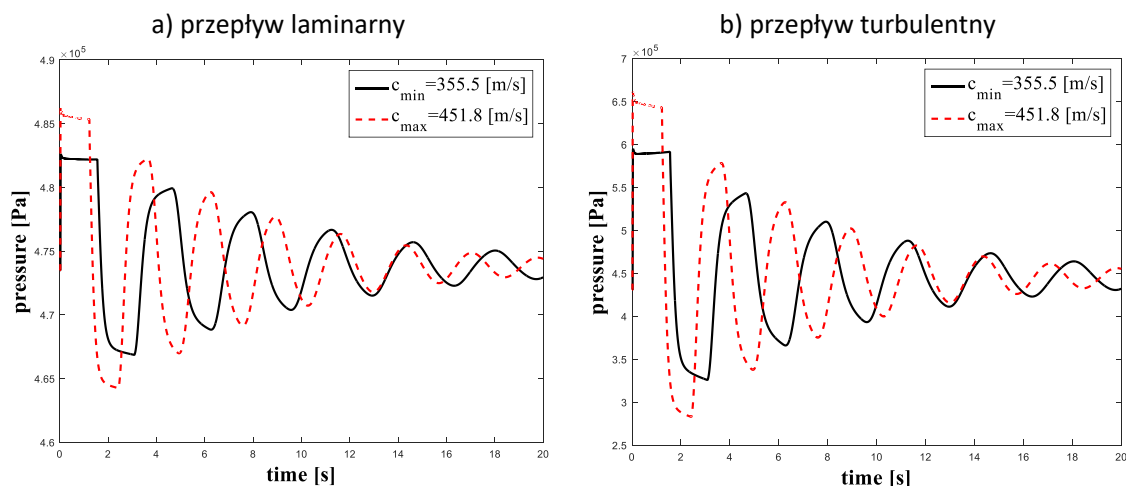
gdy \uparrow	wówczas p_F	$i p_L$	$i T_L$
ρ	\uparrow	\Downarrow	\uparrow
R	\downarrow	\downarrow	\uparrow
e	\uparrow	\uparrow	\downarrow
ν_p	\uparrow	\nearrow	\downarrow
ν	\rightarrow (BZ)	\rightarrow (BMZ)	\rightarrow (BMZ)
K	\nearrow	\Downarrow	\Downarrow
J_0	\downarrow	\uparrow	\uparrow

Również w tych badaniach wnioskodawca przeanalizował jednoczesny wpływ trzech parametrów oraz przypadek ekstremalny. Analizowane trzy parametry (R , e oraz ν_p) wpływają na modelowanie numeryczne obu całek splotowych jak i prędkości propagacji fali ciśnienia c poprzez parametr θ oraz \mathcal{E} . Otrzymane tendencje zestawiono w Tabeli 4.

Tabela 4. Wpływ zmian wartości parametrów na θ i \mathcal{E} .

θ_{min}		θ_{max}		\mathcal{E}_{min}		\mathcal{E}_{max}	
gdy	wtedy	gdy	wtedy	gdy	wtedy	gdy	wtedy
$\nu_p \uparrow$	$\alpha \downarrow$	$\nu_p \downarrow$	$\alpha \uparrow$	$\nu_p \uparrow$	$\mathcal{E} \downarrow$	$\nu_p \downarrow$	$\mathcal{E} \uparrow$
$R \uparrow$	$\alpha \downarrow$	$R \downarrow$	$\alpha \uparrow$	$R \downarrow$	$\mathcal{E} \downarrow$	$R \uparrow$	$\mathcal{E} \uparrow$
$e \downarrow$	$\alpha \downarrow$	$e \uparrow$	$\alpha \uparrow$	$e \uparrow$	$\mathcal{E} \downarrow$	$e \downarrow$	$\mathcal{E} \uparrow$

Ekstremalny przypadek zachodzi w momencie, gdy uwzględnimy zmiany wszystkich parametrów, tak aby wychodziło maksymalne zwiększenie lub obniżenie prędkości propagacji fali ciśnienia c (Rys 24). Tendencje otrzymane przez wnioskodawcę w pracy [A10] zestawiono w Tabeli 5.



Rys. 24. Przebiegi ciśnienia dla przypadku ekstremalnego

Tabela 5. Tendencje - przypadek ekstremalny.

c_{min}		c_{max}	
gdy	wtedy	gdy	wtedy
$J_0 \uparrow$	$c \downarrow$	$J_0 \downarrow$	$c \uparrow$
$K \downarrow$	$c \downarrow$	$K \uparrow$	$c \uparrow$
$\rho \uparrow$	$c \downarrow$	$\rho \downarrow$	$c \uparrow$
$\varepsilon \uparrow$	$c \downarrow$	$\varepsilon \downarrow$	$c \uparrow$

Przedstawione przez wnioskodawcę w pracy [A10] wyniki symulacji, pokazały wpływ parametrów opisujących przepływ nieustalony w przewodach z tworzyw sztucznych. Jak się okazało, niewielki wpływ na wyniki, mają zmiany współczynnika sprężystości objętościowej K oraz lepkości kinematycznej ν . Bardzo duże znaczenie ma natomiast promień wewnętrzny przewodu ciśnieniowego R , na maksymalny przyrost ciśnienia na pierwszej amplitudzie. Biorąc również pod uwagę fakt, że zmiany gęstości ρ wody zakładanej podczas rzeczywistych symulacji, nie są aż tak znaczące jak pierwotnie założono, dużą rolę również odgrywa przyjmowana początkowa wartość funkcji pełzania J_0 , która w znaczącym stopniu wpływa na modelowanie, poprzez dużą zmianę prędkości propagacji fali ciśnienia. Zbliżony wpływ natomiast mają zmiany współczynnika Poissona oraz grubość ścianki przewodu. Zauważony w tej pracy bezwymiarowy parametr ε jest wzmocnionym parametrem utwierdzenia przewodu. Wpływa on w znacznym stopniu na otrzymywane wyniki symulacji, gdyż modyfikuje prędkość propagacji fali ciśnienia i występuje we wszystkich wyrażeniach będącymi numerycznym rozwiązaniem całki splotowej, opisującej wpływ lepkości sprężystości ścianek na przepływ.

