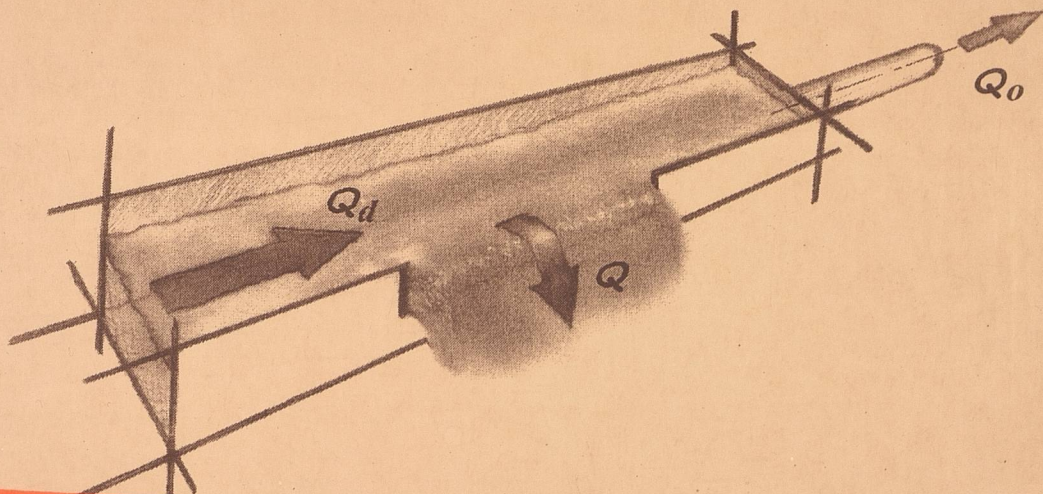


Andrzej Kotowski

Podstawy wymiarowania
bocznych przelewów burzowych
z rurą dławiącą



Andrzej KOTOWSKI

Principles of the dimensioning of
a non-conventional storm overflow



Andrzej Kotowski

**Podstawy wymiarowania
bocznych przelewów burzowych
z rurą dławiącą**



Badania modelowe zrealizowano w ramach Programu Rządowego PR-7,
badań własnych i grantu KBN

Recenzenci

Marek ROMAN

Artur WIECZYSTY

Opracowanie redakcyjne i korekta

Alina KACZAK

Biblioteka Główna i OINT
Politechniki Wrocławskiej



001799451



30 826 1 L/1

© Copyright by Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 1998

OFICyna WYDAWNICZA POLITECHNIKI WROCŁAWSKIEJ

Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław

ISSN 0084-2869

Nakład 150+50 egz. Ark. wyd. 13,5. Ark. druk. 11¹/₄. Papier offset kl. III, 70 g. B1.
Drukarnia Oficyny Wydawniczej Politechniki Wrocławskiej. Zam. nr 277/98.

SPIS TREŚCI

Spis oznaczeń	6
1. WSTĘP	10
2. PRZEGLĄD LITERATURY	15
2.1. Przelewy boczne konwencjonalne	15
2.2. Przelewy boczne niekonwencjonalne	20
2.2.1. Badania innych autorów	20
2.2.2. Badania własne	22
2.2.3. Podsumowanie	25
2.3. Analiza jednowymiarowych równań ruchu cieczy	26
2.3.1. Wyprowadzenie dotychczas stosowanych równań ruchu ustalonego	26
2.3.2. Wyprowadzenie równania ruchu z ogólnej teorii nieustalonego ruchu cieczy ze zmianą masy i pędu	35
2.4. Wnioski z przeglądu literatury	38
3. CEL I ZAKRES PRACY	40
4. ZAŁOŻENIA WSTĘPNE DO MODELOWANIA FIZYCZNEGO I MATEMATYCZNEGO PRZELEWÓW BOCZNYCH Z RURĄ DŁAWIACĄ	42
4.1. Określenie kryterium podobieństwa badanych zjawisk	42
4.2. Analiza strat hydraulicznych w rurze dławiącej	43
4.3. Analiza oporów tarcia w kanale z bocznym przelewem	46
5. ANALIZA I INTERPRETACJA WYNIKÓW BADAŃ I ETAPU	50
5.1. Metodyka i zakres badań modelowych	50
5.2. Klasyfikacja i podział przepływów w modelu	51
5.3. Wpływ parametrów przelewu na strumień objętości przepływu przez przelew boczny	65
5.3.1. Liczba, długość i wysokość krawędzi przelewowych	65
5.3.1.1. Przelew boczny jednostronny	65
5.3.1.2. Przelew boczny dwustronny	73
5.3.2. Kształt kanału dopływowego i szerokość korony przelewu	75
5.4. Bezwymiarowa postać zależności na współczynnik przepływu przelewu	78
5.5. Bezwymiarowa postać zależności na spadek hydrauliczny w komorze przelewowej	89
5.6. Podsumowanie i wnioski z badań I etapu	92
6. ANALIZA I INTERPRETACJA WYNIKÓW BADAŃ II ETAPU	95
6.1. Różniczkowe równanie ruchu cieczy w kanale z bocznym przelewem	95

6.1.1.	Bilans pędu	95
6.1.2.	Siły powierzchniowe i masowe	98
6.1.3.	Równanie ruchu	99
6.1.4.	Bezwymiarowa postać zmodyfikowanego równania ruchu	102
6.2.	Badania modelowe przelewów bocznych z rurą dławiającą i komorą uspokajającą	104
6.2.1.	Zakres badań i opis stanowiska doświadczalnego	104
6.2.2.	Współczynniki energii kinetycznej i pędu	111
6.2.3.	Współczynnik przepływu przelewu	126
6.2.4.	Uogólniona zależność określająca spadek hydrauliczny w komorze przelewowej	137
6.3.	Rozwiązanie zmodyfikowanego równania ruchu	138
6.3.1.	Sposób rozwiązania równania ruchu	138
6.3.2.	Metody i kryteria aproksymacji współczynników w równaniu ruchu	139
6.3.3.	Przebieg obliczeń współczynników równania ruchu	142
6.3.4.	Aproksymacja współczynnika η	145
6.3.5.	Przykład rozwiązania równania ruchu	145
7.	WYMIAROWANIE BOCZNYCH PRZELEWÓW BURZOWYCH Z RURĄ DŁAWIĄCĄ I KOMORĄ USPOKAJAJĄCĄ	150
7.1.	Opis procedury obliczeniowej PBZRDIKU	150
7.1.1.	Założenia wstępne i tok postępowania	150
7.1.2.	Przebieg wymiarowania przelewu	151
7.1.2.1.	Projektowane parametry przelewu	151
7.1.2.2.	Obliczane parametry przelewu dla Q_{gr}	153
7.1.2.3.	Obliczane parametry przelewu dla Q_d	156
7.2.	Przykład obliczeniowy	159
7.2.1.	Określenie strumieni objętości dopływu ścieków do przelewu	159
7.2.2.	Projektowane parametry przelewu	160
7.2.3.	Obliczane parametry przelewu	160
8.	PODSUMOWANIE, UWAGI KOŃCOWE I WNIOSKI	164
	LITERATURA	168
	Załącznik nr 1	176

*kanalizacja, przelew boczny,
przelew burzowy z rurą dławiącą,
badania modelowe*

Andrzej KOTOWSKI *

Podstawy wymiarowania bocznych przelewów burzowych z rurą dławiącą

Oceniono stan wiedzy dotyczącej podstaw wymiarowania hydraulicznego bocznych przelewów burzowych z rurą dławiącą. Na podstawie rozważań teoretycznych i wyników prac eksperymentalnych opracowano matematyczny model działania udoskonalonego przelewu burzowego o wysoko wzniesionej krawędzi przelewowej z komorą uspokajającą za przelewem bocznym i zatopionym odpływem ścieków z rury dławiącej.

Dokonano klasyfikacji i podziału przepływów w kanale z bocznym przelewem, biorąc za kryterium relacje spadku dna kanału do spadku krytycznego oraz relacje wysokości krawędzi przelewowej do wysokości krytycznej w kanale dopływowym. Zbadano wpływ parametrów ruchu i parametrów liniowych przelewu na strumień objętości przepływu. Wyprowadzono zmodyfikowane równanie różniczkowe ustalonego ruchu cieczy w kanale z bocznym przelewem (w postaci bezwymiarowej), w którym zbadano współczynniki, będące liczbami podobieństwa zjawisk w skali modelowej i w rzeczywistości. Dokonano uogólnienia wyników badań modelowych na dowolny kształt przekroju poprzecznego kanału. Zbadano współczynniki α (Coriolisa) i β (Boussinesq) w ruchu nierównomiernym ustalonym, w tym z ubytkiem masy wewnątrz komory przelewowej. Podano sposób i przykład wymiarowania hydraulicznego udoskonalonego przelewu burzowego z rurą dławiącą, zapewniającego ograniczenie częstości i poprawę jakości zrzutu ścieków ogólnospławnych do odbiornika, poprzez maksymalne wykorzystanie retencyjnej zdolności sieci kanalizacyjnej oraz ograniczenie strumienia objętości odpływu ścieków do oczyszczalni, w czasie występowania ulewnych deszczy.

* Instytut Inżynierii Ochrony Środowiska Politechniki Wrocławskiej, Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław.

SPIS OZNACZEŃ

- a_i – współczynniki regresji
 A – pole powierzchni przekroju przepływowego, m^2
 A_0 – pole powierzchni przekroju przepływowego kanału na początku przelewu ($l = 0$), m^2
 b – szerokość kanału o przekroju prostokątnym, m
 B_0 – względna szerokość kanału, zdefiniowana wzorem: $B_0 = b/H_p$
 C – współczynnik prędkości Chezy, $m^{1/2}/s$
 D – średnica kanału o przekroju kołowym, m
 d_r – średnica rury dławiącej, m
 dX – (ogólnie) różniczka funkcji X
 E – wysokość energii właściwej (rozporządzalnej) w przekroju przepływowym, m
 E_c – wysokość energii całkowitej w przekroju przepływowym, m
 Fr – liczba Froude'a
 Fr_0 – liczba Froude'a w kanale na początku przelewu ($l = 0$)
 g – przyspieszenie ziemskie, m/s^2
 G – siła masowa, N
 h – wysokość warstwy przelewowej ($h = H - p$), m
 h_k – wysokość warstwy przelewowej na końcu przelewu w osi kanału, m
 h_{kp} – wysokość warstwy przelewowej na końcu przelewu w płaszczyźnie krawędzi, m
 h_m – wysokość miarodajna warstwy przelewowej (przyjmowana najczęściej jako równa h_{sa}), m
 h_{ma} – wysokość miarodajna warstwy przelewowej, zdefiniowana wzorem (134), m
 h_p – wysokość warstwy przelewowej na początku przelewu w osi kanału ($l = 0$), m
 h_{pp} – wysokość warstwy przelewowej na początku przelewu w płaszczyźnie krawędzi ($l = 0$), m
 h_s – wysokość warstwy przelewowej w środku przelewu w osi kanału, m
 h_{sa} – wysokość średnia arytmetyczna warstwy przelewowej, zdefiniowana wzorem:
 $h_{sa} = (h_p + h_k)/2$, m
 h_{sw} – wysokość średnia ważona warstwy przelewowej, zdefiniowana wzorem:
 $h_{sw} = A/l_p$, m
 H – wypełnienie (wysokość zwierciadła wody) w kanale, m
 H_{kr} – wypełnienie krytyczne w kanale, m
 H_n – wypełnienie normalne w kanale, m
 H_p – wypełnienie na początku komory przelewowej ($l = 0$), m
 H_K – wysokość kanału (przy przekroju kołowym $H_K = D$), m
 ΔH_0 – wysokość strat hydraulicznych w rurze dławiącej przy strumieniu Q_0 , m

- $\Delta H'_o$ – wysokość strat hydraulicznych w rurze dławiącej przy strumieniu Q_{gr} , m
 i – spadek dna kanału (komory przelewowej)
 i_r – spadek dna rury dławiącej
 J – spadek hydrauliczny
 k – stosunek współrzędnych wektorów U i v
 k_z – zastępcza chropowatość piaskowa rurociągu, mm
 K_r – współczynnik oporności hydraulicznej rury dławiącej, s²/m⁵
 K_0 – liczba kształtu kanału na początku przelewu ($l = 0$), zdefiniowana wzorem (196)
 $\boldsymbol{\tau}$ – wektor jednostkowy o kierunku wektora prędkości miejscowej \mathbf{v} , równoległy do wektora prędkości średniej \mathbf{v}
 l – współrzędna osiowa, równoległa do dna kanału (odcięta), m
 l_c – zasięg fali piętrzenia w kanale (cofki), m
 l_p – długość krawędzi przelewowej, m
 l_r – długość rury dławiącej, m
 l_u – długość komory uspokajającej, m
 L_0 – względna długość krawędzi przelewowej, zdefiniowana wzorem: $L_0 = l_p/H_p$
 m – masa, kg
 m_i – liczba pomiarów
 m_s – liczba pomiarów z uwzględnieniem stopni swobody
 M – liczba krawędzi przelewowych
 n – współczynnik chropowatości kanału do wzoru Manninga, s/m^{1/3}
 n_{pp} – współczynnik początkowego rozcieńczenia ścieków
 N – siła naporu hydrostatycznego, N
 O_z – obwód zwilżony przekroju przepływowego kanału, m
 p – wysokość krawędzi przelewowej nad dnem kanału, m
 P_0 – względna wysokość krawędzi przelewowej, zdefiniowana wzorem $P_0 = p/H_p$
 P_b – ciśnienie barometryczne, Pa
 q – względny strumień objętości przepływu w komorze przelewowej, zdefiniowany wzorem: $q = Q(l)/Q_d$
 q_b – jednostkowy strumień objętości przepływu przez przelew boczny, m³/(s·m)
 q_r – współczynnik rozdziału przepływów na przelewie, zdefiniowany wzorem $q_r = Q/Q_d$
 Q – strumień objętości przepływu przez przelew boczny, m³/s
 Q_d – strumień objętości dopływu do przelewu (obliczeniowy – maksymalny), m³/s
 $Q(l)$ – strumień objętości przepływu w komorze przelewowej w przekroju o odciętej l , m³/s
 Q_o – strumień objętości przepływu w rurze dławiącej (przy Q_d), m³/s
 Q_{gr} – graniczny strumień objętości przepływu ścieków ogólnospławnych, m³/s

- Q_{op} – graniczny strumień objętości przepływu ścieków opadowych, m³/s
 $Q_{śc}$ – maksymalny (godzinowy) strumień objętości przepływu ścieków komunalnych, m³/s
 R – współczynnik korelacji zmiennych x, y
 Re – liczba Reynoldsa w rurze dławiącej (całkowicie wypełnionej)
 Re_k – liczba Reynoldsa w kanale (częściowo wypełnionym)
 R_h – promień hydrauliczny, m
 s – szerokość korony (krawędzi) przelewowej, m
 t – czas, s
 T – siła tarcia, N
 T_0 – bezwymiarowa liczba podobieństwa strat energii na początku przelewu ($l = 0$)
 U – współrzędna składowej podłużnej U , wektora prędkości \mathbf{v}_b strugi bocznej, na kierunku wektora prędkości średniej \mathbf{v} głównej strugi cieczy w kanale, m/s
 v – prędkość miejscowa strugi elementarnej, m/s
 \bar{v} – prędkość średnia w przekroju przepływowym kanału, m/s
 v_b – prędkość średnia strugi bocznej odpływu, m/s
 v_x – współrzędna składowej poprzecznej \mathbf{v}_x , wektora prędkości \mathbf{v}_b strugi bocznej, normalna do krawędzi przelewu, m/s
 V – objętość, m³
 V_0 – bezwymiarowa liczba podobieństwa przepływów na początku przelewu ($l = 0$), zdefiniowana wzorem (141)
 W_0 – względna wysokość warstwy przelewowej na początku przelewu ($l = 0$), zdefiniowana wzorem: $W_0 = h_p/H_p$
 z_i – wysokość zwierciadła cieczy nad poziomem porównawczym, m
 Z – współczynnik zatopienia rury dławiącej na odpływie przy Q_{gr}
 α – współczynnik energii kinetycznej (Coriolisa)
 β – współczynnik pędu (Boussinesq)
 β_b – współczynnik (poprawkowy) pędu strugi bocznej
 δ – odchylenie standardowe
 ΔX – (ogólnie) przyrost wielkości X
 ε – współczynnik kontrakcji
 ζ – bezwymiarowa współrzędna wysokości wypełnienia kanału (rzędna)
 ζ_l – skala liniowa modelu: $\zeta_l = l_N/l_M$
 ζ_n – skala współczynnika chropowatości: $\zeta_n = n_N/n_M$
 ζ_Q – skala strumienia objętości przepływu: $\zeta_Q = Q_N/Q_M$
 ζ_w – współczynnik strat miejscowych na wlocie do rury dławiącej
 η – współczynnik zastępczy zdefiniowany wzorem: $\eta = 2\beta - \eta_b$
 η_b – współczynnik doświadczalny zdefiniowany wzorem: $\eta_b = k\beta_b$

- θ – kąt nachylenia dna kanału do poziomu, °
- χ – stosunek lokalnego spadku hydraulicznego $J(l)$ do spadku hydraulicznego J_0 na początku komory przelewowej ($l = 0$)
- χ_u – uogólniony stosunek spadków hydraulicznych χ
- λ – współczynnik oporów liniowych
- μ – współczynnik przepływu przelewu bocznego
- ν – kinematyczny współczynnik lepkości wody, m²/s
- ξ – bezwymiarowa współrzędna długości (odcięta)
- Π – pęd masy cieczy, kg m/s
- π_i – liczba podobieństwa
- ρ – gęstość cieczy, kg/m³
- τ – naprężenia styczne na ścianie kanału, Pa
- φ – kąt odchylenia strugi bocznej od osi kanału, °
- φ_x – kąt odchylenia strugi bocznej od normalnej do krawędzi przelewu bocznego, °
- Φ – kąt środkowy przekroju kołowego, °
- ψ – współczynnik prędkości
- Ψ – współczynnik (spływu) szczelności zlewni

Indeksy

- $0, p$ – początkowy przekrój poprzeczny komory przelewowej ($l = 0$)
- k – końcowy przekrój poprzeczny komory przelewowej ($l = l_p$)
- kr – krytyczne wypełnienie bądź krytyczny spadek dna kanału
- mx – maksimum
- mn – minimum
- M – wielkość w skali modelu
- n – normalne wypełnienie (wysokość) w kanale
- N – wielkość w skali naturalnej (rzeczywistej)
- r – rura dławiąca
- sp – spiętrzone zwierciadło wody w kanale
- 1 – początkowy przekrój przepływowy
- 2 – końcowy przekrój przepływowy

1. WSTĘP

Przelewy burzowe stosuje się najczęściej w ogólnospławnych systemach kanalizacyjnych w celu zabezpieczenia oczyszczalni ścieków przed przeciążeniem hydraulicznym, w czasie nawalnych deszczów, a jednocześnie zmniejszenia wymiarów kolektorów. Mogą być stosowane również w systemach półrozdzielczych, gdzie pełnią funkcję separatorów ścieków, a nawet w kanalizacji deszczowej, w której mogą służyć do zrzutu części ścieków deszczowych do zbiorników retencyjnych bądź bezpośrednio do odbiorników.