Zrealizowane przez wnioskodawcę badania ukazały, jak duży wpływ na wyniki symulacji ma poprawne (dokładne) wprowadzanie wartości parametrów, występujących w ostatecznych równaniach metody charakterystyk, z pomocą których wyliczane są chwilowe wartości ciśnień oraz prędkości w analizowanym przewodzie hydraulicznym. Jeśli dla wody wyznaczenie dokładne gęstości w funkcji temperatury nie stanowi większego problemu, to dla innych cieczy czy też mieszanin wodnych sytuacja jest bardziej skomplikowana. Wnioskodawcy nie udało się znaleźć w podręcznikach wzorów służących do wyznaczania bieżącej wartości współczynnika sprężystości objętościowej K (funkcja temperatury i ciśnienia) dla wody. Zauważona rozpiętość wyników parametru θ określającego rodzaj utwierdzenia rury wahała się w zrealizowanej pracy w zależności od przyjętego wzoru w zakresie od 0.85 do 1.07. Taka różnica znacząco będzie wpływała na wyniki symulacji, stąd należałoby się zastanowić nad powtórzeniem badań nad wpływem utwierdzenia przewodu na

otrzymywane wyniki. Nowe podejście musi w dokładniejszy sposób określać wpływ rodzaju zamocowania przewodu na otrzymywane wyniki przepływu nieustalonego.

7.3. Kryterium zgodności obliczeniowej [A4]

Metoda charakterystyk (MOC) jest obecnie powszechnie znana, a mimo to nie jest do końca sprecyzowana, co wykazały badania zrealizowane przez wnioskodawcę [A4], które omówione zostaną w tym podrozdziale. Musi ona spełniać niezbędne wymogi, które zagwarantują stabilność i wystarczającą dokładność (zgodność) uzyskiwanych wyników. Z książek znane jest jedynie kryterium stabilności Couranta-Fredricha-Levy'ego w postaci:

$$CFL = \frac{c\Delta t}{\Delta x} \leq 1, \quad (77)$$

gdzie: Δt – krok czasowy [s], Δx – długość pojedynczego analizowanego odcinka przewodu (odległość pomiędzy dwoma najbliższymi) [m].

Zrealizowane przez wnioskodawcę przykładowe symulacje wskazały, że powyższe kryterium powinno być zapisywane w postaci równości. Jeżeli zaś chodzi o kryterium zgodności, to w literaturze dotyczącej tego tematu trudno znaleźć warunek, który musiałby być spełniony do zachowania niezbędnej dokładności symulacyjnej. Dodatkowe kryterium powinno być związane z zagęszczeniem na długości przewodu numerycznej siatki charakterystyk.

Pojawia się pytanie: jaki podział należy uznać za odpowiedni, aby uzyskiwane wyniki symulacji cechowały się akceptowalną zgodnością z zaobserwowanymi na drodze badań eksperymentalnych wynikami?

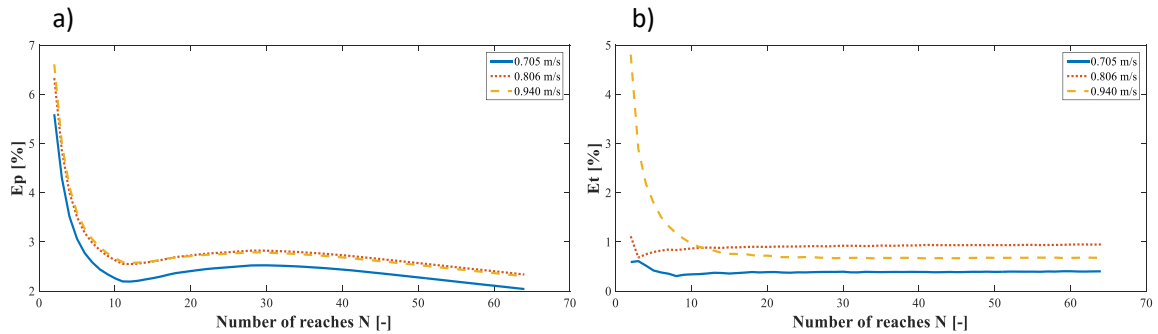
Stabilność jest jedną z najważniejszych właściwości systemów dynamicznych. W przypadku przepływu nieustalonego, a w szczególności podczas rozpatrywanego w tej pracy uderzenia hydraulicznego, za stabilny uważa się przepływ, który po wyprowadzeniu go ze stanu ustalonego, dąży z czasem do innego stanu ustalonego, reprezentującego się inną ustaloną prędkością przepływu. Pojęcie stabilności przepływu nieustalonego wywołanego gwałtownym zamknięciem zaworu, można również definiować poprzez stawianie odpowiednich wymagań przebiegom zmian ciśnienia (jak również przebiegom średniej wartości prędkości) w rozpatrywanych przekrojach poprzecznych. Zmianom ciśnienia mającym miejsce w układach, w których podczas uderzeń hydraulicznych nie dochodzi do powstawania kawern kawitacyjnych, zawsze towarzyszy z czasem stopniowy spadek maksymalnych ciśnień na kolejnych amplitudach. Natomiast w przebiegach z kawitacją, maksymalne ciśnienia na drugiej czy też trzeciej amplitudzie (występujących po pierwszym rozerwaniu strumienia cieczy) nie mogą być wyższe od dwukrotnej wartości wyznaczonej ze wzoru Żukowskiego. Wspomniany ponadnormatywny wzrost ciśnienia, tłumaczony faktem superpozycji większej ilości fal, związany jest z zamknięciem się obszarów kawitacyjnych, będących źródłem kolejnych fal. Superpozycja fal skutkuje tym, że w przebiegach kawitacyjnych nie odnotowuje się typowej dla przebiegów bez kawitacji, stabilności eksponencjalnej obwiedni maksymalnych ciśnień.

W analizowanym zagadnieniu wspomnieć należy również o stabilności numerycznej rozwiązań równań różniczkowych, opisujących uderzenie hydrauliczne. I tu przez stabilność rozwiązania rozumieć należałoby ciągłą zależność rozwiązania od zadanych warunków początkowych.