Metody wymiarowania przelewów burzowych muszą być dostosowane do obligatoryjnego kryterium ochrony wód przed zanieczyszczeniem, wyrażonego dopuszczalną liczbą zrzutów burzowych w ciągu roku (≤ 10 wg [10, 96]). Roczna liczba zrzutów jest zależna od granicznego strumienia objętości („natężenia”) przepływu¹ ścieków ogólnospławnych Q_{gr} , warunkującego rozpoczęcie zrzutu ścieków do odbiornika:

$$Q_{gr} = Q_{\acute{s}c} + Q_{op}, \quad (1)$$

gdzie: $Q_{\acute{s}c}$ – maksymalny (godzinowy) strumień objętości przepływu ścieków komunalnych (pogody bezdeszczowej), dm^3/s ,

Q_{op} – graniczny strumień objętości przepływu ścieków opadowych, dm^3/s .

Wartość granicznego strumienia objętości przepływu ścieków opadowych Q_{op} wyznaczyć można dwoma metodami. Korzystając z definicji współczynnika początkowego rozcieńczenia n_{rp} otrzymamy:

$$Q_{op} = n_{rp} Q_{\acute{s}c}. \quad (2)$$

Aby nie wprowadzać do odbiornika zrzutów burzowych o dużym stężeniu zanieczyszczeń, konieczne jest projektowanie przelewów przy $n_{rp} > 1$. Dla odbiorników małych oraz szczególnie chronionych – $n_{rp} \geq 3$; ogólnie $n_{rp} \in \langle 1, 10 \rangle$ wg [10, 11, 42, 91, 96, 108].

¹ Nazewnictwo zalecane normą [82], a także Międzynarodowym Układem SI. Używane są również określenia *objętościowe natężenie przepływu* – odpowiednik strumienia objętości przepływu, lub *natężenie przepływu* – odpowiednik strumienia przepływu.

Podczas projektowania nowych sieci kanalizacyjnych bądź rozbudowy istniejących graniczną wartość strumienia objętości przepływu ścieków opadowych można wyznaczyć na podstawie przyjętego granicznego strumienia (spłukującego) opadu q_{gr} , wyrażonego w $\text{dm}^3/\text{s}\cdot\text{ha}$:

$$Q_{op} = q_{gr} \cdot \Psi \cdot A_z, \quad (2a)$$

gdzie: Ψ – współczynnik (spływu) szczelności zlewni,

A_z – pole powierzchni zlewni odwadniającej, ha.

Istotne dla ochrony wód odbiornika jest to, aby do oczyszczalni ścieków dopływały spływy powierzchniowe spowodowane opadem o strumieniu spłukującym zanieczyszczenia zgromadzone w zlewni. Za minimalny strumień opadu spłukującego przyjmuje się w Polsce $q_{gr} = 6 \text{ dm}^3/\text{s}\cdot\text{ha}$ [96], w Niemczech $q_{gr} = 7 \text{ dm}^3/\text{s}\cdot\text{ha}$ [42], a w Szwajcarii $q_{gr} = 15 \text{ dm}^3/\text{s}\cdot\text{ha}$ [42]; ogólnie $q_{gr} \in \langle 6, 30 \rangle \text{ dm}^3/\text{s}\cdot\text{ha}$.

Przelewy burzowe działają z chwilą, gdy wypełnienie kanału dopływowego – kolektora (związane ze wzrostem strumienia objętości przepływu ścieków w okresie trwania deszczu) przekroczy wysokość wzniesienia krawędzi przelewowej dla Q_{gr} . Przy przepływie obliczeniowym – maksymalnym Q_d :

$$Q_d = Q_{śc} + Q_{op\text{ mx}}, \quad (3)$$

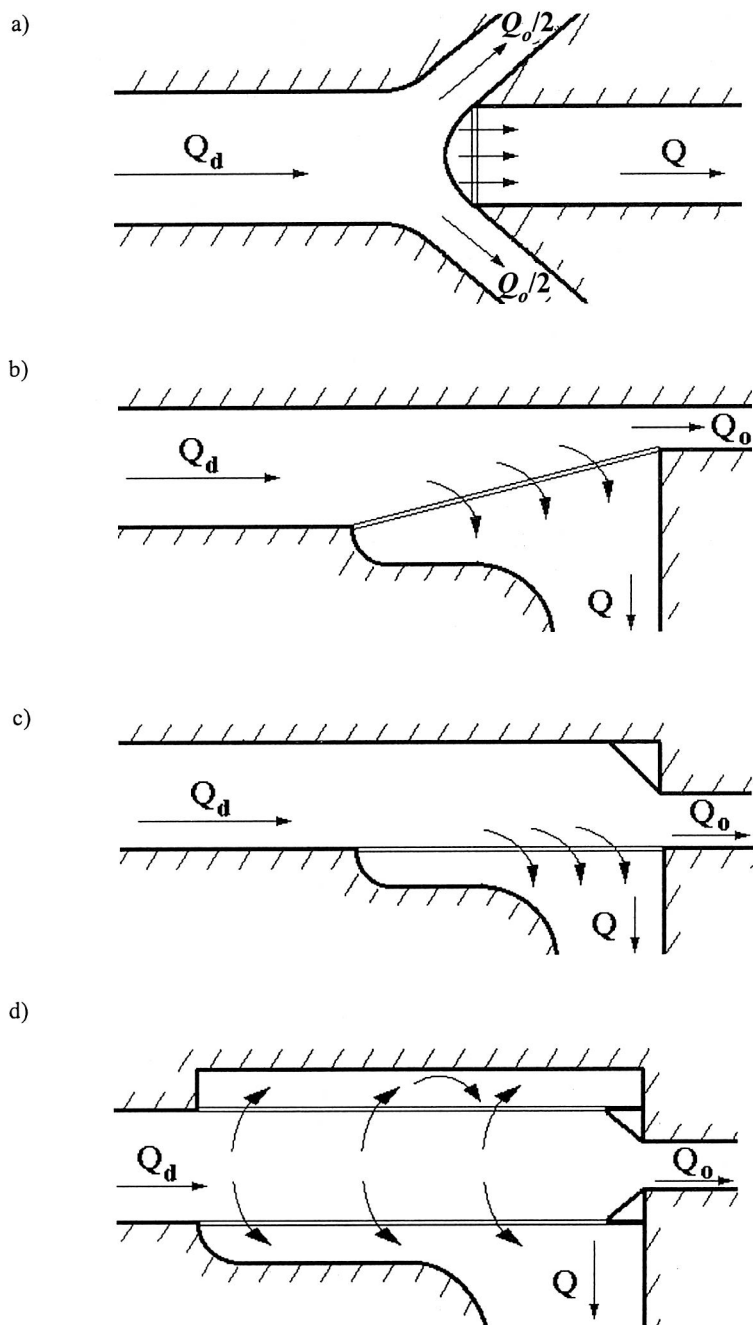
gdzie: $Q_{op\text{ mx}}$ – maksymalny strumień objętości przepływu ścieków opadowych, dm^3/s , zadaniem przelewu burzowego jest podział strumienia Q_d na część Q przepływającą przez krawędź przelewową i trafiającą do zbiornika retencyjnego bądź bezpośrednio do odbiornika oraz na część Q_o odpływającą kolektorem do oczyszczalni ścieków (rys. 1).

W budownictwie wodnym i technice kanalizacyjnej, ze względów hydraulicznych, można wyróżnić dwie grupy stosowanych przelewów bocznych, o umownych nazwach:

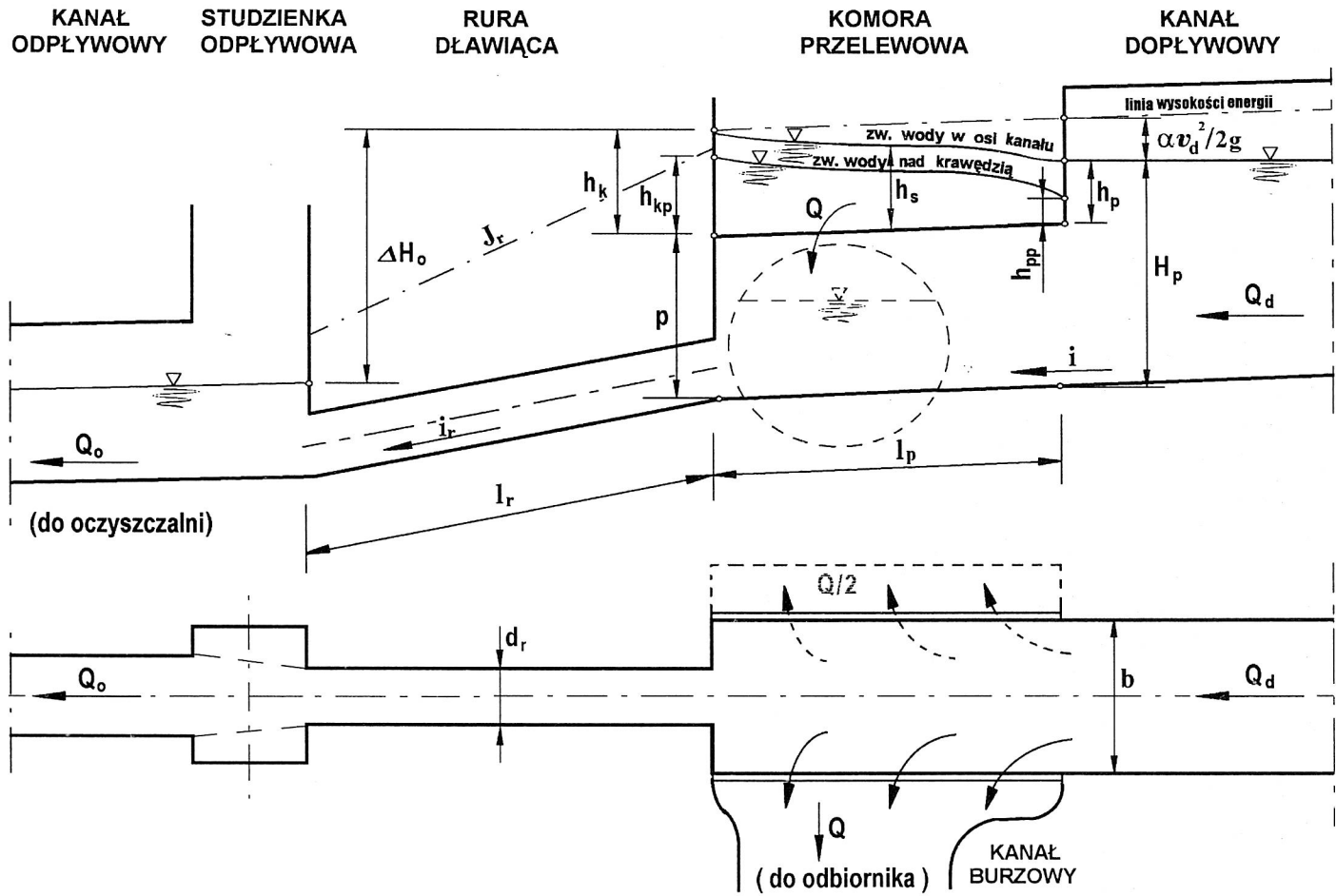
- a) *konwencjonalne* – bez urządzeń piętujących ścieki w komorze przelewowej,
- b) *niekonwencjonalne* – z rurą dławiacą, zasuwą bądź zastawką piętującą ścieki.

W przelewach bocznych konwencjonalnych wobec dużej bezwładności (prędkości) płynących ścieków, długość krawędzi przelewowych musi być znaczna² – nierzadko osiąga kilkanaście i więcej metrów. To sprawia, że przelewy burzowe tej grupy są obiektami bardzo kosztownymi, a ich stosowanie mało opłacalne, gdyż uzyskane oszczędności, na skutek zmniejszenia wymiarów kolektora za przelewem, dość rzadko kompensują koszty jego budowy. Ponadto w warunkach, gdy strumień objętości przepływu ścieków w kolektorze gwałtownie wzrośnie, wówczas również odpływ do oczyszczalni wzrośnie w niekontrolowany sposób, co może spowodować spadek sprawności działania oczyszczalni ścieków. Tych mankamentów pozbawione są w znacznej mierze przelewy burzowe niekonwencjonalne, których przykładem może być przelew boczny z rurą dławiacą (rys. 2). Utrzymanie założonych warunków działania przelewu zapew-

² Wyjątek stanowią tutaj przelewy lewarowe, których teorię działania opracował prof. K. Pomianowski [11]. Przelewy te jednak nie znalazły szerszego zastosowania w praktyce, m.in. ze względu na wymaganą znaczną wysokość dyspozycyjną poziomów ścieków na dopływie i odpływie.



Rys. 1. Przykładowe schematy przelewów burzowych [11]; a) przelew czołowy, b) przelew ukośny, c) przelew boczny jednostronny, d) przelew boczny dwustronny



Rys. 2. Schemat bocznego przelewu burzowego z rurą dławiącą

nia rura dławiąca o odpowiedniej średnicy d_r i długości l_r , stabilizująca w określonych granicach strumień objętości odpływu Q_o – do oczyszczalni. Sprawność hydrauliczna rury dławiącej zależy bowiem w mniejszym stopniu od wzrostu wypełnienia kanału dopływowego ($Q_o = C_1 \sqrt{\Delta H_o}$) w porównaniu ze sprawnością hydrauliczną swobodnego przepływu przez koronę przelewu bocznego ($Q = C_2 (H - p)^{3/2}$).

Zastosowanie rury dławiącej powoduje spiętrzenie ścieków w obrębie przelewu już przy granicznym strumieniu objętości przepływu Q_{gr} , co pozwala na zakładanie krawędzi przelewowych p znacznie wyżej niż w przelewach konwencjonalnych. To z kolei zwiększa retencję sieci i zmniejsza częstotliwość działania przelewu w ciągu roku. Spiętrzenie ścieków w komorze przelewowej przy przepływie obliczeniowym Q_d ma wpływ na wzrost wysokości warstwy przelewających się ścieków przez koronę przelewu i skrócenie długości krawędzi przelewowej l_p , zwykle do kilku metrów. Rozpowszechnienie niekonwencjonalnych przelewów burzowych może przyczynić się do istotnego obniżenia kosztów budowy systemów kanalizacyjnych.

Opracowane dotychczas metody hydraulicznego wymiarowania przelewów bocznych z rurą dławiącą pomijają zarówno warunki ruchu, jak i kształt zwierciadła wody w obrębie przelewu oraz zakładają stałą na ogół wysokość warstwy przelewającej się cieczy wzdłuż krawędzi przelewowych. Te i inne uproszczenia mogą prowadzić do znacznych błędów obliczeniowych. Celem podjętych badań było teoretyczne i doświadczalne zbadanie zjawisk hydraulicznych towarzyszących działaniu przelewów bocznych z rurą dławiącą i stworzenie naukowych podstaw do ich analitycznego opisu. Pomiarzy prowadzono na modelach hydraulicznych w skali liniowej $\zeta_l = 15$ i $\zeta_l = 5$.

2. PRZEGLĄD LITERATURY

2.1. Przelewy boczne konwencjonalne

Zagadnienie obliczania przepływów wody przez przelewy boczne w kanałach otwartych¹ jest przedmiotem badań od końca ubiegłego wieku. Pomimo mnogości prac na ten temat, nie udało się jak dotychczas uzyskać pełnego, zadowalającego rozwiązania analitycznego tego problemu. Ze względów praktycznych adoptowano tutaj wzory opracowane dla przelewów czołowych (jak np. wzór Poleniego z 1717 roku), a następnie stosowano uproszczone wzory empiryczne, uzyskane z doświadczeń obejmujących najczęściej wąski zakres zmian badanych parametrów przelewów bocznych (np. wzory: Engelsa, Colemanna–Smitha, Schaffernaka i inne).

Najczęściej strumień objętości przepływu przez boczne, nie zatopione przelewy, określa się ze wzoru Poleniego, w zapisie Forchheimera, Rehbocka, Weisbacha czy Weyrauchera [11, 19, 21, 65, 71, 102, 122, 129]:

$$Q = \frac{2}{3} \mu \sqrt{2g} l_p h_m^{3/2}, \quad (4)$$

gdzie: μ – współczynnik przepływu („wydatku”) przelewu, zależny od kształtu korony przelewowej – przyjmowany jak dla przelewów czołowych;

$\mu \in \langle 0,30; 0,85 \rangle$,

h_m – miarodajna wysokość warstwy przelewowej,

l_p – długość krawędzi przelewowej.

Przy założeniu liniowego wznoszenia się zwierciadła wody wzdłuż krawędzi przelewowej, od wartości początkowej h_p do końcowej h_k , wysokość miarodajna wg Forchheimera [122] wynosi:

$$h_m = \frac{h_p + h_k}{2}, \quad (5)$$

tn. równa jest średniej arytmetycznej wysokości warstwy przelewającej się cieczy.

¹ Stosowane powszechnie w budownictwie wodnym.

Podobne założenie przyjął Schaffernak [97,122] przy wyprowadzeniu wzoru postaci:

$$Q = \frac{4}{15} \mu \sqrt{2g} l_p \frac{h_k^{5/2} - h_p^{5/2}}{h_k - h_p}. \quad (6)$$

We wzorze Engelsa strumień objętości przepływu jest funkcją wysokości h_k – na końcu przelewu [11,72,98]:

$$Q = \frac{2}{3} \mu \sqrt{2g} l_p^{0,83} h_k^{1,67}, \quad (7)$$

gdzie: $[Q] = \text{m}^3/\text{s}$; $[g] = \text{m}/\text{s}^2$; $[l_p] = \text{m}$; $[h_k] = \text{m}$.

Colemann i Smith ustalili doświadczalnie następującą postać wzoru określającego strumień Q [122]:

$$Q = 0,315 l_p^{0,72} \cdot h^{1,465}, \quad (8)$$

gdzie: $[Q] = \text{m}^3/\text{s}$; $[l_p] = \text{m}$; $[h] = \text{m}$.

Przytoczone dla przykładu wzory empiryczne, na strumień objętości przepływu przez przelewy boczne konwencjonalne, różnią się znacznie swoją strukturą, a zwłaszcza wartością liczbową wykładników potęgowych przy parametrach l_p i h . Świadczyć to może o ich przybliżonym charakterze bądź postaci ustalonej dla najczęściej wąskiego, bliżej nie znanego, zakresu ich stosowania.

Problem przebiegu zwierciadła wody na długości przelewu interesował wielu badaczy od dawna. Pierwszy Engels, w 1917 r., zaobserwował podnoszenie się zwierciadła wody wzdłuż przelewu bocznego. Colemann i Smith natomiast stwierdzili doświadczalnie opadanie zwierciadła wody. Dopiero de Marchi w 1934 r. wykazał, że obydwa te wypadki są możliwe, a kształt zwierciadła wody na przelewie zależy od charakteru ruchu w kanale [21]. I tak przy przepływie spokojnym zwierciadło wody wznosi się na długości przelewu, natomiast przy przepływie rwącym – opada.

Dalszy rozwój metod obliczania przelewów bocznych konwencjonalnych polegał na łączeniu opisu przebiegu linii zwierciadła wody na długości przelewu za pomocą równań różniczkowych ruchu ze wspomnianymi wzorami na strumień objętości przepływu Q . Pierwszy de Marchi opracował oryginalną metodę graficznego obliczania długości przelewów bocznych na podstawie równania [11, 21, 105]:

$$\frac{dH}{dl} = \frac{QH \left(-\frac{dQ}{dl} \right)}{gb^2 H^3 - Q^2}, \quad (9)$$

wyprowadzonego przy założeniu, że wysokość energii właściwej E strugi głównej na długości przelewu jest niezmienna:

$$E = H + \frac{\alpha v^2}{2g} = H + \frac{\alpha Q^2}{2g A^2} = \text{idem}, \quad (10)$$

przy czym:

$$-\frac{dQ}{dl} = \frac{2}{3} \mu \sqrt{2g} (H-p)^{3/2}, \quad (11)$$

gdzie: H – wysokość zwierciadła wody w kanale,

b – szerokość kanału,

A – pole powierzchni przekroju przepływowego.

Według Zschielschego [128] metoda ta jest bardziej racjonalna w wypadku ruchu spokojnego, natomiast znacznie mniej w ruchu rwącym. Świadczą o tym wyniki badań Gentiliniego, cytowane w pracy [116]. Według Collinge'a metoda de Marchiego nadaje się jedynie do obliczania krótkich przelewów bocznych $l_p \leq 3b$ [17]. Anweiler [3] dowodzi teoretycznie, że założenie de Marchiego (10), o stałości wysokości energii właściwej, jest w przybliżeniu słuszne, gdy strumień objętości przepływu przez przelew boczny jest niewielki w porównaniu z przepływem w kanale. Pietrov, w pracy [80], wykazał wręcz, że założenie to jest niewłaściwe w odniesieniu do przelewów bocznych. Prace de Marchiego należy uznać za pionierskie w analitycznym podejściu do przedmiotowego zagadnienia.

Spośród autorów prac, którzy swoje rozważania teoretyczne oparli na zasadzie zachowania pędu oraz na założeniu de Marchiego (10), należy wymienić Frazera [30], Vischera [116] oraz Smitha [102]. Frazer w rozwiązaniu podaje równanie różniczkowe z dwiema nieznanymi funkcjami $Q(l)$ i $H(l)$, które następnie weryfikuje doświadczalnie w ograniczonym zakresie. Ponadto uzupełnia dwa schematy przebiegu zwierciadła wody wzdłuż przelewu, wskazane przez Engelsa oraz Colemanna i Smitha, o kolejnej trzeciej – przejścia z ruchu rwącego w spokojny w obrębie komory przelewowej (opadające zwierciadło wody na początku długości komory przelewowej, odskok hydrauliczny w środku przelewu oraz wznoszące się zwierciadło do końca przelewu). Vischer [116] wprowadza do równania różniczkowego ruchu wzór Chezy i otrzymuje ogólne równanie krzywej spiętrzenia – dla ruchu spokojnego bądź krzywej depresji – dla ruchu rwącego, w postaci złożonych równań, bez ich doświadczalnej weryfikacji.

Wśród nowszych opracowań na uwagę zasługuje praca Smitha [102], w której przedstawiono procedurę obliczania kształtu zwierciadła wody na przelewie bocznym w kanale trapezowym z pominięciem strat tarcia. Weryfikację przyjętych założeń wykonano na obiekcie rzeczywistym, dla wyjątkowo wąskiego zakresu zmian parametrów ruchu ($Q_d = 50 \text{ m}^3/\text{s}$, $l_p = 30 \text{ m}$ i zmianach: $p \in \{1; 2; 2,5\} \text{ m}$ oraz $i \in \{0,5; 1,0; 5,0\} \%$ przy $H_{kr} = 2,34 \text{ m}$). Przyjęto, że wartość współczynnika przepływu przelewu jest niezmienna na długości krawędzi przelewowej i wynosi $m = 0,583$.

Kurganov [66], na podstawie wyników własnych badań [64,65] przelewów bocznych w kanałach trapezowych, o małym spadku dna ($i < i_{kr}$), wychodzi z następujących postaci równań różniczkowych ruchu:

$$kd \left(\frac{v^2}{2g} \right) + dH = (i - J) dl, \quad (12)$$

stąd

$$\frac{dH}{dl} = \frac{i - J + k \frac{Q}{gA^2} \frac{dQ}{dl}}{1 - \frac{Q^2 b}{gA^3}}, \quad (13)$$

gdzie: k – stosunek współrzędnych: składowej podłużnej² U , wektora prędkości \mathbf{v}_b , oddzielającej się strugi bocznej i wektora prędkości średniej \mathbf{v} w komorze przelewowej: $k = U/v$,

i – spadek dna kanału,

J – spadek hydrauliczny wywołany tarciem.

Dla przepływu spokojnego w kanale dopływowym przed przelewem, po przyjęciu założenia $i = J$, Kurganov ustalił wartość współczynnika k równą 0,9. Wynika stąd, że na przelewie bocznym zachodzi następująca relacja prędkości: $U < v$, a ściślej $U = 0,9v$. Jest to sprzeczne z wynikami badań El-Khashaba i Smitha [27]. Wykazali oni doświadczalnie, że założenie de Marchiego o niezmienności wysokości energii właściwej wzdłuż przelewu nie jest słuszne, ponieważ w dowolnym przekroju komory przelewowej współrzędna podłużna U wektora prędkości \mathbf{v}_b jest większa od prędkości średniej w kanale. Różnice dochodzą do 40% [27]. Autorzy ci do rozwiązywania zagadnień przelewów bocznych zalecają stosowanie równań różniczkowych ruchu wyprowadzonych z zasady zachowania pędu.

Z najnowszych badań należy tutaj wspomnieć pracę Hagera [33] z 1987 roku. Wychodząc z założenia de Marchiego (10), Hager proponuje nową postać wzoru określającego dQ/dl w bardzo złożonej postaci, wyprowadzonej przy założeniu równości U i v . Jednak wyniki eksperymentów na modelu z tak zmodyfikowanym wzorem dały dokładność $\pm 10\%$ wartości obliczonych i pomierzonych [33]. Założenia Hagera spotkały się z krytyką w dyskusji Holley'a [38], w świetle cytowanych już wyników badań El-Khashaba i Smitha. A mianowicie Hager założył a priori równość współrzędnej podłużnej U z prędkością średnią v , co jest konsekwencją przyjęcia równania Bernoulliego do rozwiązania tego problemu.

Odnosnie do współczynnika przepływu μ konwencjonalnych przelewów bocznych, nie zatopionych, dominuje pogląd o małej jego zmienności [43, 100, 102, 106, 107]. Według historycznych już rozważań Ackersa [1], współczynnik $\mu = 0,625$, gdy wysokość zwierciadła wody jest mierzona w pewnej odległości od krawędzi przelewu oraz $\mu = 0,725$ – gdy wysokość jest mierzona w płaszczyźnie krawędzi przelewu. W cytowanej już pracy [102] Smith wykazał mniejszą sprawność przelewów bocznych, przyjmując z badań $\mu = 0,583$. Do podobnego wniosku doszedł też Ishikawa [43] – otrzy-

² Ściślej: U – współrzędna wektora \mathbf{U} – składowej podłużnej wektora prędkości \mathbf{v}_b strugi bocznej, na kierunku wektora prędkości średniej \mathbf{v} , głównej strugi cieczy w kanale.

mując $\mu = 0,575$. Według Schmidta [97] wartość współczynnika μ przelewów bocznych jest o 5% mniejsza od współczynnika μ przelewów czołowych. Pierwsze w miarę systematyczne badania w tym zakresie zostały podjęte przez Subramanya i Awasthy'ego [105]. Uwzględniając sugestie Collinge'a [17], iż współczynnik μ zależy od średniej prędkości przepływu w komorze przelewowej, autorzy ci (korzystając z założenia o niezmienności wysokości energii właściwej) ustalili:

$$\mu = 0,611 \sqrt{1 - \frac{3Fr_0}{Fr_0^2 + 2}}, \quad (14)$$

– dla przepływu spokojnego, w zakresie liczby Froude'a na początku przelewu $Fr_0 \in <0,02; 0,85>$ oraz

$$\mu = 0,36 - 0,08Fr_0, \quad (15)$$

– dla przepływu rwącego, w zakresie $Fr_0 \in <1,5; 4,3>$.

W dyskusji [76], przedstawionych wyników badań, Nadesamoorthy i Thomson wykazali oczywistą wadę postaci wzoru (14). Mianowicie, gdy liczba Froude'a dąży do jedności, wówczas współczynnik μ dąży do zera. Uwzględniając składową poprzeczną v_x – normalną do płaszczyzny przelewu, wektora prędkości v_b strugi bocznej, zaproponowali odmienną postać wzoru dla obu zakresów liczb Froude'a ($0,02 \leq Fr_0 \leq 4,3$):

$$\mu = 0,611 \sqrt{\frac{2 + Fr_0^2}{2 + 4Fr_0^2}}, \quad (16)$$

Ze wzoru (16) wynika, że przy przepływie krytycznym ($Fr_0 = 1$), $\mu = 0,432$.

Według badań Hagera [33] dla podobnego zakresu zmian liczby Froude'a ($Fr_0 \in <0,3; 2,0>$):

$$\mu = 0,727 \sqrt{\frac{2 + Fr^2}{2 + 3Fr^2}}, \quad (17)$$

Wówczas w ruchu krytycznym, tj. gdy $Fr \equiv Fr_0 = 1$, $\mu = 0,563$. Różnice sięgają więc 30%.

Ranga Raju, w pracy [89], prowadząc eksperymenty na krótkich bocznych przelewach konwencjonalnych (o długości krawędzi mniejszej od szerokości kanału) dla zakresu $Fr_0 <0,10; 0,50>$ ustalił:

$$\mu = 0,81 - 0,60Fr_0. \quad (18)$$

Podsumowując, dotychczasowe metody obliczania hydraulicznego konwencjonalnych przelewów bocznych nie są pozbawione w dalszym ciągu niejasności natury fizycznej i metodologicznej. Dotyczy to zwłaszcza kształtu zwierciadła wody na przelewie, relacji prędkości U i v wzdłuż krawędzi przelewu oraz wartości współczynnika przepływu μ . Świadczy to o złożoności problemu i jest dowodem niedostatecznej ich

doświadczalnej weryfikacji, bądź pominięcia parametrów wpływających w istotny sposób na omawiane zjawisko.

2.2. Przelewy boczne niekonwencjonalne

2.2.1. Badania innych autorów

Przelewom bocznym z rurą dławiającą bądź zastawką piętrzącą nie poświęcono w literaturze jak dotychczas większej uwagi. Do wymiarowania tego typu obiektów zaleca się stosowanie uproszczonych wzorów określających strumień objętości przepływu przez boczne przelewy konwencjonalne, takich jak Poleniego (4) Schaffernaka (6) czy Engelsa (7) [11, 31, 40, 42, 46, 75, 83, 85], a nieliczne badania koncentrują się na określeniu współczynnika przepływu μ przelewu [46, 57, 71] i warunkach współpracy hydraulicznej elementu dławiającego z przelewem bocznym [39, 40, 46, 109].

Niekonwencjonalne przelewy boczne różnią się w istotny sposób budową, funkcją i warunkami hydraulicznymi przepływu od omówionych poprzednio przelewów konwencjonalnych. Mianowicie:

- kanał dopływowy na końcu przelewu przegrodzony jest pionową ścianą z umieszczonym u dołu otworem na rurę dławiającą (zasuwę bądź zastawkę piętrzącą),
- funkcja techniczna obiektu narzuca określony stosunek rozdziału przepływów na przelewie: większy strumień objętości przepływu przez boczną krawędź i mniejszy przez element dławiający (w przelewach konwencjonalnych relacje między strumieniem objętości odpływu przez przelew i w kanale poniżej przelewu kształtują się na ogół odwrotnie),
- w komorze przelewowej z rurą dławiającą (zasuwą bądź zastawką) mamy do czynienia z piętrzeniem ścieków, co umożliwia zakładanie krawędzi przelewowych znacznie wyżej niż w przelewach konwencjonalnych, stąd prędkości przepływu w obrębie przelewu są znacznie mniejsze ($Fr < 1$), a krawędzie przelewowe krótsze...

Niekonwencjonalne przelewy boczne ze względu na warunki piętrzenia można umownie podzielić na dwa rodzaje:

a) o niskich krawędziach przelewowych (tzw. pierwszego rodzaju) – umieszczonych na wysokości równej wypełnieniu normalnemu H_n w kanale dopływowym, przy granicznym strumieniu objętości przepływu ścieków Q_{gr} ,

b) o wysokich krawędziach przelewowych (drugiego rodzaju) – umieszczonych powyżej wypełnienia normalnego, dla granicznego strumienia Q_{gr} , lecz poniżej sklepienia kanału dopływowego (ze względu na spiętrzenie ścieków przy obliczeniowym strumieniu objętości przepływu – Q_d).

Z doświadczeń Taubmanna [109] z dwustronnymi przelewami bocznymi o niskich krawędziach przelewowych (pierwszego rodzaju) wynika, że zwierciadło wody na długości przelewu opada, tworząc odskok hydrauliczny na końcu komory przelewowej. Eksperymenty na modelu hydraulicznym w skali liniowej $\zeta_l = 4$ były prowadzone dla

wąskiego zakresu zmian parametrów przelewu. Badano dwie długości krawędzi przelewowych: $l_p = 2 \times 6 \text{ m}$ i $l_p = 2 \times 12 \text{ m}$ – w skali naturalnej, przy spadku dna kanału $i = 1,3\text{‰}$ (przepływ spokojny) oraz $i = 6\text{‰}$ (przepływ rwący). Wyniki tych badań wykorzystane zostały w pracy [40] do analizy warunków działania niekonwencjonalnych przelewów bocznych pierwszego rodzaju. Stwierdzono tam, że rura dławiąca przyczynia się do znacznego skrócenia długości krawędzi przelewowych.

Badania modelowe przelewów bocznych, o wysokich krawędziach przelewowych (drugiego rodzaju), przeprowadził Kallwass [45, 46]. Dotyczyły one przelewów z ukośną, poziomą krawędzią przelewową, spełniającą warunki przelewu nie zatopionego, ostrokrawędziowego (przy szerokości korony przelewowej: $s < h_m/2$). Do wymiarowania takich przelewów zalecano wzór Poleniego (4), przyjmując liniowo rosnący układ zwierciadła wody na przelewie dla spokojnego przepływu w kanale dopływowym. Współczynnik przepływu μ uzależniono od wysokości miarodajnej (średniej) h_m , wysokości p krawędzi przelewowej oraz średnicy D kanału dopływowego, a ściślej: $\mu = f(h_m/p, p/D)$.