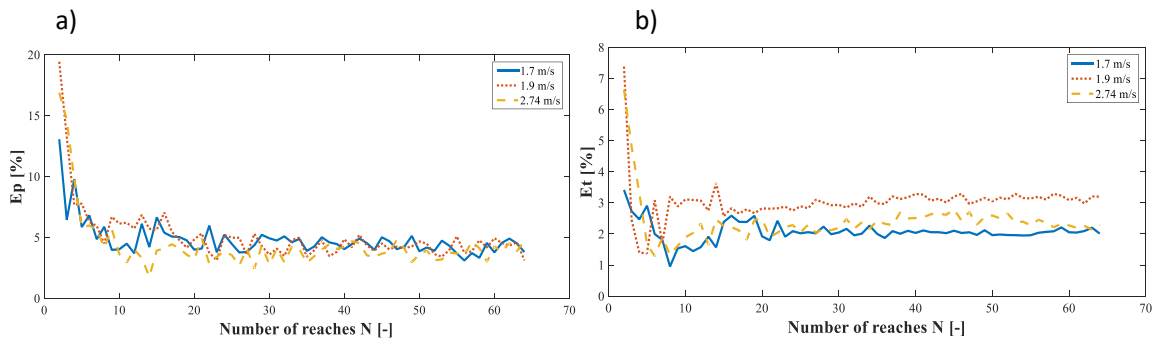
W związku z powyższym kryterium stabilności nie odpowiada za dokładność modelowania, a jedynie za poprawność w sensie matematycznym. Zasadne jest więc w wyniku analizy metody charakterystyk, jak i samych uzyskiwanych wyników obliczeń, wprowadzenie innego kryterium, którego zadaniem byłoby gwarantowanie zgodności wyników symulowanych z wynikami obserwowanymi eksperymentalnie.

Z przeprowadzonej w pracy [A4] szczegółowej analizy literatury wnioskodawca wyciągnął następujące wnioski:

- w przebiegach bez kawitacji, autorzy analizowanych pozycji literaturowych, nie odnotowują znaczącego wpływu N (liczby odcinków) na wyniki symulacyjne;
- w przepływach z kawitacją wpływ N wydaje się być znacznie większy, choć nie dotyczy modelowania pierwszych amplitud reprezentujących się maksymalnymi ciśnieniami, a raczej czasu przejścia z przepływu z kawitacyjnym rozzerwaniem strumienia, w przepływ bez kawitacji;
- metoda charakterystyk jest mniej wrażliwa na zmianę współczynnika N niż inne metody (przykładowo metoda różnic skończonych – badania Hadj-Taïeba [45, 46]).



Rys. 25. Wpływ liczby odcinków obliczeniowych N na współczynnik: a) błędu E_p , b) błędu E_t (przepływy niestacjonarne bez kawitacji)



Rys. 26. Wpływ liczby odcinków obliczeniowych N na współczynnik: a) błędu E_p , b) błędu E_t (przebiegi niestacjonarne z kawitacją).

Na podstawie zrealizowanego przeglądu literatury wnioskodawca doszedł do wniosku, że konieczne jest wyznaczenie optymalnej wartości (ilości) numerycznego podziału przewodu hydraulicznego (o przykładowej długości L) na odcinki obliczeniowe (oznaczone w tej pracy jako N). Podział ten powinien być jak najmniejszy, aby obliczenia komputerowe z wykorzystaniem metody charakterystyk realizowane były efektywniej.

Przedstawione w pracy [A4] badania numeryczne odniesione zostały do wyników badań eksperymentalnych uderzenia hydraulicznego. Analizowane były zarówno przepływy, w których nie dochodziło do rozrywania strumienia cieczy w wyniku parowania jak i przepływy z kawitacją. Analiza ilościowa odbywała się z wykorzystaniem parametrów decyzyjnych E_t oraz E_p omówionych w podrozdziale 5.6.

W badaniach podzielono rozpatrywany przewód hydrauliczny na N odcinków obliczeniowych, począwszy od $N = 2$ co 1 aż do $N = 64$, dzięki czemu uzyskano szeroki rozkład błędów E_t i E_p w funkcji ilości odcinków obliczeniowych N (wybrane wyniki ukazują Rys. 25 i 26).

Zrealizowany przez wnioskodawcę w pracy [A4] szereg symulacji pomógł w ustaleniu numerycznego kryterium zgodności wyników symulowanych. Kryterium CCC (ang. Computation Compliance Criteria) wymusza na początku obliczeń numerycznych niezbędny podział przewodu na odcinki obliczeniowe.

Zgodnie z zaobserwowanymi wynikami badań w metodzie charakterystyk dla siatek prostokątnych, musi być spełniony następujący warunek: $N \geq 10$.

Dodatkowym warunkiem, co udowodniono również w tej pracy, jest zachowanie kryterialnej liczby stabilności Couranta-Friedrichsa-Lewy'ego równej jedności $CFL=1$.

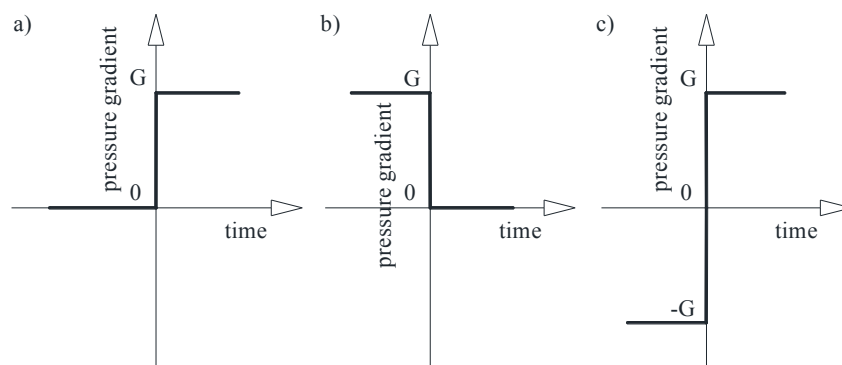
Aby potwierdzić kryterium CCC w szerszym zakresie, konieczne są dalsze badania dla przewodów o innych długościach jak i średnicach wewnętrznych. Zrealizowane badania jednoznacznie wskazują, że przebiegi nieustalone bez kawitacji, są symulowane z większą dokładnością. Świadczy to o konieczności modyfikacji modelu Adamkowskiego tak, aby błąd dla liczb Reynoldsa, z zakresu przepływu przejściowego (wielokrotne przechodzenie z przepływu laminarnego w turbulentny w trakcie wytlumiania się pulsacji ciśnienia, jest zjawiskiem powszechnie towarzyszącym uderzeniu hydraulicznemu) również pozostawał poniżej akceptowalnego zakresu 5 %.