Na podstawie doświadczeń Taubmanna i Kallwassa oraz rozważań [75] Munza, a także pracy [83], w 1984 roku w byłej NRD, opracowano normę branżową do wymiarowania przelewów bocznych (konwencjonalnych i niekonwencjonalnych) z ukośną krawędzią przelewową i rurą dławiącą ze swobodnym wypływem ścieków [85]. Zalecano przyjmowanie stałej wartości współczynnika przepływu przelewu: $\mu = 0,6$ dla przelewów jednostronnych oraz $\mu = 0,5$ dla przelewów dwustronnych, przy spokojnym przepływie ścieków w kanale dopływowym o kształcie kołowym (tj. dla $p \geq 0,6D$, wg [42]).

Według badań Laco, cytowanych w pracy [71], dla schematu przelewu bocznego przyjętego przez Kallwassa (ukośna krawędź przelewu, kołowy kształt kanału i komory przelewowej) współczynnik przepływu μ można określić z następujących wzorów:

$$\mu = 0,811 (h_m/p)^{0,018} - 0,017 (l_p/p) (h_m/p)^{-0,485}, \quad (19)$$

– dla przelewu jednostronnego, przy ograniczeniach:

$$0 < h_m/p < 2,5, \quad 3 < l_p/p < 27,$$

$$0,9 D < h_m + p \leq D, \quad p/D \leq 1,0,$$

oraz

$$\mu = - (h_m/D) [1,143 (p/l_p) + 0,1] + 1,624 (p/l_p) + 0,443, \quad (20)$$

– dla przelewu dwustronnego, przy ograniczeniach:

$$0,05 < h_m/D < 0,28,$$

$$0,025 < p/l_p < 0,225,$$

gdzie: $[h_m] = \text{m}$; $[p] = \text{m}$; $[l_p] = \text{m}$; $[D] = \text{m}$.

Saul i Delo [25,94] zbadali na modelu hydraulicznym, w bardzo szerokim zakresie, efekty technologiczne działania przelewów bocznych z rurą dławiącą. Zanieczyszcze-

nia wleczone symulowano cząstkami plastikowymi o średnicy 10 mm. Stwierdzili, że krawędzie przelewowe o wysokości $p = 0,6D$ (w kanałach o przekroju kołowym), są niedostateczne dla zatrzymania w kolektorze rumowiska wleczonego i skierowanie go do oczyszczalni ścieków. Celowe byłoby, z tego względu, projektowanie przelewów o wyższych krawędziach przelewowych³ wraz z komorami uspokajającymi przepływ przed i za komorą przelewową. Szczególnie ważna technologicznie jest komora uspokajająca przepływ za przelewem, której racjonalną długość ustalono równą dwóm średnicom kanału dopływowego ($l_u = 2D$).

2.2.2. Badania własne

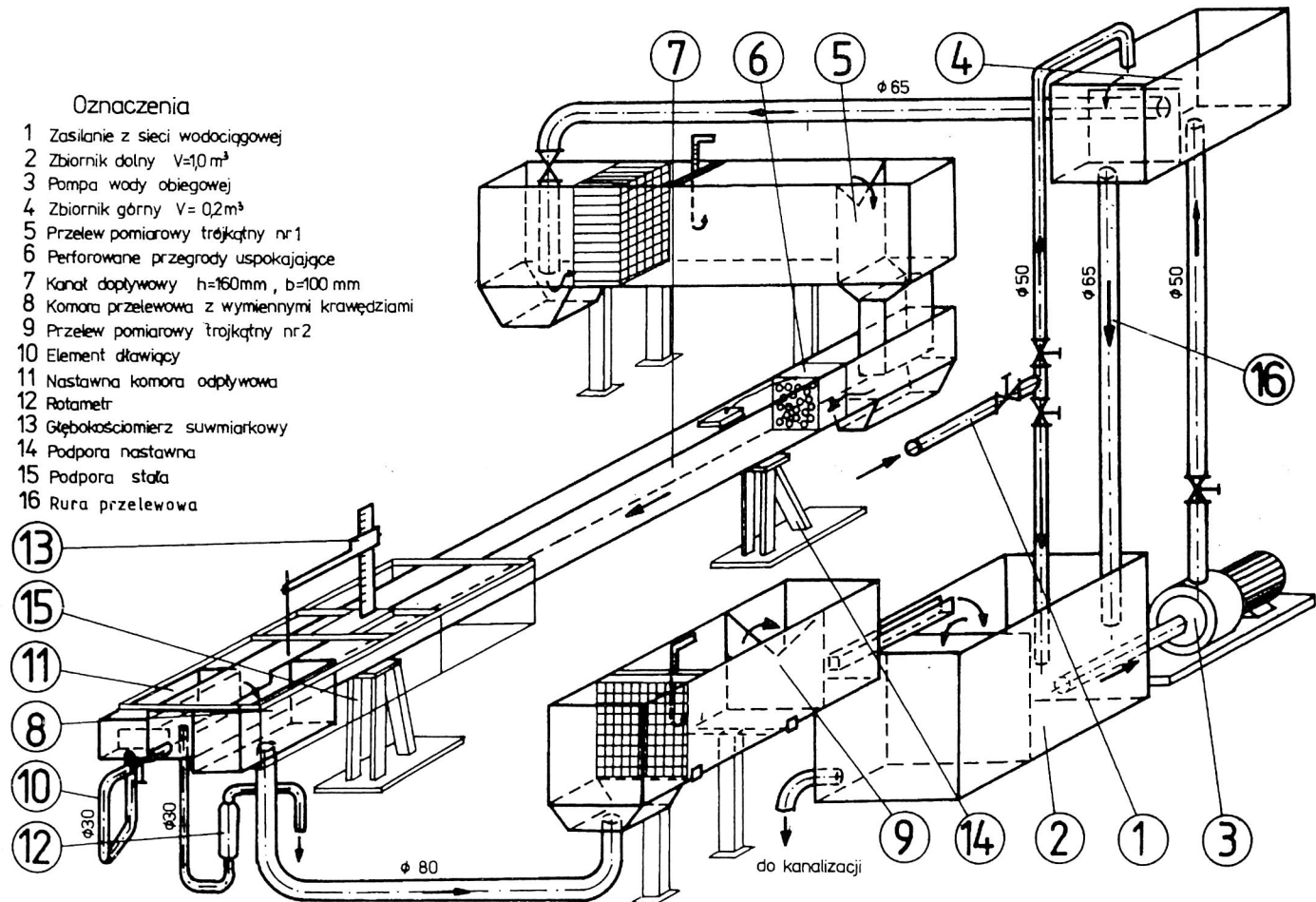
Obszerne badania warunków działania niekonwencjonalnych przelewów bocznych (pierwszego i drugiego rodzaju), w tym z jedno- i dwustronną krawędzią przelewową, podjęto w Instytucie Inżynierii Ochrony Środowiska Politechniki Wrocławskiej [72,73]. Pomiary prowadzono na modelu hydraulicznym wybudowanym w skali liniowej $\zeta_l = 15$. Zasadniczym elementem modelu (rys. 3) był prostokątny kanał dopływowy o długości 5 m i szerokości $b = 100$ mm (tj. odpowiednio 75 m i 1,5 m – w skali rzeczywistej) zakończony komorą przelewową z elementem dławiącym. Kanał wykonano ze szkła organicznego i umieszczono na konstrukcji, umożliwiającej zmianę spadku podłużnego dna. Komora przelewowa umożliwiała zabudowę wymiennych krawędzi przelewowych o długościach: $l_p \in \{1b, 2b, 3b\}$ oraz wysokościach położenia w stosunku do dna komory $p \in \{b/4, b/2, 3b/4\}$. Łącznie zastosowano 9 układów geometrycznych krawędzi przelewowych, zachowując ich równoległość do osi i dna kanału (rys. 4). Korona krawędzi przelewowej miała prostokątny przekrój poprzeczny o szerokości $s = 2$ mm. W ścianie czołowej komory przelewowej zamontowano zasuwę odcinającą z elastycznym przewodem gumowym ($d_r = 30$ mm), podłączonym do nastawnej (zmiany ΔH_o) komory odpływowej. Elementy te pełniły funkcję rury dławiącej.

Pomiarami objęto ukształtowanie się zwierciadła wody w osi kanału i w płaszczyźnie krawędzi przelewowych, przy dyskretnych zmianach:

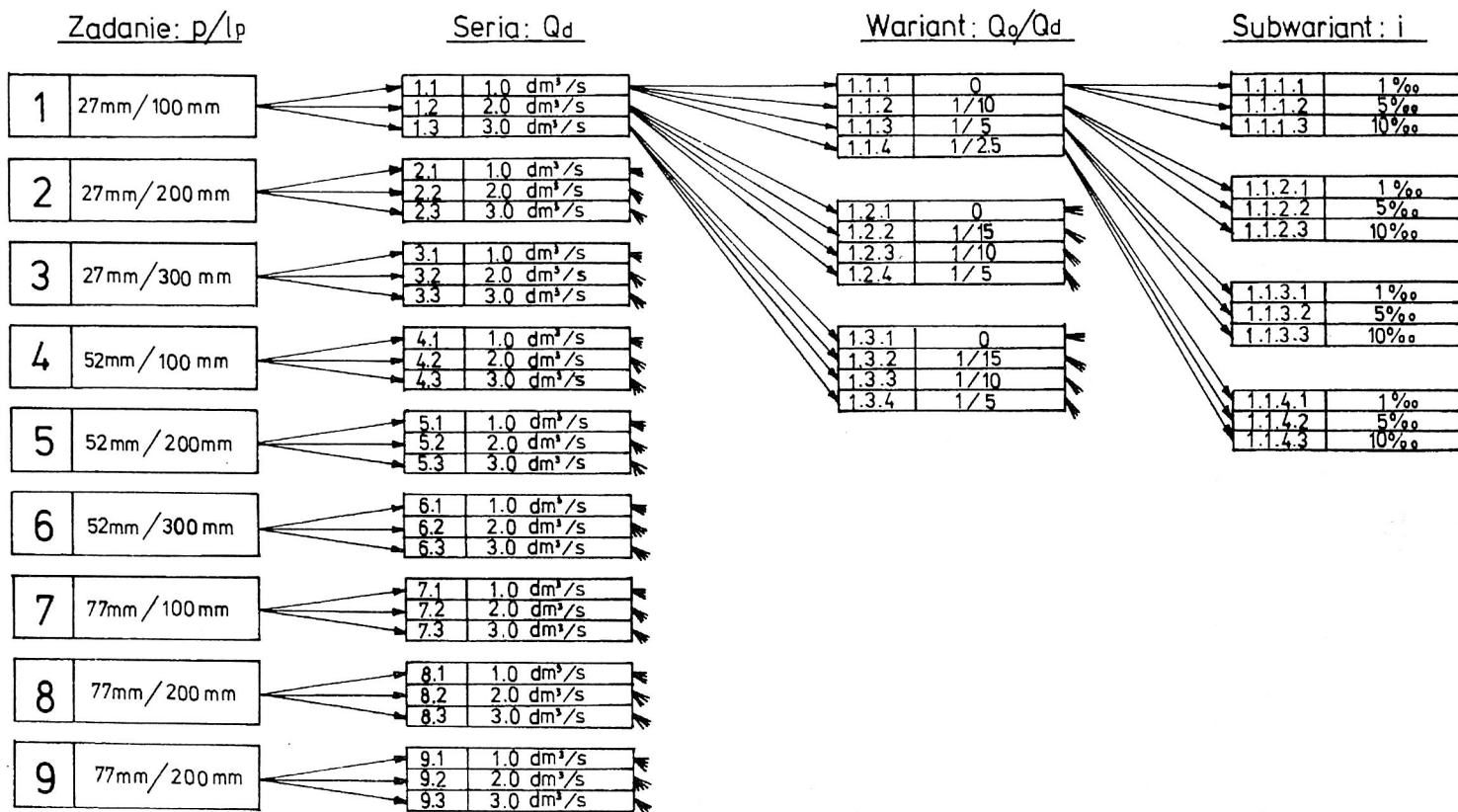
- parametrów liniowych przelewu (p, l_p),
- spadku podłużnego dna kanału dopływowego: $i \in \{1, 5, 10\}$ ‰ (odpowiadającemu spokojnemu, krytycznemu i rwącemu przepływowi w kanale),
- strumienia objętości przepływu w kanale dopływowym $Q_d \in \{1, 2, 3\}$ dm³/s,
- stosunku Q_o/Q_d , tj. strumienia objętości przepływu Q_o przez element dławiący do Q_d : $Q_o/Q_d = \{1/15, 1/10, 1/5, 1/2, 5\}$. Badano też działanie przelewu przy $Q_o = 0$.

Liczba zmian podstawowych parametrów przelewu jednostronnego wynosiła 324 [72]. Badania warunków działania dwustronnego przelewu bocznego z rurą dławiącą ograniczono do 108 serii pomiarowych (rys. 4), tj. spadku dna kanału $i = 1$ ‰ [73], na podstawie analizy wyników badań przelewów jednostronnych. Zakres zmian liczby Froude'a w kanale dopływowym przed przelewem $Fr_0 \in \langle 0,12; 1,42 \rangle$, a liczby Rey-

³ O wysokości p rzędu $0,9 \div 1,2 D$ [94].



Rys. 3. Schemat stanowiska doświadczalnego [72, 73]



Rys. 4. Podstawowy program pomiarów w modelu [72, 73]

noldsa w rurze dławiącej $Re \in \langle 3250; 23400 \rangle$. Przy opracowywaniu wyników pomiarów przyjęto założenie, że wysokość miarodajna h_m na przelewie, wynikająca z zastosowania analizy wymiarowej zjawiska [72, 73], powinna być ściśle powiązana z czynnym przekrojem przepływowym strumienia objętości Q przepływu przez przelew boczny. Przyjęto więc, za Ackersem, przekrój przepływowy w pionowej płaszczyźnie krawędzi przelewowych, a za Engelsem podstawienie $h_m = h_{kp}$, gdzie h_{kp} – wysokość warstwy przelewowej na końcu przelewu (ze względu na większą zmienność parametru h_{kp} w porównaniu do zmienności średniej wysokości h_m – w pionowej płaszczyźnie krawędzi [58, 60]). W warunkach spokojnego przepływu wody w kanale dopływowym przed przelewem ($Fr_0 < 1$) zalecono do wymiarowania tego typu obiektów następujące wzory empiryczne [55, 57, 58]:

$$Q = \frac{2}{3} \mu l_p^{0,94} p^{0,26} h_{kp}^{1,30} \sqrt{2g}, \quad (21)$$

gdzie: $[Q] = \text{m}^3/\text{s}$; $[l_p] = \text{m}$; $[p] = \text{m}$; $[h_{kp}] = \text{m}$; $[g] = \text{m}/\text{s}^2$,
– w odniesieniu do przelewów jednostronnych⁴, dla $\mu = 0,63$;

oraz

$$Q = \frac{4}{3} \mu l_p^{0,92} p^{0,32} h_{kp}^{1,26} \sqrt{2g}, \quad (22)$$

– w odniesieniu do przelewów dwustronnych⁵, dla $\mu = 0,58$.

Wzory (21) i (22) odzwierciedlają wyniki pomiarów Q w modelu z dokładnością $\pm 5\%$ przy ograniczeniach – sprowadzonych do rzeczywistości ($\zeta_l = 15$; $\zeta_Q = 871$):

$$\begin{aligned} 1,5 < l_p &\leq 4,5 \text{ m}, \\ 0,4 < p &\leq 1,2 \text{ m}, \\ 0,14 &\leq h_{kp} \leq 0,73 \text{ m} - \text{wzór (21)}, \\ 0,08 &\leq h_{kp} \leq 0,46 \text{ m} - \text{wzór (22)}, \\ 0,87 &\leq Q_d \leq 2,61 \text{ m}^3/\text{s}, \\ 0,44 &\leq Q \leq 2,61 \text{ m}^3/\text{s}, \\ 0,06 &\leq Q_o \leq 0,52 \text{ m}^3/\text{s}. \end{aligned}$$

2.2.3. Podsumowanie

Dotychczasowe prace badawcze z zakresu przelewów bocznych można podzielić umownie na trzy grupy:

- rozważania teoretyczne [1, 3, 4, 5, 21, 38, 48, 63, 68, 75, 80, 81, 116, 125],
- prace teoretyczne z testowaniem założeń na modelach w wąskim zakresie zmian parametrów przelewów [2, 20, 27, 30, 33, 43, 64, 65, 66, 88, 93, 99, 104, 115],

⁴ Dla 34 stopni swobody, korelacja na poziomie istotności 0,01 (współczynnik $R^2 = 0,990$).

⁵ Dla 40 stopni swobody, korelacja na poziomie istotności 0,01 (współczynnik $R^2 = 0,979$).

– prace głównie doświadczalne [13, 25, 27, 45, 46, 54, 56, 72, 73, 93, 94, 95, 100, 102, 107, 109].

Obliczanie przelewów bocznych konwencjonalnych (strumienia objętości przepływu i kształtu zwierciadła wody na przelewie) napotyka wiele trudności, ponieważ rozważania teoretyczne prowadzą do równań różniczkowych nie dających się rozwiązać analitycznie. Stosowane jednowymiarowe równania ruchu nierównomiernego ze zmianą masy wzdłuż przelewu są bowiem uwikłaną funkcją głębokości H w kanale i dlatego ich bezpośrednie całkowanie, dla dowolnego kształtu przekroju poprzecznego kanału, jest praktycznie niemożliwe. Numeryczne rozwiązywanie tego typu zadań stało się obecnie możliwe dzięki pojawieniu się komputerów o dużej pamięci i szybkości obliczeń. Na uwagę zasługują prace [88, 102, 115] dotyczące przelewów bocznych konwencjonalnych, w kanałach o przekroju trapezowym, ze względu na próbę opisanie wyników badań w postaci procedur obliczeniowych na EMC.