8. Analityczne modele przepływów niestacjonarnych w przewodach [A12]

Wnioskodawca w pracy [A12] omówił szczegółowo znane rozwiązania analityczne równania hydrodynamicznego opisującego niestacjonarny przepływ nieściśliwej cieczy:

$$g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial t} - \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} \right) = \frac{\partial v}{\partial t} - \frac{\nu}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v}{\partial r} \right), \quad (78)$$

wymuszonych skokową zmianą gradientu ciśnienia (Rys. 27).



Rys. 27. Skokowa zmiana gradientu ciśnienia w przepływie: a) przyspieszonym; b) opóźnionym; c) wstecznym

Jak widać z Rys. 27 analizowane były rozwiązania przepływów przyspieszonych, opóźnionych i wstecznych. Ze znanych wzorów analitycznych obrazujących rozkład profilu prędkości $v(r, t)$ w przekroju poprzecznym wnioskodawca wyznaczył wzory na zmianę w czasie: prędkości uśrednionej w przekroju poprzecznym (79), naprężenia styczne (80) oraz współczynnik oporu hydraulicznego (81) (P – przyspieszony, O – opóźniony, W - wsteczny):

$$\begin{cases} v_{m,P} = v_{\infty} \left(1 - 32 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\lambda_n^2 t}}{\lambda_n^4} \right) \\ v_{m,O} = 32 v_0 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\lambda_n^2 t}}{\lambda_n^4} \\ v_{m,W} = 32 v_{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2e^{-\lambda_n^2 t} - 1)}{\lambda_n^4} \end{cases}, \quad (79)$$

$$\begin{cases} \tau_{w,P} = \frac{4\mu v_\infty}{R} \left(1 - 4 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\lambda_n^2 \hat{t}}}{\lambda_n^2}\right) \\ \tau_{w,O} = \frac{16\mu v_0}{R} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\lambda_n^2 \hat{t}}}{\lambda_n^2} \\ \tau_{w,W} = \frac{16\mu v_\infty}{R} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2e^{-\lambda_n^2 \hat{t}} - 1)}{\lambda_n^2} \end{cases}, \quad (80)$$

$$\begin{cases} f_P = \frac{64}{Re_\infty} \left[1 - 4 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\lambda_n^2 \hat{t}}}{\lambda_n^2}\right] \cdot \left[1 - 32 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\lambda_n^2 \hat{t}}}{\lambda_n^4}\right]^{-2} \\ f_O = \frac{64}{Re_0} \left[4 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\lambda_n^2 \hat{t}}}{\lambda_n^2}\right] \cdot \left[32 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\lambda_n^2 \hat{t}}}{\lambda_n^4}\right]^{-2} \\ f_W = \frac{64}{Re_\infty} \left[4 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2e^{-\lambda_n^2 \hat{t}} - 1)}{\lambda_n^2}\right] \cdot \left[32 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2e^{-\lambda_n^2 \hat{t}} - 1)}{\lambda_n^4}\right]^{-2} \end{cases}, \quad (81)$$

gdzie: λ_n są to zera funkcji Bessela typu J_0 .

Wnioskodawca dodatkowo określił zależności uniwersalne na przepływ w rurach pochyłonych, jak i opracował aproksymacyjne postacie powyższych rozwiązań analitycznych:

$$\left[1 - 32 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\lambda_n^2 \hat{t}}}{\lambda_n^4}\right] = W_{vsr}^{-1}(\hat{t}) = \left[\sum_{i=1}^{22} a_i e^{-b_i \hat{t}}\right]^{-1}, \quad (82.1)$$

$$\left[1 - 4 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\lambda_n^2 \hat{t}}}{\lambda_n^2}\right] = W_\tau^{-1}(\hat{t}) = \left[\sum_{i=1}^{22} c_i e^{-d_i \hat{t}}\right]^{-1}, \quad (82.2)$$

$$\frac{\left[1 - 4 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\lambda_n^2 \hat{t}}}{\lambda_n^2}\right]}{\left[1 - 32 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\lambda_n^2 \hat{t}}}{\lambda_n^4}\right]} = W_{fc}(\hat{t}) = \sum_{i=1}^{22} e_i e^{-f_i \hat{t}}. \quad (82.3)$$

Aproksymacje oparto na funkcjach wykładniczych typu eksponencjalnego o postaci identycznej jaką mają efektywne funkcje wagi, służące do modelowania niestacjonarnych naprężeń stycznych. Współczynniki a_i , b_i , c_i , d_i , e_i oraz f_i tych funkcji wyznaczono korzystając z metody zaprezentowanej przez wnioskodawcę w pracy [A5]. Szczegółowe ich wartości zestawione zostały w tabelach zawartych w pracy [A12].

Wnioskodawca zrealizował szereg badań porównawczych, uproszczonych rozwiązań analitycznych z rozwiązaniami uzyskiwanymi z wykorzystaniem poprawionego efektywnego rozwiązania całki spłotowej, którego jest autorem [A1]. Rozwiązania w których wykorzystano aproksymacyjne funkcje z dużą dokładnością, symulują rozwiązania analityczne. Zastosowanie rozwiązania Zielke nadaje się do modelowania naprężeń stycznych również w przepływach przyspieszonych, opóźnionych i wstecznych. Z tym, że błąd symulacyjny jest akceptowalnie mały, gdy spełniony jest następujący warunek dotyczący bezwymiarowego kroku czasowego: $\Delta \hat{t} < 10^{-3}$.

9. Podsumowanie

Osiągnięcia wnioskodawcy omówione w skrócie w tym autoreferacie można podsumować w następujących punktach:

- 1) rozszerzono efektywną funkcję wagi - umożliwiło to stosowanie małych kroków czasowych i wyeliminowało błędy obliczeniowe;
- 2) wprowadzono skalowanie współczynników tej rozszerzonej wagi - dzięki czemu przybiera ona inne kształty w zależności od liczby Reynoldsa;

- 3) opracowano matematyczną metodę obliczania współczynników efektywnych funkcji wagi;
- 4) opracowana metoda, pozwoliła oszacować możliwą filtrację funkcji wagi tak aby ilość wyrazów zminimalizować przy zachowaniu zbliżonej dokładności symulacyjnej;
- 5) poza wpływem filtracji funkcji wagi zbadano wpływ metody skupiającej niestacjonarne tarcie jedynie w węzłach brzegowych siatki charakterystyk;
- 6) poprawiono efektywną procedurę wyznaczania naprężenia stycznego zgodnie z zaleceniami z 2010 roku Vardy-Browna, którzy wskazali błąd w wyznaczaniu naprężenia stycznego metodą klasyczną Zielke;
- 7) zmodyfikowano model przepływu w przewodach z tworzyw sztucznych jak i określono wzór na maksymalny przyrost ciśnienia w przewodach polimerowych (analogiczny do wzoru Żukowskiego);
- 8) zmodyfikowano model kawitacji pęcherzykowej DBCM, który obecnie poprawnie modeluje przebiegi kawitacyjne w rurach z tworzyw sztucznych;
- 9) zbadano wpływ odpowiednich współczynników występujących w podstawowych równaniach przepływu na wyniki symulacyjne;
- 10) określono nowe kryterium CCC zgodności symulacyjnej;
- 11) uproszczono modele analityczne zastępując nieskończone sumy funkcjami eksponencjalnymi.

Powyższe osiągnięcia przyczyniły się do realizacji zamierzonych we wstępie przez wnioskodawcę celów.

10. Przyszłe prace i badania

Podczas realizacji prac naukowych, omawianych w tym autoreferacie dostrzeżono szeroką skalę tematów, nad którymi wnioskodawca już pracuje lub nad którymi planuje się skupić w dalszych pracach badawczych. Wyszczególnione zostaną najważniejsze z nich.

1) Istnieje konieczność zbudowania stanowiska laboratoryjnego, w którym przepływ będzie odbywał się długim prostym przewodem poziomym (ponad 150 metrów). Realizowane już od lat pięćdziesiątych, poprzedniego stulecia badania eksperymentalne wykonywane były w małych pomieszczeniach. Istniała wówczas konieczność stosowania wielu kolanek czy też zawijania przewodu. Tego typu podejście jest źródłem dodatkowych oporów miejscowych, których wartości dla stanów niestacjonarnych, nie są określone i tym samym nie można ich poprawnie modelować. Realizacja badań w długich prostoliniowych odcinkach przewodów zarówno metalowych, jak i z tworzyw sztucznych, umożliwi w późniejszym czasie, po zamontowaniu dodatkowego elementu hydraulicznego w okolicy środka przepływu, badanie niestacjonarności oporów miejscowych. Badania tego typu nie są znane wnioskodawcy.

2) Należy dokładnie zbadać wpływ drgań przewodu na przepływ. Takie badania w kraju realizowane są jedynie w jednym ośrodku, w Instytucie Maszyn Przepływowych w Gdańsku. W tym celu konieczne będzie dalsze rozszerzenie modeli symulacyjnych, omówionych w tym autoreferacie, tak aby uwzględniały niestacjonarny opór, kawitację, lepkość oraz wpływ FSI.

3) We wszystkich rozwiązaniach analitycznych, można wyszczególnić złożoną funkcję czasu, która może być zastąpiona funkcją wykładniczą analogiczną do funkcji wagi. Wzory matematyczne opisujące uderzenie hydrauliczne dla przepływu laminarnego i turbulentnego różnią się jedynie postacią funkcji wagi (odpowiedzialna za modelowanie chwilowych naprężeń stycznych). W związku z powyższym wnioskodawca uważa, że rozwiązania analityczne znane dotychczas jedynie dla przepływów laminarnych prawdopodobnie mogą być również wykorzystane do modelowania przepływów turbulentnych po uwzględnieniu odpowiedniej modyfikacji funkcji wagi.

4) Należy szczegółowo zbadać przydatność czterech modeli przepływu kawitacyjnego (DVCM, DGCM, DACM, DBCM) w przewodach z tworzyw sztucznych.

5) Istnieje konieczność stworzenia mapy funkcji pełzania dla tworzyw sztucznych z których wykonywane są obecnie przewody rurowe. Pozwoli ona na modelowanie a priori niestacjonarnych

przebiegów w przewodach z tworzyw sztucznych. Badania powinny być zrealizowane na nowoczesnych maszynach DMTA (ang. Dynamical Mechanical Thermal Analyzers)

11. Pozostałe osiągnięcia naukowe

Osiągnięcia naukowe wnioskodawcy, które nie zostały wspomniane w początkowej fazie autoreferatu, dotyczyły:

- a) modelowania przepływów niestacjonarnych z kawitacją – uwzględniając nowy poprawiony sposób modelowania niestacjonarnego tarcia [B2, B3];
- b) znalezienia wspólnej płaszczyzny pomiędzy modelem niestacjonarnych oporów Brunona a modelem Zielke wynikającym z teorii [B4];
- c) modelowania sił tłumiących w układach MEMS [B5, B8];

Ad a) W pracach [B2, B3] wnioskodawca omówił cztery kluczowe modele matematyczne opisujące przepływ nieustalony z kawitacją w przewodach ciśnieniowych: model rozerwania strumienia cieczy (DVCM), model kawitacji parowo-gazowej (DGCM), model Adamkowskiego (DACM) i model kawitacji pęcherzykowej (DBCM). We wszystkich tych modelach uwzględnione zostały zmienne opory hydrauliczne wyliczane z nowej poprawionej formuły rekurencyjnej [A1]. W pracach zestawiono dokładne schematy blokowe rozwiązań numerycznych tych modeli szczególnie przydatne osobom, które zamierzają stworzyć własne programy komputerowe oparte na metodzie charakterystyk. Omówiono wady i zalety wszystkich rozwiązań. Dokonano również szerokich badań porównawczych. Badania jakościowo-ilościowe wykazały, że:

- uwzględnienie w znanych modelach kawitacji przejściowej zmiennych oporów hydraulicznych przyczyniło się w znaczącym stopniu do poprawienia jakości szacowania maksymalnych ciśnień pojawiających się na kolejnych amplitudach;
- uwzględnienie zmiennych oporów powoduje nieznaczne w przypadku modeli DVCM i DBCM, natomiast w przypadku modelu DGCM znaczne zwiększenie się błędu szacowania momentów pojawiania się kolejnych amplitud w procesie symulacji;
- jedynie w modelu DACM uwzględnienie zmiennych oporów hydraulicznych powoduje poprawienie zarówno predykcji maksymalnych ciśnień, jak i czasów pojawiania się kolejnych amplitud ciśnienia. Uwzględnienie w tym modelu tłumiącego wpływu kawitacji gazowej może spowodować, że model ten będzie jednym z najdoskonalszych ze znanych obecnie na świecie modeli.