Dotychczas opracowane metody wymiarowania hydraulicznego bocznych przelewów burzowych z rurą dławiącą są zbyt uproszczone i nadają się do obliczeń szacunkowych. Uzależnia się w nich bowiem strumień Q od wysokości pośrednich (a priori nie znanych), takich jak $h_m = (h_p + h_k)/2$ lub h_k w osi kanału [40, 42, 45, 46, 71, 83, 85] bądź h_{kp} – w płaszczyźnie krawędzi przelewowych [55, 57, 58], a także od stałej na ogół wartości współczynnika przepływu μ . Zastrzeżenia budzi także przyjmowanie, podczas wymiarowania rury dławiącej, swobodnego wypływu ścieków do kanału odpływowego poniżej przelewu [46, 71, 83, 85]. Takie uproszczenie schematu obliczeniowego rury dławiącej powoduje m.in. konieczność znacznego obniżenia kolektora odpływowego w kierunku oczyszczalni. Przyjęcie zatopionego odpływu ścieków z rury dławiącej komplikuje wprawdzie obliczenia współpracy hydraulicznej rury dławiącej z przelewem bocznym, z jednej strony, a kanałem odpływowym w kierunku oczyszczalni ścieków – z drugiej, lecz umożliwiła ściślejsze ograniczenie strumienia odpływu Q_o z rury dławiącej [55]. Ponadto zaproponowana przez Kallwassa i ogólnie przyjęta [42, 71, 85, 86] standaryzacja kształtu komory przelewowej, w świetle najnowszych badań technologicznych [25, 92, 94], wydaje się niewłaściwa ze względu na transport rumowiska wleczonego (ukośna względem osi kanału dopływowego krawędź przelewowa, bez komór uspokajających przepływ przed i za przelewem).

Celowe wydaje się więc przyjęcie nowego standardu kształtu oraz schematu obliczeniowego przelewu burzowego z rurą dławiącą i zastosowanie do jego rozwiązania doświadczeń opisu zjawisk hydraulicznych towarzyszących działaniu konwencjonalnych przelewów bocznych, tj. odpowiednich równań różniczkowych ruchu.

2.3. Analiza jednowymiarowych równań ruchu cieczy

2.3.1. Wprowadzenie dotychczas stosowanych równań ruchu ustalonego

Większość badaczy przelewów bocznych w swoich rozważaniach teoretycznych wychodzi z równań różniczkowych ruchu wyprowadzonych z równania Bernoulliego,

przy założeniu niezmienności energii właściwej, a mniej liczni autorzy [4, 27, 30, 80, 88, 116] wykorzystują różniczkowe równanie ruchu, wyprowadzone z zasady zachowania pędu (ilości ruchu). W obu stosowanych metodach poznawczych przyjmuje się następujące założenia:

- w kanale z bocznym przelewem występuje ruch ustalony, nierównomierny, który może być traktowany jako jednowymiarowy,
- spadek dna kanału jest mały ($i \ll 6^\circ$ [90]), co praktycznie oznacza, że głębokości w kanale mierzone pionowo lub prostopadłe do dna są jednakowe, a wektory prędkości średnich są poziome,
- za wysokość zwierciadła wody przyjmuje się wypełnienie w osi kanału (komory przelewowej),
- w przekrojach występuje hydrostatyczny rozkład ciśnienia (pomija się wpływ ruchu) oraz nie występuje zjawisko napowietrzania strumienia,
- strumień objętości przepływu przez przelew boczny może być opisany wzorem (11),
- współczynnik chropowatości⁶ n kanału jest stały, niezależny od głębokości H w kanale i liczby Reynoldsa,
- spadek hydrauliczny J , wywołany tarciem, w dowolnym przekroju kanału jest taki sam jak w ruchu równomiernym przy głębokości H równej rzeczywistej głębokości strumienia w danym przekroju i w ruchu nierównomiernym może być obliczany ze wzorów grupy Chezy (wg Smitha, Vischera, Hagera) lub Manninga–Stricklera (wg Naugaro, Iskikawa) lub przyjmowany jako równy spadkowi dna kanału ($J = i$) i najczęściej pomijany⁷ (wg de Marchi, Pietрова, Kurganova i Anweilera),
- współczynniki energii kinetycznej α (Coriolisa) i pędu β (Boussinesqa) mogą być traktowane jako stałe na długości przelewu (najczęściej przyjmuje się $\alpha = \beta = 1,0$).

Ostatnie z wymienionych założeń jest fizycznie niepoprawne, ponieważ z definicji wynika, że $\alpha \neq \beta$, a ponadto $\alpha > \beta > 1$. Mamy bowiem:

$$\alpha = \frac{\int v^3 dA}{v^3 A}, \quad (23)$$

$$\beta = \frac{\int v^2 dA}{v^2 A}, \quad (24)$$

gdzie: v – prędkość miejscowa strugi elementarnej;
 v – prędkość średnia strugi głównej;

⁶ Używane jest także określenie współczynnik szorstkości (właściwy w odniesieniu do koryt naturalnych).

⁷ Zakłada się tutaj równowagę sił tarcia i sił ciężkości – przy spokojnym przepływie cieczy ($i < i_{kr}$), co jest jednak niewłaściwe w ruchu nierównomiernym.

Według Biggiero i Pinease [9] należy przyjmować $\beta = 1,05$ dla przelewów jednostronnych i $\beta = 1,10$ dla dwustronnych. Viti [118], na podstawie rezultatów badań [13], ustalił wartość współczynnika Coriolisa – $\alpha = 2,0$. Natomiast El-Khashab i Smith [27] wykazali zmienność współczynników $\alpha \in <1,0; 3,0>$ i $\beta \in <1,0; 1,3>$ wzdłuż krawędzi konwencjonalnych przelewów bocznych w otwartych kanałach trapezowych.

Przy wyprowadzaniu równania ruchu z równania Bernoulliego podstawowym założeniem jest równość współrzędnej (składowej) podłużnej U , wektora prędkości \mathbf{v}_b oddzielającej się strugi bocznej, ze współrzędną (wektora) prędkości średniej v w dowolnym przekroju poprzecznym komory przelewowej. Zatem przyjmuje się, że przepływ przez przelew boczny nie wpływa na całkowitą energię jednostki masy cieczy pozostającej w kanale [27]. Wysokość energii całkowitej w przekroju przepływowym kanału określa równanie Bernoulliego w postaci różniczkowej:

$$\frac{dE_c}{dl} = \frac{dz}{dl} + \frac{dH}{dl} + \frac{d}{dl} \left(\frac{\alpha Q^2}{2g A^2} \right), \quad (25)$$

gdzie: $Q = Q(l)$ – strumień objętości przepływu w komorze przelewowej.

Kierując się poziomem odniesienia, spadki poszczególnych linii oznaczają:

$dE_c/dl \equiv J$ – spadek hydrauliczny,

$dz/dl \equiv i$ – spadek dna kanału,

$dH/dl \equiv i_z$ – spadek zwierciadła wody.

Ostatni człon prawej strony równania (25) można zapisać następująco ($\alpha = \text{idem}$):

$$\frac{d}{dl} \left(\frac{\alpha Q^2}{2g A^2} \right) = \frac{\alpha}{2g} \left(\frac{2Q}{A^2} \frac{dQ}{dl} - \frac{2Q^2}{A^3} \frac{dA}{dl} \right) = \frac{\alpha Q}{g A^2} \frac{dQ}{dl} - \frac{\alpha Q^2}{g A^3} \left(\frac{\partial A}{\partial l} + \frac{\partial A}{\partial H} \frac{dH}{dl} \right). \quad (26)$$

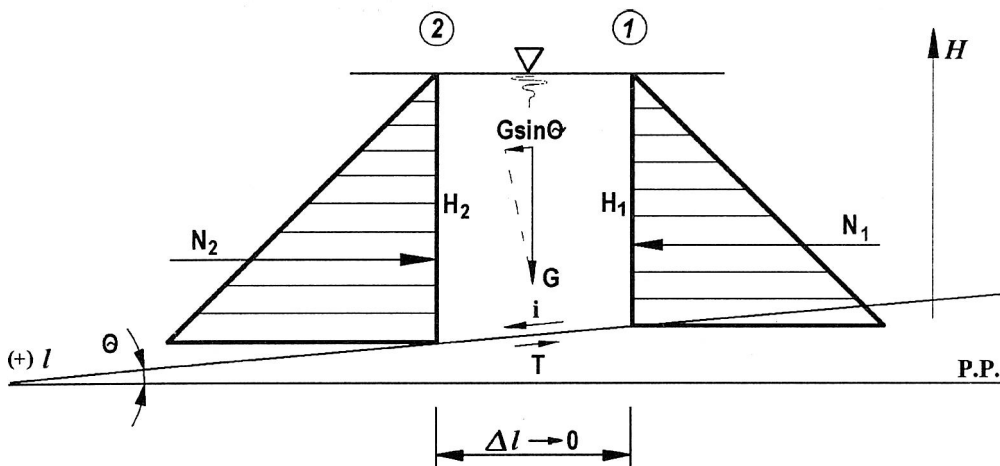
Wprowadzając powyższe związki do równania (25) i przekształcając go względem dH/dl otrzymamy:

$$-\frac{dH}{dl} + \frac{\alpha Q^2}{g A^3} \frac{\partial A}{\partial H} \frac{dH}{dl} = -i + J + \frac{\alpha Q}{g A^2} \frac{dQ}{dl} - \frac{\alpha Q^2}{g A^3} \frac{\partial A}{\partial l}, \quad (27)$$

skąd po uporządkowaniu:

$$\frac{dH}{dl} = \frac{i - J - \frac{\alpha Q}{g A^2} \frac{dQ}{dl} + \frac{\alpha Q^2}{g A^3} \frac{\partial A}{\partial l}}{1 - \frac{\alpha Q^2}{g A^3} \frac{\partial A}{\partial H}}. \quad (28)$$

Zapis (28) przedstawia ogólne równanie różniczkowe krzywej spiętrzenia lub depresji na przelewie we współrzędnych H i l . Ponieważ oś l przyjęto wzdłuż linii dna, a więc dH/dl oznacza spadek zwierciadła wody względem dna kanału. W wypadku kanałów przymatycznych $\partial A/\partial l = 0$, dla $\partial A/\partial H = b$, stąd ostatecznie



Rys. 5. Ilustracja popędu siły w kanale otwartym

$$\frac{dH}{dl} = \frac{i - J - \frac{\alpha Q}{gA^2} \frac{dQ}{dl}}{1 - \frac{\alpha Q^2 b}{gA^3}}, \quad (29)$$

Zasada zachowania pędu pozwala na wyprowadzenie równania różniczkowego ruchu, w którym relacje współrzędnych U i v mogą kształtować się dowolnie. Z energetycznego punktu widzenia jest to więc metoda ogólniejsza. Na wydzieloną, między dwoma przekrojami poprzecznymi kanału, objętość kontrolną cieczy działają następujące siły: ciężar cieczy $G \sin \theta$, napory hydrostatyczne N_1 i N_2 oraz siła tarcia T (rys. 5). Stąd równanie wyjściowe dla przelewu bocznego, wg [27], można zapisać następująco:

$$\beta \rho (Q + \Delta Q)(v + \Delta v) - \rho \frac{dQ}{dl} \Delta l U - \beta \rho Q v = G \sin \theta + N_1 - N_2 - T, \quad (30)$$

gdzie: ρ – gęstość cieczy.

Lewa strona równania (30) ujmuje łączny przyrost pędu, prawa zaś łączny popęd siły. Dla infinytezymalnej⁸ długości przedziału Δl :

$$G \sin \theta = \rho g A i \Delta l, \quad (31a)$$

$$N_1 - N_2 = -\rho g A \Delta H, \quad (31b)$$

$$T = -\rho g A J \Delta l. \quad (31c)$$

⁸ Infinytezymalna wielkość – nieskończenie mała – w ujęciu matematycznym, lecz jednocześnie dostatecznie duża – w ujęciu fizycznym zjawiska.

Podstawiając powyższe związki do równania wyjściowego (30) i dzieląc obustronnie przez $\rho g A$, otrzymamy:

$$\frac{\beta}{gA}(Q + \Delta Q)(v + \Delta v) - \frac{1}{gA} \frac{dQ}{dl} \Delta l U - \frac{\beta}{gA} Q v = i \Delta l - \Delta H - J \Delta l. \quad (32)$$

Przekształcając lewą stronę równania (32) do postaci ($\beta = \text{idem}$):

$$\frac{1}{gA} \left[\beta(Qv + Q\Delta v + \Delta Qv + \Delta Q\Delta v - Qv) - \frac{dQ}{dl} \Delta l U \right] = i \Delta l - \Delta H - J \Delta l, \quad (33)$$

i pomijając $\Delta Q\Delta v$, jako człon niższego rzędu, oraz stosując równanie ciągłości ruchu, otrzymamy:

$$\frac{1}{g} \left(\beta v \Delta v + \beta \frac{v}{A} \Delta Q - \frac{dQ}{dl} \frac{U}{A} \Delta l \right) = i \Delta l - \Delta H - J \Delta l. \quad (34)$$

Dzieląc obustronnie przez Δl i biorąc operację lim, przy $\Delta l \rightarrow 0$, mamy

$$\frac{dH}{dl} + \beta \frac{v}{g} \frac{dv}{dl} = i - J - \beta \frac{v}{gA} \frac{dQ}{dl} + \frac{U}{gA} \frac{dQ}{dl}. \quad (35)$$

Stosując równanie ciągłości ruchu w postaci różniczkowej, otrzymamy:

$$\frac{dQ}{dl} = \frac{d(Av)}{dl} = v \frac{dA}{dl} + A \frac{dv}{dl}, \quad (36)$$

stąd:

$$\frac{dv}{dl} = \frac{1}{A} \left(\frac{dQ}{dl} - v \frac{dA}{dl} \right). \quad (37)$$

Zatem drugi człon lewej strony równania (35) przyjmie postać:

$$\beta \frac{v}{g} \frac{dv}{dl} = \beta \frac{v}{gA} \left(\frac{dQ}{dl} - v \frac{dA}{dl} \right). \quad (38)$$

Ponieważ

$$\frac{dA}{dl} = \frac{\partial A}{\partial l} + \frac{\partial A}{\partial H} \frac{dH}{dl}, \quad (39)$$

stąd:

$$\beta \frac{v}{g} \frac{dv}{dl} = \beta \frac{v}{gA} \frac{dQ}{dl} - \beta \frac{v^2}{gA} \frac{\partial A}{\partial l} - \beta \frac{v^2}{gA} \frac{\partial A}{\partial H} \frac{dH}{dl}. \quad (40)$$

Podstawiając (40) do (35) otrzymamy:

$$\frac{dH}{dl} - \beta \frac{v^2}{gA} \frac{\partial A}{\partial H} \frac{dH}{dl} = i - J - \beta \frac{2v}{gA} \frac{dQ}{dl} + \frac{U}{gA} \frac{dQ}{dl} + \beta \frac{v^2}{gA} \frac{\partial A}{\partial l}, \quad (41)$$

oraz

$$\frac{dH}{dl} = \frac{i - J - \frac{(2\beta v - U)}{gA} \frac{dQ}{dl} + \beta \frac{v^2}{gA} \frac{\partial A}{\partial l}}{1 - \beta \frac{v^2}{gA} \frac{\partial A}{\partial H}}. \quad (42)$$

Dla kanałów pryzmatycznych: $\partial A / \partial l = 0$ oraz $\partial A / \partial H = b$, wobec tego otrzymamy ostatecznie

$$\frac{dH}{dl} = \frac{i - J - \frac{(2\beta v - U)}{gA} \frac{dQ}{dl}}{1 - \beta \frac{Q^2 b}{gA^3}}. \quad (43)$$

Przyjmując $U = v$ ze wzoru (43), otrzymamy postać zbliżoną do równania (29), wyprowadzonego z różniczkowej postaci równania Bernoulliego:

$$\frac{dH}{dl} = \frac{i - J - \frac{(2\beta - 1)Q}{gA^2} \frac{dQ}{dl}}{1 - \frac{\beta Q^2 b}{gA^3}}. \quad (43a)$$

Obydwa równania (29) i (43a) są identyczne, jeśli $\alpha = \beta = 1$, a wówczas:

$$\frac{dH}{dl} = \frac{i - J - \frac{Q}{gA^2} \frac{dQ}{dl}}{1 - \frac{Q^2 b}{gA^3}}. \quad (43b)$$

Równanie (43) wyprowadzone z zasady zachowania pędu umożliwia dokonanie szerszej analizy możliwych teoretycznych kształtów zwierciadła wody na przelewie w porównaniu z równaniem (29), wyprowadzonym z równania Bernoulliego, co zostanie wykazane poniżej.