Ad b) W pracy z prestiżowej konferencji międzynarodowej (International Conference on Pressure Surges) [B4] wnioskodawca poza opisaniem swoich bieżących dokonań naukowych wyprowadził wzór, który udowadnia konieczność stosowania zmiennego w czasie współczynnika k w modelu Brunona. Powszechnie w pracach uprzednich zakładana była stała wartość tego współczynnika. Praca porównawcza dotycząca dwóch najczęściej stosowanych modeli oporów hydraulicznych jest w trakcie i bazuje ona właśnie na wspomnianym rozwiązaniu matematycznym.

Ad c) W mikroukładach mechanicznych określanymi skrótem MEMS występują pewne siły tłumiące. Na etapie projektowania układów tego typu, wartości tych sił muszą zostać dokładnie oszacowane. W układach pracujących z niskimi częstotliwościami, najważniejszą siłą jest siła lepka związana z wypływaniem filmu powietrznego spod pracujących płytek układów. Siłę tę można z dużą dokładnością w przypadku płytek o prostych kształtach (taśmowe, prostokątne, kołowe, pierścieniowe), szacować metodami analitycznymi znanymi z literatury. W pracy [B5] wnioskodawca przedstawił znane rozwiązania analityczne stosowane często w praktyce dla płytek o prostych kształtach. Wykonał symulacje zarówno z wykorzystaniem opisanych rozwiązań analitycznych, jak i z użyciem specjalistycznego programu CFD (ang. computational fluid dynamics) o nazwie Comsol Multiphysics. Przeprowadzone badania analityczno-numeryczne wykazały skuteczność oprogramowania numerycznego.

Analityczne metody szacowania tych sił występują jedynie jak wyżej wspomniano dla bardzo prostych układów. Dla płytek o skomplikowanych kształtach bardzo pomocne są metody numeryczne, których intensywny rozwój jest szczególnie zauważalny w ostatnich latach. W pracy [B8] wnioskodawca w szerokim zakresie zweryfikował przydatność programu Comsol Multyphysics w modelowaniu prostych oraz złożonych układów MEMS zawierających perforacje w postaci otworów. Celem wykonywania w płytkach MEMS otworów jest chęć redukcji występujących sił tłumiących.

Zrealizowane rozległe badania numeryczno-analityczne pozwoliły na sformułowanie następujących głównych wniosków:

- rodzaj otworów w płytce, przy zachowaniu tej samej powierzchni czynnej, ma wpływ na wielkość siły tłumienia,
- otwory okrągłe, o tym samym polu powierzchni co otwory kwadratowe, wpływają w większym stopniu na obniżenie wartości niekorzystnych sił tłumienia,
- nie można stosować zamiennie otworów kwadratowych i otworów okrągłych, pomimo ich ekwiwalencji powierzchniowych, gdyż uzyskiwane siły tłumienia znacząco się od siebie różnią,
- w programie Comsol grubość płytki nie wpływa na otrzymywane wyniki. Znacznie większe znaczenie grubości zauważalne jest w metodzie analitycznej.

Badania opisane w pracy [B8] zobrazowały liczne niedoskonałości programu Comsol, które należałoby poprawić:

- brak wpływu użytkownika programu na dyskretyzację obszaru gazowego otaczającego płytkę ruchomą. Dyskretyzacja ta nie jest nawet przedstawiona w programie w sposób graficzny. Tym samym nie można ocenić, czy dokonana została prawidłowo przez program;
- brak ukazania płytki nieruchomej znajdującej się pod płytką ruchomą. Możliwe, że ma to również wpływ na otrzymywane wyniki symulacyjne;
- rozwiązanie bazuje jedynie na zwykłym równaniu Reynoldsa (bez poprawek przytaczanych we współczesnej literaturze).

W związku z dużymi rozbieżnościami uzyskanych wyników dla płytek z otworami z wykorzystaniem metod numerycznych i analitycznej konieczna jest modyfikacja równania Reynoldsa w module MEMS programu Comsol Multyphysics.

12.1 Zgłoszenia patentowe

P1. Aleksandrowicz S. (50%), Urbanowicz K. (50%): Przekładnia hydrauliczna z funkcją sprzęgła. Zgłoszenie patentowe nr 417973 z dnia 15.07.2016 (obecnie rozpatrywane)

P2. Aleksandrowicz S. (50%), Urbanowicz K. (50%): Hamulec hydrauliczny. Zgłoszenie patentowe nr 420226 z dnia 18.01.2017 (obecnie rozpatrywane)

P3. Aleksandrowicz S. (50%), Urbanowicz K. (50%): Hydrauliczny kontrolowany mechanizm różnicowy. Zgłoszenie patentowe nr 425264 z dnia 18.04.2018 (obecnie rozpatrywane)

12.2 Konferencje i zjazdy, na których wnioskodawca uczestniczył (po obronie pracy doktorskiej):

- 1) 19th Polish National Fluid Dynamics Conference, Poznań, Poland, 05-09 wrzesień, 2010
- 2) XX Fluid Mechanics Conference, Gliwice, Poland, 17-20 wrzesień, 2012
- 3) Comsol Conference, Mediolan, Włochy, 10-12 październik, 2012
- 4) 11th International Conference on Pressure Surges, Lizbona, Portugalia, 24-26 październik, 2012
- 5) 5th IAHR International Workshop on Cavitation and Dynamic Problems in Hydraulic Machinery, Lozanna, Szwajcaria, 9-11 wrzesień, 2013
- 6) XXI Fluid Mechanics Conference, Kraków, Polska, 15–18 czerwca, 2014
- 7) 12th International Conference on Pressure Surges, Dublin, Irlandia, 18-20 listopad, 2015
- 8) XXII Fluid Mechanics Conference, Bełchatów, Polska, 11-14 wrzesień, 2016
- 9) International Conference Energy, Environment and Material Systems (EEMS 2017), Polanica-Zdrój, Polska, 13-15 wrzesień, 2017