Przyjmując za Pietrovem [80,81], że kąt φ między wektorem prędkości średniej v głównej strugi ciecchy w kanale a wektorem prędkości v_b , oddzielającej się strugi bocznej jest stały na długości przelewu i równy 90° (stąd współrzędna składowej podłużnej

$U = 0$), a ponadto zakładając, że w wypadku małego spadku dna kanału ($i < i_{kr}$) siły tarcia równoważą się z siłami ciężkości ($i = J$), wówczas wychodząc ze wzoru (43), otrzymuje się:

$$\frac{dH}{dl} = \frac{-\frac{2\beta Q}{gA^2} \frac{dQ}{dl}}{1 - \frac{\beta Q^2 b}{gA^3}}. \quad (44)$$

Po zróżniczkowaniu (44) druga pochodna po l przyjmie postać ($\beta = \text{idem}$):

$$\frac{d^2H}{dl^2} = \frac{-\frac{2\beta}{g} \left(\frac{dQ}{dl} \frac{1}{A^2} - \frac{2Q}{A^3} \frac{dA}{dl} \right) \frac{dQ}{dl} - \frac{2\beta Q}{gA^2} \frac{d^2Q}{dl^2} + \frac{\beta}{g} \left(\frac{2Q}{A^3} \frac{dQ}{dl} - \frac{3Q^2}{A^4} \frac{dA}{dl} \right) \frac{dA}{dl}}{1 - \frac{\beta Q^2 b}{gA^3}}. \quad (45)$$

Gdy $i < i_{kr}$, wówczas mianownik prawej strony równania (45) spełnia relację

$$1 - \frac{\beta Q^2 b}{gA^3} < 1, \text{ ponieważ } \frac{\beta Q^2 b}{gA^3} = Fr^2, \text{ a } Fr < 1.$$

Uwzględniając fakt, że dQ jest ujemne (ubytek masy na długości dl przelewu) z równania (44) wynika, że dH/dl jest dodatnie, tzn. że głębokości H w osi kanału wzrastają na drodze l . Mamy wówczas do czynienia z tzw. krzywą spiętrzenia na przelewie. W celu określenia, w którą stronę skierowana jest wypukłość tej krzywej, należy zbadać znaki poszczególnych składników w liczniku równania (45). Druga pochodna po l równania różniczkowego (11) określającego strumień objętości przepływu przez przelew boczny przyjmuje postać:

$$\frac{d^2Q}{dl^2} = -\frac{3}{2} \mu \sqrt{2g(H-p)} \frac{dH}{dl}. \quad (46)$$

Ponieważ $dH/dl > 0$, więc $dA/dl > 0$ ($dA/dl = b dH/dl$) oraz $d^2Q/dl^2 < 0$, wynika stąd, że $d^2H/dl^2 < 0$, tzn. że krzywa spiętrzenia jest wypukła ku górze.

Gdy spadek dna kanału jest większy od krytycznego ($i > i_{kr}$), pomijając za Pietrovem [80] straty J , gdyż są małe w porównaniu ze spadkiem dna kanału, wtedy dla $U = 0$ będzie:

$$\frac{dH}{dl} = \frac{i - \frac{2\beta Q}{gA^2} \frac{dQ}{dl}}{1 - \frac{\beta Q^2 b}{gA^3}}. \quad (47)$$

Różniczkując równanie (47) po l , otrzymamy:

$$\frac{d^2H}{dl^2} = \frac{\frac{6\beta Q}{gA^3} \frac{dQ}{dl} \frac{dH}{dl} - \frac{2\beta Q}{gA^3} \frac{d^2Q}{dl^2} - \frac{2\beta}{gA^3} \left(\frac{dQ}{dl}\right)^2 - \frac{3\beta Q^2 b}{gA^3} \left(\frac{dH}{dl}\right)^2}{1 - \frac{\beta Q^2 b}{gA^3}}. \quad (48)$$

Ponieważ, w tym wypadku $\beta Q^2 b / (gA^3) > 1$, więc z równania (47) wynika, że $dH/dl < 0$. Mamy więc tutaj do czynienia ze zmniejszaniem się wysokości H na długości komory przelewowej, tj. z tzw. krzywą depresji na przelewie. Co dotyczy znaku d^2H/dl^2 w równaniu (48), to zależy on od wzajemnego stosunku składników w liczniku prawej strony tego równania. Gdy:

$$\frac{6\beta Q}{gA^3} \frac{dQ}{dl} \frac{dH}{dl} - \frac{2\beta Q}{gA^3} \frac{d^2Q}{dl^2} > \frac{2\beta}{gA^3} \left(\frac{dQ}{dl}\right)^2 + \frac{3\beta Q^2 b}{gA^3} \left(\frac{dH}{dl}\right)^2, \quad (49)$$

wówczas $d^2H/dl^2 < 0$, a na przelewie wystąpi krzywa depresji skierowana wypukłością ku górze. W przeciwnym wypadku relacji (49) wystąpi krzywa depresji o wypukłości skierowanej ku dołowi.

Do analogicznych wniosków co do kształtu zwierciadła wody na przelewie można dojść, analizując postać równania (43a), dla $U = v$. Przyjmując (za de Marchim, Pietrovem, Kurganovem,...) uproszczenie $i = J$, dla $i < i_{kr}$ łatwo wykazać, że wartość pochodnej dH/dl w równaniu (43a) będzie mniejsza od obliczonej według (44), tj. dla $U = 0$, ponieważ $2\beta > 2\beta - 1$. Znaczy to, że na przelewie wystąpi mniej stroma krzywa spiętrzenia, wypukłością skierowana ku górze. Gdy spadek dna kanału jest większy od krytycznego ($i > i_{kr}$), przy założeniu $J = 0$, będzie:

$$\frac{dH}{dl} = \frac{i - \frac{(2\beta - 1)Q}{gA^2} \frac{dQ}{dl}}{1 - \frac{\beta Q^2 b}{gA^3}}. \quad (50)$$

Również w tym wypadku wartość pochodnej dH/dl ze wzoru (50) będzie mniejsza od obliczonej z równania (47), tj. dla $U = 0$, gdyż liczniki obydwu równań spełniają nierówność (wobec $dQ/dl < 0$):

$$i + \frac{2\beta Q}{gA^2} \frac{dQ}{dl} > i + \frac{(2\beta - 1)Q}{gA^2} \frac{dQ}{dl}. \quad (51)$$

Wynika stąd, że na przelewie wystąpi mniej głęboka – łagodniejsza krzywa depresji (o wypukłości skierowanej ku górze lub ku dołowi). W analogiczny sposób można dowieść, że dla $U > v$ na przelewie wystąpi jeszcze łagodniejsza krzywa spiętrzenia,

jeśli $i < i_{kr}$, bądź jeszcze łagodniejsza krzywa depresji, jeśli $i > i_{kr}$, w porównaniu z omówionymi wcześniej kolejno wypadkami $U = 0$ oraz $U = v$.

Anweiler, w pracy [4], przedstawił równanie teoretycznej krzywej spiętrzenia na przelewie bocznym o krzywoliniowej wysokości krawędzi przelewowej ($dQ/dl = \text{idem}$) w warunkach spokojnego przepływu wody w prostokątnym kanale dopływowym. Wychodząc z równania ruchu ustalonego [80], podanego przez Nieńka:

$$d\left(\frac{\beta v^2}{2g}\right) + dH - i dl + J dl + \frac{\beta(v-U)v dQ}{gQ} = 0, \quad (52)$$

i zakładając (podobnie jak Kurganov), że prędkość v_b strugi bocznej jest proporcjonalna do prędkości średniej v w komorze przelewowej i tworzy z osią kanału stały kąt φ (stąd współrzędna podłużna $U = k \cdot v$), otrzymał:

$$\frac{\beta(2-k)Q}{gA^2} dQ - \frac{\beta Q^2 b}{gA^3} dH + dH = 0, \quad (53)$$

oraz

$$\frac{dH}{dl} = \frac{-\frac{\beta(2-k)Q}{gA^2} \frac{dQ}{dl}}{1 - \frac{\beta Q^2 b}{gA^3}}, \quad (54)$$

przy czym $i = J$, $\beta = \text{idem}$ oraz $dA = b dH$.

Dla warunku $k < 2$ licznik prawej strony równania (54) jest dodatni (wobec $dQ/dl < 0$), mianownik jest również dodatni ($i < i_{kr}$), stąd dH/dl jest funkcją rosnącą (krzywa spiętrzenia o wypukłości skierowanej ku górze). Gdy $k = 0$, tj. dla $U = 0$ równanie (54) sprowadza się do (44); podobnie gdy $k = 1$, tj. dla $U = v$, równanie (54) sprowadzić można do postaci:

$$\frac{dH}{dl} = \frac{-\frac{\beta Q}{gA^2} \frac{dQ}{dl}}{1 - \frac{\beta Q^2 b}{gA^3}}, \quad (54a)$$

tj. analogicznej do równania (29) przy $i = J$ oraz $\alpha = \beta = 1$. Łatwo wykazać natomiast, że dla $k = 2$, tj. przy $U = 2v$ wartość pochodnej dH/dl równałaby się zeru, co oznaczałoby równoległość linii zwierciadła wody do dna kanału pryzmatycznego – cecha ruchu równomiernego (wówczas $i = J$). Wynikałoby stąd, że założenie Anweilera a priori $i = J$ dla $k \geq 2$ w równaniach (53) i (54) jest fizycznie niewłaściwe.

2.3.2. Wyprowadzenie równania ruchu z ogólnej teorii nieustalonego ruchu cieczy ze zmianą masy i pędu

Równanie (52), przedstawione w pracach [4, 80], jest jednowymiarowym równaniem ruchu ustalonego z ubytkiem masy cieczy. Zostało wyprowadzone na podstawie prac Meščerskiego, Konovalowa i innych, cytowanych w pracach [67, 79, 81, 101], a dotyczących ogólnej teorii nieustalonego ruchu cieczy z równoczesnym dopływem i odpływem wzdłuż jego drogi. Stosując sformułowany przez Meščerskiego warunek dynamicznej równowagi poruszającego się ciała, z uwzględnieniem wszystkich sił zewnętrznych i wewnętrznych, w tym powstających na skutek zmiany masy i pędu, Konovalov wyprowadził jednowymiarowe równanie ruchu cieczy, przedstawione w pracy Siwonia [101], postaci:

$$\beta \frac{dv}{dt} + \frac{d}{dl} \left(\frac{P}{\rho} + zg \right) + Jg + \frac{v d\beta}{dt} + \frac{\beta(v - U')}{Q} \frac{dQ'}{dt} + \frac{\beta(v - U'')}{Q} \frac{dQ''}{dt} = 0, \quad (55)$$

gdzie: Q' , Q'' – strumienie objętości dopływu lub odpływu wzdłuż drogi głównej strugi cieczy,

U' , U'' – współrzędne składowych podłużnych wektorów prędkości strug bocznego dopływu lub odpływu na kierunku wektora prędkości średniej strugi głównej,

P – ciśnienie,

t – czas,

z – wysokość środka ciężkości przekroju poprzecznego głównej strugi cieczy nad poziomem porównawczym,

dla następujących założeń [101]:

- wszystkie siły zewnętrzne i wewnętrzne działające na infitezymalną objętość kontrolną strugi głównej cieczy mogą być określone wektorem ich wypadkowej,
- zmiana masy głównej strugi cieczy odbywa się w sposób ciągły,
- masa strugi cieczy nie zależy od jej prędkości,
- nie występuje przypadek równości dopływających i wypływających mas cieczy,
- prędkości przyłączających lub odłączających się mas są różne od prędkości przepływu głównej strugi cieczy.

Ponieważ wielkości v , Q' , Q'' , β są funkcjami drogi l i czasu t zatem:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{\partial v}{\partial l} v + \frac{\partial v}{\partial t},$$

$$\frac{dQ'}{dt} = \frac{\partial Q'}{\partial l} v + \frac{\partial Q'}{\partial t},$$

$$\frac{dQ''}{dt} = \frac{\partial Q''}{\partial l} v + \frac{\partial Q''}{\partial t}, \quad (55a)$$

$$\frac{d\beta}{dt} = \frac{\partial \beta}{\partial l} v + \frac{\partial \beta}{\partial t}.$$

W razie ustalonego ruchu cieczy ($\partial v/\partial t = 0$, $\partial Q'/\partial t = 0$, $\partial Q''/\partial t = 0$, $\partial \beta/\partial t = 0$), przyjmując wyłącznie dopływ lub odpływ mas cieczy wzdłuż drogi strugi głównej ($dQ' = dQ$ lub $dQ'' = dQ$), równanie wyjściowe (55) ma postać:

$$\beta \frac{dv}{dl} + \frac{d}{dl} \left(\frac{P}{\rho} + zg \right) + Jg + v^2 \frac{d\beta}{dl} + \frac{\beta(v-U)v}{Q} \frac{dQ}{dl} = 0. \quad (56)$$

Po podzieleniu przez g otrzymamy:

$$\frac{\beta v}{g} \frac{dv}{dl} + \frac{d}{dl} \left(\frac{P}{\rho g} \right) + \frac{dz}{dl} + J + \frac{v^2}{g} \frac{d\beta}{dl} + \frac{\beta(v-U)v}{gQ} \frac{dQ}{dl} = 0.$$

Przyjmując dla kanałów o swobodnym zwierciadle cieczy (57)

$$\frac{d}{dl} \left(\frac{P}{\rho g} \right) \equiv \frac{dH}{dl} \quad \text{oraz} \quad \frac{dz}{dl} \equiv -i,$$

po zastosowaniu wzoru (37) otrzymamy:

$$\frac{\beta v}{gA} \left(\frac{dQ}{dl} - \frac{v dA}{dl} \right) + \frac{dH}{dl} - i + J + \frac{v^2}{g} \frac{d\beta}{dl} + \frac{\beta(v-U)v}{gQ} \frac{dQ}{dl} = 0. \quad (58)$$

Podstawiając pochodną dA/dl z równania (39) do pierwszego składnika równania (58), składnik ten możemy wówczas zapisać następująco:

$$\frac{\beta v}{gA} \left(\frac{dQ}{dl} - \frac{v dA}{dl} \right) = \frac{\beta v}{gA} \frac{dQ}{dl} - \frac{\beta v^2}{gA} \frac{\partial A}{\partial l} - \frac{\beta v^2}{gA} \frac{\partial A}{\partial H} \frac{dH}{dl}, \quad (59)$$

a stąd po uporządkowaniu (58) uzyskamy:

$$\frac{dH}{dl} - \frac{\beta v^2}{gA} \frac{\partial A}{\partial H} \frac{dH}{dl} = i - J - \frac{v^2}{g} \frac{d\beta}{dl} - \frac{\beta v}{gA} \frac{dQ}{dl} + \frac{\beta v^2}{gA} \frac{\partial A}{\partial l} - \frac{\beta v^2}{gQ} \frac{dQ}{dl} + \frac{\beta U v}{gQ} \frac{dQ}{dl}. \quad (60)$$

Po dalszych przekształceniach równania (60) otrzymamy:

$$\frac{dH}{dl} \left(1 - \frac{\beta Q^2}{gA^3} \frac{\partial A}{\partial H} \right) = i - J - \frac{Q^2}{gA^2} \frac{d\beta}{dl} - \frac{2\beta Q}{gA^2} \frac{dQ}{dl} + \frac{\beta U}{gA} \frac{dQ}{dl} + \frac{\beta Q^2}{gA^3} \frac{\partial A}{\partial l}, \quad (61)$$

a dla $\partial A / \partial H = b$

$$\frac{dH}{dl} = \frac{i - J - \frac{Q^2}{gA^2} \frac{d\beta}{dl} - \frac{2\beta v}{gA} \frac{dQ}{dl} + \frac{\beta U}{gA} \frac{dQ}{dl} + \frac{\beta Q^2}{gA^3} \frac{\partial A}{\partial l}}{1 - \frac{\beta Q^2 b}{gA^3}}. \quad (62)$$

Dla kanałów pryzmatycznych $\frac{\beta Q^2}{gA^3} \frac{\partial A}{\partial l} = 0$, stąd ostatecznie:

$$\frac{dH}{dl} = \frac{i - J - \frac{Q^2}{gA^2} \frac{d\beta}{dl} - \frac{\beta(2v - U)}{gA} \frac{dQ}{dl}}{1 - \frac{\beta Q^2 b}{gA^3}}. \quad (63)$$

W równaniu ruchu postaci (57) dwa pierwsze składniki (po jego prawej stronie) charakteryzują zmianę właściwej energii kinetycznej i potencjalnej, głównej strugi cieczy w kanale. Pochozna dz/dl oznacza spadek dna kanału. Spadek hydrauliczny J charakteryzuje stratę energii właściwej (odniesionej do jednostki masy) głównej strugi cieczy na skutek hydraulicznych oporów tarcia. Składnik $(v^2/g) (d\beta/dl)$ ujmuje wpływ zmian współczynnika pędu β (rozkładów prędkości⁹), wzdłuż komory przelewowej, na wartość energii kinetycznej głównej strugi cieczy. Ostatni składnik po lewej stronie równania (57) charakteryzuje zmianę jednostkowej energii właściwej głównej strugi cieczy w kanale, wywołaną zaburzeniami (zmiany kąta φ i wartości współrzędnej podłużnej wektora prędkości v_b) przy ciągłym oddzielaniu się strug bocznego odpływu, tj. ciągłym zmniejszaniem się jego masy. Dla $U < v$, wobec $dQ/dl < 0$, mamy do czynienia ze zmniejszaniem się energii właściwej strugi głównej, natomiast dla $U > v$ – odwrotnie, następuje zwiększanie się tej energii.

Jak wynika z postaci (52) i (57) równań ruchu współczynnik pędu β , w ostatnich składnikach obu równań, odnosi się do różnicy $(v - U)$, co jest równoznaczne z tożsamością współczynnika β przy v i β przy U , lecz $U = v_b \cos \varphi$. Ponadto należy zwrócić

⁹ Rozkłady prędkości w komorze przelewowej nie mogą być opisane znanymi modelami krzywych wykładniczej bądź logarytmicznej – co zostanie wykazane w rozdziale 6.2.2.

uwagę na niejednoznaczność współczynników β w ostatecznych postaciach równań ruchu (43)¹⁰ i (63), wprowadzonych z zasady zachowania pędu. Mianowicie liczniki mnożników przy pochodnej dQ/dl w obydwu równaniach spełniają następującą relację $2\beta v - U > \beta(2v - U)$. Dotychczasowe stosowanie jednowymiarowych równań ruchu do opisu przestrzennego charakteru zjawiska (p. 6.1) sprawia więc trudności natury fizycznej.