- 10) 14th International Conference Dynamical Systems Theory and Applications, Łódź, Polska, 11-14 grudzień, 2017
- 11) 10th Conference on Interdisciplinary Problems in Environmental Protection and Engineering EKO-DOK 2018, Polanica-Zdrój, Polska, 16–18 kwietnia, 2018
- 12) Nadzwyczajny Jubileuszowy Zjazd PTMTS z okazji 60-lecia Towarzystwa, Pułtusk, Polska, 6-7 czerwca, 2018
- 13) XXIII Fluid Mechanics Conference 2018, Zawiercie, Polska, 9-12 września, 2018
- 14) 13th International Conference on Pressure Surges, Bordeaux, Francja, 14-16 listopad, 2018 – nadchodzące wydarzenie w którym wnioskodawca bierze czynny udział

12.3 Udział w Grantach

- 1) Wykonawca w projekcie badawczym o numerze N504 029 31/2026 pt. „*Modele i metody obliczeniowe przebiegu uderzenia hydraulicznego z uwzględnieniem kawitacji oraz tarcia cieczy*”, (finansowanie w latach 2006-2009)
- 2) Główny wykonawca projektu badawczego o numerze N N503 319039 pt. „*Modelowanie dynamiki mikrosystemów elektromechanicznych*” (finansowanie w latach 2010-2014)
- 3) Wielokrotny laureat wydziałowych konkursów pt. „Młoda Kadra”

12.4 Recenzje wykonane przez wnioskodawcę

Wnioskodawca jest recenzentem wielu prestiżowych czasopism:

1. **Journal of Fluids Engineering (ASME)**
2. **Journal of Vibration and Control (Sage)**
3. **Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C: Journal of Mechanical Engineering Science (Sage)**
4. **Acta Mechanica (Springer)**
5. **Strojniški vestnik - Journal of Mechanical Engineering**
6. **Engineering Computations (Emerald Publishing)**
7. **Journal of Pressure Vessel Technology (ASME)**

12.5 Nagrody

- 1) Nagroda Rektora ZUT za osiągnięcia naukowe w roku 2015 (II stopnia)
- 2) Nagroda za najlepsze wystąpienie na konferencji EEMS 2017
- 3) Nagroda Rektora ZUT za osiągnięcia naukowe w roku 2017 (I stopnia)

12.6 Ukończone kursy

- 1) Nastran FX (4-5 Maj, 2011)
- 2) Horyzont 2020 – wyzwania i szanse dla polskiej nauki (20.11.2014)

13 Literatura

1. Brunone B., Golia U.M., Greco M., *Modelling of fast transients by numerical methods*, Proceedings of the International Meeting on Hydraulic Transients with Column Separation (1991), str. 273-282.
2. Vitkovsky J., Lambert M., Simpson A., Bergant A., *Advances in unsteady friction modelling in transient pipe flow*, Proceedings of the 8th International Conference on Pressure Surges (2000), str. 471-482.
3. Zielke W., *Frequency-Dependent Friction in Transient Pipe Flow*, ASME Journal of Basic Engineering **90(1)** (1968), str. 109-115.

4. Vardy A.E., Brown J.M.B., *Evaluation of Unsteady Wall Shear Stress by Zielke's Method*, Journal of Hydraulic Engineering **136(7)** (2010), str. 453-456.
5. Trikha A.K., *An Efficient Method for Simulating Frequency-Dependent Friction in Transient Liquid Flow*, ASME Journal of Fluids Engineering **97(1)** (1975), str. 97-105.
6. Kagawa T., Lee I., Kitagawa A., Takenaka T., *High speed and accurate computing method of frequency-dependent friction in laminar pipe flow for characteristics method*, Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineering A **49(447)** (1983), str. 2638-2644.
7. Schohl G.A., *Improved Approximate Method for Simulating Frequency-Dependent Friction in Transient Laminar Flow*, ASME Journal of Fluids Engineering **115(3)** (1993), str. 420-424.
8. Wylie E.B., Streeter V.L., Suo L., *Fluid transients in systems*, Prentice-Hall Inc., Englewood Cliffs, New Jersey, 1993, USA.
9. Safwat H.H., Van Den Polder J., *Experimental and analytic data correlation study of water column separation*, ASME Journal of Fluids Engineering **95(1)** (1973), str. 91-97.
10. Adamkowski A., *Stany przejściowe w układach wirowych maszyn wodnych*, Wydawnictwo Instytutu Maszyn Przepływowych PAN, Zeszyt 534/1493/2004, Gdańsk 2004.
11. Adamkowski A., Lewandowski M., *A New Method for Numerical Prediction of Liquid Column Separation Accompanying Hydraulic Transients in Pipelines*, ASME Journal of Fluids Engineering **131(7)** (2009), 071302.
12. Shu J.J., *Modelling vaporous cavitation on fluid transients*, International Journal of Pressure Vessels and Piping **80** (2003), str. 187-195.
13. Rieutord E., Blanchard A., *Influence d'un comportement viscoélastique de la conduite dans le phénomène du coup de bélier*, Comptes Rendus des Séances de l'Académie des Sciences **274** (1972), str. 1963-1966.
14. Watters G.Z., *The Behavior of PVC Pipe Under the Action of Water Hammer Pressure Waves*, Reports. Paper **20** (1971).
15. Watters G.Z., Flammer G. H., Jeppson R. W., *Water Hammer in PVC and Reinforced Plastic Pipe*, Journal of the Hydraulics Division **102(7)** (1976), str. 831-843.
16. Güney M.S., *Contribution à l'étude du phénomène de coup de bélier en conduite viscoélastique*, Lyon (rozprawa doktorska, 1977).
17. Gally M., Güney M., Rieutord E., *An Investigation of Pressure Transients in Viscoelastic Pipes*, ASME Journal of Fluids Engineering **101(4)** (1979), str. 495-499.
18. Covas D., Stoianov I., Mano J. F., Ramos H., Graham N., Maksimovic C., *The dynamic effect of pipe-wall viscoelasticity in hydraulic transients. Part I – experimental analysis and creep characterization*, Journal of Hydraulic Research **42(5)** (2004), str. 517-532.
19. Covas D., Stoianov I., Mano J. F., Ramos H., Graham N., Maksimovic C., *The dynamic effect of pipe-wall viscoelasticity in hydraulic transients. Part II – model development, calibration and verification*, Journal of Hydraulic Research **43(1)** (2005), str. 56-70.
20. Keramat A., Kolahi A. G., Ahmadi A., *Water hammer modelling of viscoelastic pipes with a time-dependent Poisson's ratio*, Journal of Fluids and Structures **43** (2013), str. 164-178.
21. Szymański P., *Quelques solutions exactes des équations de l'hydrodynamique du fluide visqueux dans le cas d'un tube cylindrique*, Journal de Mathématiques Pures et Appliquées **11(9)** (1932), str. 67-107.
22. Roiti A., *Sul movimento dei liquidi*, Annali della Scuola Normale Superiore di Pisa – Classe di Scienze **1(1)** (1871), str. 193-240.
23. Gromeka I. S., *On a theory of the motion of fluids in narrow cylindrical tubes*, Scientific Notes of Kazan University **112(41)** (1882), str. 1-19.
24. Gerbes W., *Zur instationären, laminaren Strömung einer inkompressiblen, zähen Flüssigkeit in kreiszylindrischen Röhren*, Zeitschrift für angewandte Physik **3(7)** (1951), str. 267-271.
25. Chambré P. L., Schrock V. E., Gopalakrishnan A., *Reversal of laminar flow in a circular pipe*, Nuclear Engineering Design **47(2)** (1978), str. 239-250.
26. Weinbaum S., Parker K.H., *The laminar decay of suddenly blocked channel and pipe flows*, Journal of Fluid Mechanics **69(4)** (1975), str. 729-752.
27. Das D., Arakeri J. H., *Transition of unsteady velocity profiles with reverse flow*, Journal of Fluid Mechanics **374** (1998), str. 251-283.