Wyprowadzone w pracy równanie ruchu (63), opisujące kształt linii zwierciadła cieczy na przelewie bocznym, istotnie różni się od dotychczas stosowanych, m.in. składnikiem $(Q^2/gA^2)(d\beta/dl)$ powstałym w wyniku przyjęcia założenia, że współczynnik pędu β zmienia się istotnie na długości komory przelewowej. Wskazują na to badania El-Khashaba i Smitha [27] przelewów bocznych konwencjonalnych w kanałach otwartych o przekroju trapezowym.

2.4. Wnioski z przeglądu literatury

Z przedstawionego przeglądu podstawowej literatury dotyczącej omawianego zjawiska, zwłaszcza w odniesieniu do przelewów bocznych z rurą dławiącą, wynika, że problemami dotychczas nie rozwiązanymi bądź też niedostatecznie poznanymi są:

- warunki hydrauliczne kształtowania się zwierciadła cieczy w obrębie przelewu bocznego z rurą dławiącą, a także relacji prędkości U do v wzdłuż krawędzi przelewowych oraz wartości współczynnika przepływu μ ,
- wpływ kształtu przekroju poprzecznego kanału dopływowego i komory przelewowej, w tym także obecności komór uspokajających przepływ (zwłaszcza za przelewem), na warunki hydrauliczne działania przelewu,
- niejednoznaczność fizyczna dotychczasowych postaci jednowymiarowych równań ruchu ustalonego nierównomiernego z ubytkiem masy,
- rozkłady prędkości i zakres zmienności współczynników α i β w kanale dopływowym i komorze przelewowej przedmiotowych przelewów.

Na obecnym etapie wiedzy należy:

- zastosować ideę analitycznego opisu działania przelewów bocznych (konwencjonalnych) do opracowania modelu matematycznego działania przelewów bocznych z rurą dławiącą,
- udoskonalić dotychczasowy standard budowy bocznych przelewów burzowych z rurą dławiącą, tj. wprowadzić komory uspokajające przepływ przed, a zwłaszcza za przelewem,
- zbadać kształt zwierciadła wody w obrębie przelewu bocznego z rurą dławiącą, w tym z obecnością komór uspokajających oraz określić warunki hydrauliczne i parametry spokojnego przepływu na przelewie,

¹⁰ Równanie (43) zostało wyprowadzone na podstawie założeń El.-Khashaba i Smitha, opisanych równaniami wyjściowymi (30) i (31a,b,c), dla $\beta = \text{idem}$.

- wychodząc z zasady zachowania pędu, ustalić właściwą fizykalnie postać jednowymiarowego równania ruchu ustalonego, nierównomiernego z ubytkiem masy w odniesieniu do przepływów na przelewach bocznych w tym z rurą dławiącą,
- zbadać empirycznie wielkości i współczynniki w nowej postaci równania ruchu, z uwzględnieniem kształtu przekroju poprzecznego kanału, dla przypadków występujących w praktyce,
- opracować procedury rozwiązań ogólnych i szczegółowych służących do wymiarowania przelewów bocznych z rurą dławiącą w warunkach przepływu ustalonego i określonych parametrów ruchu,
- zbadać możliwość opracowania modelu wielowymiarowego – przestrzennego opisu przedmiotowego zjawiska, z uwzględnieniem nieustalonego ruchu cieczy w kanale (co wiąże się z czasem działania przelewów w ciągu roku – objętością zrzutu ścieków do odbiornika).

3. CEL I ZAKRES PRACY

Dotychczasowe metody służące do wymiarowania hydraulicznego przelewów bocznych z rurą dławiącą uznano za zbyt uproszczone, umożliwiające jedynie obliczenia szacunkowe, co może prowadzić do błędów projektowych. Rozpowszechnione obecnie standardy budowy tego typu przelewów, zwłaszcza z ukośną krawędzią przelewową, są niewątpliwie zwartymi i sprawnymi pod względem hydraulicznym konstrukcjami, lecz są nie do przyjęcia ze względu na ochronę odbiornika przed zrzutami z przelewów burzowych rumowiska wlezonego. Wprowadzenie komór uspokajających przepływ, zwłaszcza za przelewem z jednoczesnym stosowaniem wysokich progów przelewowych, przyczyni się do zatrzymania znacznej części rumowiska w kolektorze i skierowanie go do oczyszczalni ścieków.

Niniejsza praca ma na celu:

1. Zbadanie zjawisk hydraulicznych towarzyszących działaniu przelewów bocznych z rurą dławiącą w szerokim zakresie zmian parametrów ruchu wraz z dokonaniem klasyfikacji i podziałem przepływów na modelach.

2. Zmodyfikowanie postaci jednowymiarowego równania różniczkowego ruchu ustalonego, nierównomiernego nieściśliwej cieczy niutonowskiej w odniesieniu do opisu przepływów w kanale, o dowolnym kształcie przekroju poprzecznego, z bocznym przelewem o krawędziach równoległych do dna kanału a także do jego osi.

3. Zbadanie na modelach fizycznych bezwymiarowych współczynników w zmodyfikowanym równaniu ruchu i podanie wzorów umożliwiających ich wyznaczenie w warunkach spokojnego przepływu na przelewie bocznym z rurą dławiącą.

4. Przedstawienie rozwiązania bezwymiarowej postaci zmodyfikowanego równania ruchu dla zbadanych warunków hydraulicznych (brzegowych) i określonych parametrów ruchu.

5. Podanie odpowiedniego rozwiązania uogólnionego równania Bernoulliego w odniesieniu do opisu przepływu cieczy w rurze dławiącej – przedmiotowych przelewów, dla przypadków występujących w praktyce.

6. Opracowanie modelu matematycznego działania ostrokrawędziowych, nie zatopionych, bocznych przelewów burzowych o wysokich krawędziach przelewowych z komorą uspokajającą za przelewem oraz zatopionym odpływem ścieków z rury dławiącej – w postaci procedury służącej do ich wymiarowania hydraulicznego wraz z przykładem obliczeniowym.

Zrealizowanie głównego celu pracy, tj. opracowanie podstaw wymiarowania przedmiotowych przelewów, wymagało sformułowania odpowiednich założeń teoretycznych, a następnie dokonania ich doświadczalnej weryfikacji.

W rozdziale 4. przedstawiono rozważania zmierzające do określenia podstaw hydraulicznych modelu matematycznego zjawiska. Ustalono kryterium podobieństwa modelowego badanych zjawisk odnośnie do przepływów cieczy w kanale z bocznym przelewem i rurą dławiącą. Schemat działania rury dławiącej oparto na uogólnionym równaniu Bernoulliego, a do obliczeń strat tarcia w komorze przelewowej zaproponowano wykorzystanie wzoru Manninga. Kompleksowe badania zjawisk hydraulicznych towarzyszących działaniu bocznych przelewów jedno- i dwustronnych z rurą dławiącą przeprowadzono w dwóch etapach:

- etap I – badania głównie jakościowe, w tym na modelach fizycznych w skali liniowej $\zeta_l = 15$, w szerokim zakresie zmian parametrów ruchu na przelewach bocznych o niskich i wysokich progach przelewowych (pierwszego i drugiego rodzaju),
- etap II – badania jakościowe i ilościowe zjawisk, w tym na modelach fizycznych w skali liniowej $\zeta_l = 5$, z uwzględnieniem zmian istotnych parametrów ruchu na przelewach bocznych o wysokich progach (drugiego rodzaju) z komorą uspokajającą za przelewem.

W rozdziałach 5. i 6. przedstawiono analizę i interpretację wyników badań modelowych wykonanych, odpowiednio w I i II etapie badań. I tak w I etapie dokonano klasyfikacji i podziału przepływów w kanale z bocznym przelewem oraz ustalono warunki hydrauliczne (brzegowe) wystąpienia na przelewie spokojnego przepływu (tj. krzywej spiętrzenia). Na podstawie analizy wymiarowej sformułowano wzory fizyczne na strumień objętości przepływu przez boczne przelewy jedno- i dwustronne, dla których ustalono wzory empiryczne na współczynnik μ przelewu. Wykazano istotność dokładnej miary pola powierzchni umownego przekroju przepływowego na dokładność aproksymowanych charakterystyk hydraulicznych przelewu. Na tej podstawie zaproponowano nowy sposób zapisu tych charakterystyk – we współrzędnych bezwymiarowych. Wykazano, że postać wzoru (11) określającego dQ/dl ma zastosowanie do przelewów bocznych pod warunkiem, że poda się odpowiednie wzory określające współczynnik μ . Dyskusja wyników badań I etapu umożliwiła zaprogramowanie badań modelowych II etapu, które poprzedzono wyprowadzeniem właściwego fizycznie równania ruchu cieczy w kanale z bocznym przelewem. Dla warunków spokojnego przepływu na przelewie zbadano funkcje współczynników bezwymiarowej postaci równania ruchu, uzależniając je od zdefiniowanych liczb podobieństwa zjawisk (parametrów ruchu). Przedstawione w pracy rozwiązania zmodyfikowanego równania ruchu i uogólnionego równania Bernoulliego stanowią model matematyczny działania przedmiotowych przelewów. Na tej podstawie, w rozdziale 7., podano procedurę obliczeniową do wymiarowania bocznych przelewów burzowych z rurą dławiącą i komorą uspokajającą oraz zamieszczono przykład jej zastosowania.

Rozdział 8 zawiera podsumowanie rezultatów, uwagi końcowe i wnioski, w tym co do dalszych badań.

4. ZAŁOŻENIA WSTĘPNE DO MODELOWANIA FIZYCZNEGO I MATEMATYCZNEGO PRZELEWÓW BOCZNYCH Z RURĄ DŁAWIĄCĄ

4.1. Określenie kryterium podobieństwa badanych zjawisk

Teoria podobieństwa mechanicznego i analiza wymiarowa umożliwiają jakościowy i ilościowy opis rzeczywistego obrazu zjawiska na podstawie badań modelowych pod warunkiem zachowania w modelu i oryginale podobieństwa geometrycznego, kinematycznego i dynamicznego. Przyjmując, że ruch cieczy nieściśliwej opisuje równanie Naviera–Stokesa, zachowanie pełnego podobieństwa zjawisk, modelowego i rzeczywistego, wymaga spełnienia czterech kryteriów podobieństwa. Są nimi równości liczb Froude’a, Eulera, Reynoldsa i Strouhala [44, 127]. Kryteria równości liczb Eulera i Strouhala nie mają zastosowania w kanałach o swobodnym przepływie cieczy i ruchach ustalonych. Zwierciadło cieczy w kanałach znajduje się bowiem pod ciśnieniem barometrycznym, a ciśnienie to nie ma wpływu na przebieg zjawisk przepływowych w tych warunkach. W badaniach kanałów otwartych przyjmuje się jak dotychczas za podstawę do rozważań ruch ustalony, który może być co najwyżej nierównomierny, ale niezależny od czasu. Pozostają więc do spełnienia kryteria równości liczb Froude’a i Reynoldsa, które interpretuje się odpowiednio jako stosunek siły ciężkości do siły bezwładności (Fr) oraz jako stosunek sił oporu, spowodowanych lepkością cieczy, do siły bezwładności (Re). Równoczesne spełnienie tych dwóch kryteriów wymagałoby zastosowania w badaniach modelowych różnych cieczy (w modelu i w obiekcie rzeczywistym – oryginale), gdyż musi być wtedy spełniony następujący warunek skal [44, 52, 127]:

$$\zeta_I = \zeta_v^{3/2}, \quad (64)$$

gdzie: ζ_v – skala współczynnika lepkości cieczy.

Uwzględniając siłę tarcia, wywołaną lepkością wody, jak i siłę ciężkości, wywołaną grawitacją, ruch wody w kanałach otwartych klasyfikują więc odpowiednio bezwymiarowe liczby podobieństwa przepływów Re i Fr . W odniesieniu do kanałów zamkniętych częściowo wypełnionych (o swobodnej powierzchni cieczy):

$$Re_k = \frac{v R_h}{\nu} \quad (65)$$

gdzie: Re_k – liczba Reynoldsa w kanale częściowo wypełnionym,
 R_h – promień hydrauliczny; $R_h = A/O_z$, tj. stosunek pola powierzchni przekroju przepływowego A do obwodu zwilżonego O_z ,
 ν – kinematyczny współczynnik lepkości.

W zależności od wartości liczby Re_k w kanale występuje [16, 37, 90]:

$Re_k < 500$ – ruch laminarny (uwarstwiony),

$Re_k > 2000$ (1000 wg [15]) – ruch turbulentny (burzliwy),

$500 \leq Re_k \leq 2000$ (1000 wg [15]) – ruch przejściowy.

W odniesieniu do kanałów o przekroju kołowym, całkowicie wypełnionych (rura dławiąca w przelewie bocznym niekonwencjonalnym), tj. gdy $R_h = d_r/4$, wówczas [15,19]:

$$Re = \frac{v d_r}{\nu} \quad (66)$$

dla: $Re < 2000$ – ruch laminarny,

$Re > 4000$ – ruch turbulentny,

$2000 \leq Re \leq 4000$ – ruch przejściowy.

Spełnienie kryterium Reynoldsa dla modelu (Re_M) i warunków rzeczywistych (Re_N) wymaga, aby $Re_M = Re_N$. Eksperymenty na modelach prowadzono dla turbulentnego przepływu wody w kanałach i w rurze dławiącej.

Liczba Froude'a definiowana jest następująco [33, 90, 105]:

$$Fr = \frac{v}{\sqrt{gH}}, \quad (67)$$

dla: $Fr < 1$ – ruch spokojny (tzw. nadkrytyczny),

$Fr > 1$ – ruch rwący (tzw. podkrytyczny),

$Fr = 1$ – ruch krytyczny (tzw. nietrwący).

Spełnienie kryterium Froude'a w modelu i w warunkach rzeczywistych wymaga równości liczb $Fr_M = Fr_N$. W badaniach modelowych przelewów bocznych z rurą dławiącą spełnienie warunku (64) uznano za technicznie niemożliwe [72, 73]. Za decydujące o przebiegu badanych zjawisk uznano siły ciężkości, co było równoznaczne z przyjęciem za kryterium podobieństwa modelowego zjawisk równości tylko liczb Froude'a (67), z zachowaniem warunku turbulentnego przepływu wody w rurze dławiącej, wg (66).

4.2. Analiza strat hydraulicznych w rurze dławiącej

Działanie rury dławiącej w przelewie bocznym polega na przepływie cieczy między dwoma zbiornikami otwartymi połączonymi rurociągiem. Różnicę wysokości zwierciadeł wody ΔH_o przy przepływie strumienia objętości Q_o w rurze dławiącej można

określić z uogólnionego równania Bernoulliego, napisanego dla przekrojów umiejscowionych na poziomie swobodnego zwierciadła cieczy w komorze przelewowej oraz tuż za wylotem z rury dławiącej (rys.6):

$$z_1 + \frac{P_b}{\rho g} = z_2 + \frac{P_b}{\rho g} + \frac{\alpha v_o^2}{2g} + \zeta_w \frac{v_o^2}{2g} + \lambda \frac{l_r}{d_r} \frac{v_o^2}{2g}, \quad (68)$$

gdzie: P_b – ciśnienie barometryczne,

v_o – prędkość średnia w rurze dławiącej przy strumieniu objętości Q_o ,

ζ_w – współczynnik strat miejscowych na wlocie do rury dławiącej,

λ – współczynnik oporów liniowych,

l_r – długość rury dławiącej,

Różnica zwierciadeł cieczy ΔH_o (podczas przepływu Q_o w rurze dławiącej) wyniesie:

$$z_1 - z_2 \equiv \Delta H_o = \frac{\alpha v_o^2}{2g} + \zeta_w \frac{v_o^2}{2g} + \lambda \frac{l_r}{d_r} \frac{v_o^2}{2g}. \quad (69)$$

W rurze dławiącej występują więc następujące straty energetyczne:

1. Straty miejscowe na wlocie do rury $\zeta_w v_o^2/2g$, przy czym [19, 44, 55]:

$$\zeta_w = 0,5 \left(1 - \frac{A_r}{A_k} \right) \leq 0,5 \quad (70)$$

gdzie: A_r/A_k – stosunek pola powierzchni przekroju przepływowego rury dławiącej i komory przelewowej.

Na podstawie badań przelewów bocznych z rurą dławiącą przyjmuje się najczęściej wartość współczynnika strat wlotowych w wysokości [42, 83, 85]: $\zeta_w = 0,40^1$ – dla ostrych krawędzi wlotowych ($\zeta_w = 0,25$ – dla krawędzi zaokrąglonych).