28. Ghidaoui M.S., Kolyshkin A.A., *A quasi-steady approach to the instability of time-dependent flows in pipes*, Journal of Fluid Mechanics **465** (2002), str. 301-330.
29. Volodko I., Koliskina V., *Transient flows in pipes and channels: analytical solutions*, Proceedings of the 4th IASME/WSEAS International Conference on Energy, Environment, Ecosystems and Sustainable Development (EEESD'08) (2008), str. 265-268.
30. Letelier S. M.F., Leutheusser H.J., *Unified Approach to the Solution of Problems of Unsteady Laminar Flow in Long Pipes*, ASME Journal of Applied Mechanics **50(1)** (1983), str. 8-12.
31. Andersson H.I., Tiseth K.L., *Start-up flow in a pipe following the sudden imposition of a constant flow rate*, Chemical Engineering Communications **112(1)** (1992), str. 121-133.
32. Zielke W., *Frequency-dependent friction in transient pipe flow*, University of Michigan (rozprawa doktorska, 1966).
33. Zarzycki Z., Kudźma S., *Simulations of transient turbulent flow in liquid lines using time-dependent frictional losses*, Proceedings of the 9th International Conference on Pressure Surges (2004), str. 439-455.
34. Vardy A.E., Brown J.M.B., *Transient turbulent friction in smooth pipe flows*, Journal of Sound and Vibration **259(5)** (2003), str. 1011-1036.
35. Zarzycki Z., *Opory niestacjonarnego ruchu cieczy w przewodach zamkniętych*, Prace naukowe Politechniki Szczecińskiej, nr 516, Szczecin 1994.
36. Vardy A.E., Brown J.M.B., *Transient, turbulent, smooth pipe friction*, Journal of Hydraulic Research **33(4)** (1995), str. 435-456.
37. Vítkovský J.P., Stephens M.L., Bergant A., Simpson A.R., Lambert M.F., *Efficient and accurate calculation of Zilke and Vardy-Brown unsteady friction in pipe transients*, Proceedings of the 9th International Conference on Pressure Surges (2004), str. 405-419.
38. Vardy A.E., Brown J.M.B., *Efficient Approximation of Unsteady Friction Weighting Functions*, Journal of Hydraulic Engineering **130(11)** (2004), str. 1097-1107.
39. Johnston D.N., *Efficient methods for numerical modelling of laminar friction in fluid lines*, ASME Journal of Dynamic Systems, Measurement, and Control **128(4)** (2006), str. 829-834.
40. Adamkowski A., Lewandowski M., *Experimental examination of unsteady friction models for transient pipe flow simulation*, ASME Journal of Fluids Engineering **128(6)** (2006), str. 1351-1363.
41. Adamkowski A., Lewandowski M., *Investigation of hydraulic transients in a pipeline with column separation*, Journal of Hydraulic Engineering **138(11)** (2012), str. 935-944.
42. Covas D., *Inverse transient analysis for leak detection and calibration of water pipe systems modelling special dynamic effects*, Imperial College London (University of London) (rozprawa doktorska, 2003).
43. Tijsseling A. S., *Water hammer with fluid-structure interaction in thick-walled pipes*, Computers and Structures **85(11-14)** (2007), str. 844-851.
44. Rachid F. B. F., Stuckenbruck S., *Transients in liquid and structure in viscoelastic pipes*, Proceedings of the 6th International Conference on Pressure Surges (1990), str. 69-84.
45. Hadj-Taïeb L., Hadj-Taïeb E., *Modelling vapour cavitation in pipes with fluid-structure interaction*, International Journal of Modelling and Simulation **29(3)** (2009), str. 263-270.
46. Hadj-Taïeb L., Hadj-Taïeb E., *Numerical simulation of transient flows in viscoelastic pipes with vapour cavitation*, International Journal of Modelling and Simulation **29(2)** (2009), str. 206-213.