2. Straty liniowe w rurze dławiącej $\lambda \frac{l_r}{d_r} \frac{v_o^2}{2g}$, ze wzoru Darcy–Weisbacha, przy

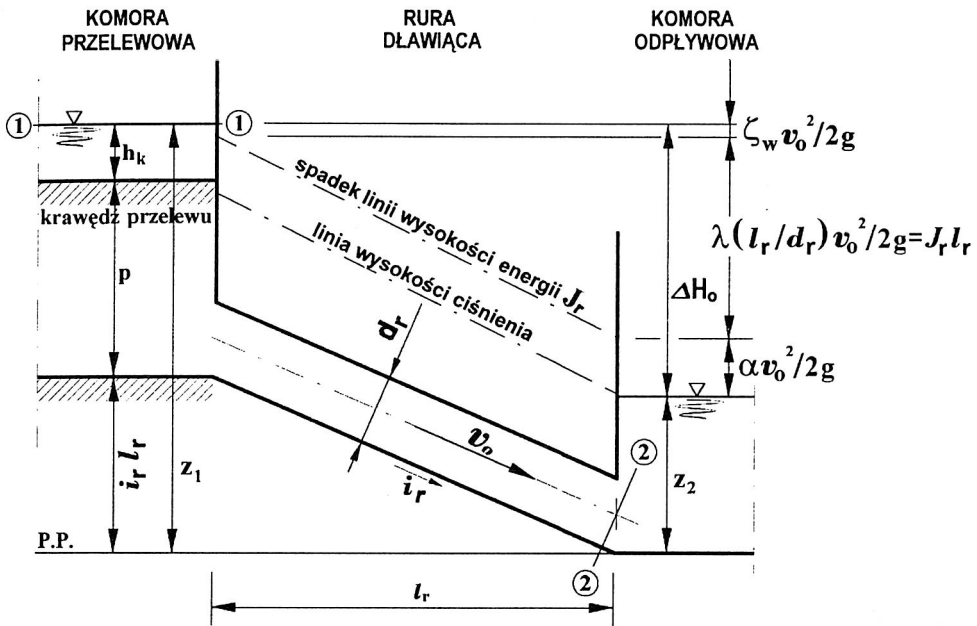
czym:

$$\lambda = \frac{8g}{C^2}, \quad (71)$$

gdzie: C – współczynnik prędkości Chezy, w ruchu turbulentnym:

$$C = \frac{1}{n} R_h^{1/6}, \quad (72)$$

¹ Według badań Kallwassa [45,46] $\zeta_w = 0,35$ – dla ostrych krawędzi wlotowych.



Rys. 6. Schemat do obliczeń strat w rurze dławiącej dla strumienia Q_0

stąd:

$$\lambda = \frac{8gn^2}{R_h^{1/3}}. \quad (73)$$

Współczynnik λ można także obliczyć [55, 83] ze wzoru Colebrooka–White'a (dla wszystkich obszarów ruchu turbulentnego):

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \lg \left[\frac{2,51}{Re\sqrt{\lambda}} + \frac{k_z/d_r}{3,71} \right], \quad (74)$$

gdzie: k_z/d_r – chropowatość względna rury dławiącej ($k_z \geq 1,5$ mm według [55], bądź $k_z \geq 0,25$ mm [83]).

Według pracy [85] można przyjmować stałą wartość współczynnika $\lambda = 0,035^2$.

3. Straty miejscowe na wylocie z rury dławiącej, równe wysokości energii kinetycznej $\alpha v_0^2/2g$, przy czym najczęściej przyjmuje się $\alpha = 1,0$ [42, 45, 83, 85] bądź $\alpha = 1,1$ [40]. Według badań Laco, cytowanych w pracy [71], w rurociągach ciśnienio-

² Gdy prędkość w rurze dławiącej jest rzędu 2,0 m/s, wówczas $\lambda \cong 0,035$ wystąpi np. dla $d_r = 0,2$ m i $k_z \cong 1,5$ mm oraz $d_r = 0,5$ m i $k_z \cong 4,0$ mm, itd. Założono więc tutaj praktycznie stałą wartość chropowatości względnej k_z/d_r , co wydaje się niewłaściwe, zwłaszcza przy obecnej technologii produkcji rur.

wych odprowadzających ścieki z separatorów i przelewów burzowych, $\alpha \in \langle 1,05; 1,08 \rangle$ dla $\lambda \in \langle 0,017; 0,031 \rangle$:

$$\alpha = 1 + 2,93\lambda - 1,55\lambda^{3/2}. \quad (75)$$

Ostatecznie równanie (69) możemy więc zapisać:

$$\Delta H_o = \left(\alpha + \zeta_w + \frac{\lambda l_r}{d_r} \right) \frac{v_o^2}{2g}. \quad (76)$$

Charakterystykę przepływu rury dławiącej można przedstawić w postaci:

$$\Delta H_o = K_r Q_o^2, \quad (77)$$

w której: K_r – współczynnik oporności hydraulicznej rury dławiącej:

$$K_r = \frac{8 \left(\alpha + \zeta_w + \frac{\lambda l_r}{d_r} \right)}{g\pi^2 d_r^4} \quad (78)$$

bądź według [72, 73]:

$$Q_o = K_d \sqrt{\Delta H_o}, \quad (79)$$

gdzie: K_d – współczynnik dławienia:

$$K_d = \frac{1}{\sqrt{K_r}}, \quad (80)$$

więc

$$K_d = \sqrt{\frac{g\pi^2 d_r^4}{8 \left(\alpha + \zeta_w + \frac{\lambda l_r}{d_r} \right)}}. \quad (81)$$

4.3. Analiza oporów tarcia w kanale z bocznym przelewem

W czasie ruchu cieczy niutonowskiej powstają naprężenia styczne τ , skierowane przeciwnie do kierunku przepływu, które są oporami ruchu. Naprężenia te występują przede wszystkim na styku cieczy ze ścianą kanału³ [7, 44, 77]. Na pokonanie oporów ruchu cieczy zużywana jest część całkowitej energii strugi głównej w kanale, która zamieniona na ciepło zostaje bezpowrotnie stracona. Między tak powstającymi stratami a naprężeniami stycznymi τ , reprezentującymi siły tarcia, istnieje ścisły związek,

³ Na powierzchni swobodnej (styk fazy ciekłej i gazowej) naprężenia styczne są pomijalnie małe, na skutek małej gęstości powietrza w stosunku do gęstości wody.

nazywany podstawowym równaniem ustalonego ruchu równomiernego. Równanie to można wyprowadzić z zasady zachowania pędu przyrównując do zera prawą stronę równania wyjściowego (30) – reprezentującą łączny popęd sił działających na ciecz zawartą między dwoma przekrojami (rys. 5). Wykorzystując zależności (31a), (31b) i (31c) możemy napisać:

$$\rho g A i \Delta l - \rho g A \Delta H - \rho g A J \Delta l = 0. \quad (82)$$

Ponieważ w ruchu równomiernym $H_1 = H_2$, stąd $\Delta H = 0$, więc

$$\rho g A \Delta l (i - J) = 0. \quad (83)$$

Wynika stąd równość spadków hydraulicznych ($i = J$). Z definicji siły tarcia:

$$T = \tau O_z \Delta l \quad (84)$$

gdzie: $O_z \Delta l$ – powierzchnia zwilżona.

Z porównania zależności (84) i (31c) otrzymamy:

$$\tau = \rho g \frac{A}{O_z} J = \rho g R_h J. \quad (85)$$

Uwzględniając, że w ruchu równomiernym $i = J$, otrzymamy ostatecznie podstawowe równanie ruchu ustalonego równomiernego postaci:

$$\tau = \rho g R_h i. \quad (86)$$

Z równania (86) wynika, że naprężenia styczne τ są wprost proporcjonalne do promienia hydraulicznego R_h oraz spadku i dna kanału. Chezy przyjął dodatkowe założenie, że w ruchu równomiernym naprężenia styczne są proporcjonalne również do kwadratu średniej prędkości strugi głównej w kanale:

$$\tau = C_p v^2, \quad (87)$$

gdzie: C_p – współczynnik proporcjonalności.

Po przyrównaniu stronami równań (86) i (87) otrzymamy:

$$\rho g R_h i = C_p v^2, \quad (88)$$

stąd:

$$v = C \sqrt{R_h i}, \quad (89)$$

gdzie: C – współczynnik prędkości Chezy:

$$C = \sqrt{\frac{\rho g}{C_p}}. \quad (90)$$

Wzór (89) określający średnią prędkość przepływu w kanałach otwartych stanowi ogólną postać wzorów grupy Chezy, różniących się zależnościami na współczynnik

prędkości C . Zwykle $C = f(n, R_h, i, \lambda)$. W kanalizacji współczynnik C jest najczęściej obliczany ze wzoru Manninga (72), przy czym [10, 11]:

$n = 0,013$ – kanały ściekowe całkowicie wypełnione bądź częściowo dla $Re_k > 500000$;

$n \in \langle 0,024; 0,013 \rangle$ dla $Re_k \in \langle 20000; 500000 \rangle$ – kanały częściowo wypełnione (ogólnie: $n = f(H, Re)$).

Przyjmując założenie, że spadek hydrauliczny J w ruchu nierównomiernym może być obliczany ze wzorów wyprowadzonych dla ruchu równomiernego, z uwzględnieniem rzeczywistej wysokości strumienia H w danym przekroju kanału (gdy $n = \text{const}$), na podstawie (72), (85) i (89) otrzymamy:

$$Q = n^{-1} A R_h^{2/3} J^{1/2}, \quad (91)$$

stąd⁴:

$$J = \frac{n^2 Q^2}{A^2 R_h^{4/3}}. \quad (92)$$

Ponieważ na przelewie bocznym o wysoko założonej krawędzi przelewowej mamy do czynienia z ruchem nierównomiernym (rozdz. 5.2.), ściślej z wysokościami swobodnej powierzchni wody H większymi od wysokości normalnych H_n , toteż zachodzą tutaj następujące relacje $A^2 > A_n^2$ oraz $R_h^{4/3} > R_{hn}^{4/3}$. Uwzględniając ponadto fakt, że strumień objętości przepływu $Q(l)$ zmniejsza się na długości komory przelewowej, stąd na podstawie (92): $J < J_n$, a także $J < i$.

W wypadku modelowania przepływów cieczy w długich kanałach staje się więc konieczne uwzględnienie oporów ruchu powodujących straty na długości. Po zastosowaniu wzoru Manninga na średnią prędkość przepływu otrzymamy [54]:

$$\zeta_v = \zeta_n^{-1} \zeta_{Rh}^{2/3} \zeta_i^{1/2}. \quad (93)$$

gdzie: $\zeta_v, \zeta_n, \zeta_{Rh}, \zeta_i$ – skale, odpowiednio, wielkości v, n, R_h, i .

Porównując wyrażenie określające skalę prędkości (93) ze skalą prędkości wynikającą z przyjęcia kryterium równości liczb Froude'a dla przepływów w modelu i w rzeczywistości

$$\zeta_v = \zeta_i^{1/2}, \quad (94)$$

otrzymamy:

$$\zeta_n^{-1} \zeta_l^{2/3} = \zeta_i^{1/2}, \quad (95)$$

przy czym $\zeta_i = 1$ oraz $\zeta_{Rh} = \zeta_l$. Stąd skala współczynnika chropowatości kanału wyniesie:

$$\zeta_n = \zeta_l^{1/6}. \quad (96)$$

⁴ Promień hydrauliczny zmienia się nieciągłe na długości kanału, co wynika z pojawienia się wycięcia w ścianie bocznej kanału stanowiącego przelew, np. przed przelewem $R_h = bH/(2H + b)$, a w komorze przelewowej $R_h = bH/(H + p + b)$ – w kanale prostokątnym z przelewem jednostronnym.

Dla modelu o skali liniowej $\zeta_l = 15$ (I etapu badań), w wyniku pomiarów wzorcujących kanał dopływowy przed przelewem (wykonany ze szkła organicznego) ustalono $n_M = 0,0089$, stąd w naturze $n_N = 0,014$ [72]. Model przelewu w skali liniowej $\zeta_l = 5$ (II etap badań) wykonano z winiduru i PCV o chropowatości ścian $n_M \cong 0,01$, stąd na podstawie (96), $n_N \cong 0,013$. Należy zatem wnioskować, że warunki hydrauliczne w obydwu modelach odnośnie do strat liniowych były adekwatne do rzeczywistości.

5. ANALIZA I INTERPRETACJA WYNIKÓW BADAŃ I ETAPU

5.1. Metodyka i zakres badań modelowych

Opis stanowiska doświadczalnego i podstawowy zakres pomiarów w I etapie badań modelowych przedstawiono w rozdz. 2.2.2 pracy (rys. 3 i 4).

Podczas zmian parametrów liniowych przelewów bocznych, jednostronnych [72] i dwustronnych [73], takich jak długość i wysokość krawędzi przelewowych, spadek podłużny dna kanału dopływowego, oraz podczas zmian strumienia objętości dopływu Q_d i stosunku strumieni Q_o/Q_d dokonywano pomiarów ukształtowania się zwierciadła wody w osi kanału dopływowego i komory przelewowej oraz nad krawędziami przelewowymi. Pomiar wysokości wypełnienia kanału wykonywano głębokościomierzem kolcowym w czternastu stałych przekrojach poprzecznych. W zależności od długości l_p krawędzi przelewowych było to w 5 przekrojach poprzecznych komory przelewowej dla $l_p = 100$ mm oraz odpowiednio – w 7 przekrojach dla $l_p = 200$ mm i w 9 przekrojach – dla $l_p = 300$ mm. Pozostałe przekroje znajdowały się w kanale dopływowym powyżej komory przelewowej. Pomiar wykonywano po ustaleniu się warunków przepływu w modelu. Mierzono temperaturę wody, strumień objętości Q_d na zasilaniu (trójkątny przelew pomiarowy nr 1 – rys. 3), strumień przepływu Q przez przelew boczny (przelew pomiarowy nr 2) oraz dodatkowo strumień objętości przepływu Q_o w rurze dławiącej (metodą objętościową bądź rotametrem).

Wyniki pomiarów własnych badań, zamieszczone w raportach [72,73], wykorzystano w niniejszej pracy do dokonania klasyfikacji i podziału przepływów cieczy w kanałach z bocznymi przelewami o niskich i wysokich koronach przelewowych (rozd. 5.2), a także – po ich ponownej interpretacji – do analizy wpływu parametrów liniowych przelewu na strumień objętości przepływu Q (rozd. 5.3.1). Po analizie wyników szerokiego zakresu pomiarów w modelu [72, 73] – o prostokątnym przekroju poprzecznym kanału dopływowego ($b = 100$ mm) z bocznymi przelewami jedno- i dwustronnymi ($s = 2$ mm) oraz rurą dławiącą ($d_r = 30$ mm) na potrzeby tej pracy wykonano badania wpływu:

- kołowego kształtu przekroju poprzecznego kanału dopływowego i komory przelewowej o średnicy $D = 95$ mm,

- praktycznego kształtu profilu korony przelewowej o szerokości $s = 4,5$ i $9,0$ mm, z zachowaniem warunków swobodnego przepływu przez przelew i spełnieniem kryterium ostrokrawędziowego działania ($s \leq 0,5h$ [46, 84]), a także o większej szerokości korony $s = 19$ mm – nie spełniającej ostatniego kryterium,
- zwiększenia średnicy wlotu do rury dławiącej – $d_r = 40$ mm, lecz z zachowaniem relacji $d_r < p$,

na działanie przelewów bocznych z rurą dławiącą o wysokich koronach przelewowych, w zakresie zadania badawczego nr 5 – wg rys. 4.

Wyniki tych pomiarów naniesiono na wykresy (rys. 17 i 18) zamieszczone w rozdziałach 5.3.1.2, a także w 5.3.2, gdzie przedstawiono ich analizę i dyskusję.

Na podstawie wyników badań modelowych I etapu sformułowano założenia teoretyczne do analitycznego opisu przepływów cieczy na przelewach bocznych we współrzędnych bezwymiarowych (rozd. 5.4 i 5.5).

5.2. Klasyfikacja i podział przepływów w modelu

W przelewach bocznych nie zatopionych z rurą dławiącą można wyróżnić trzy zasadniczo różniące się przepływy:

- przepływ o swobodnej powierzchni w kanale dopływowym i komorze przelewowej (przy częściowym ich wypełnieniu),
- przepływ o swobodnej strudze przez koronę bocznego przelewu,
- przepływ ciśnieniowy (pełnym przekrojem) w rurze dławiącej.

Dwa pierwsze rodzaje przepływów stanowią przedmiot prezentowanych badań, natomiast trzeci można traktować jako fizycznie poznany (rozd. 4.2).

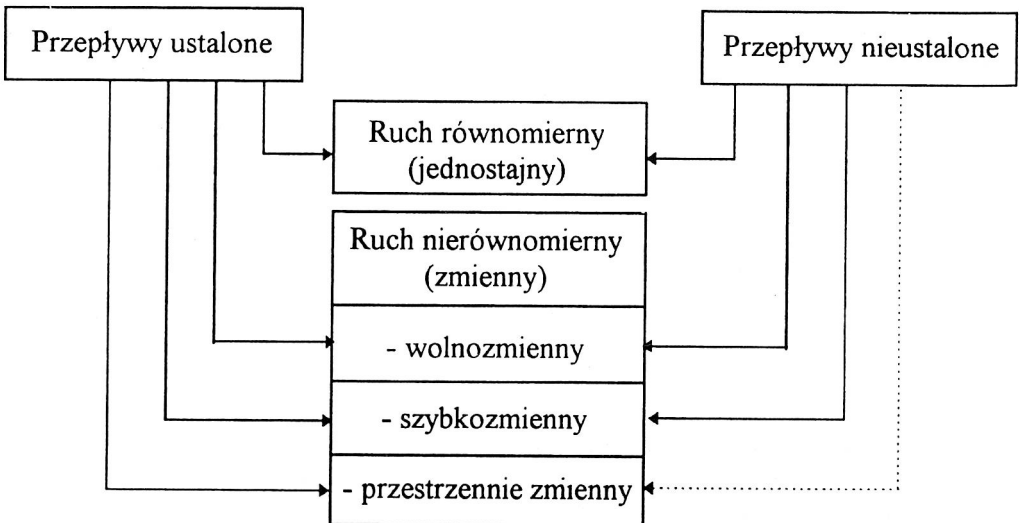
Ruch cieczy niutonowskiej w kanałach zamkniętych przy częściowym ich wypełnieniu jest wywołany działaniem siły grawitacji. Odcinki przewodów kanalizacyjnych cechuje stały przekrój poprzeczny, niezmienny spadek podłużny dna i stała na ogół chropowatość ścian. Zjawisko przepływu cieczy ze swobodną powierzchnią pod ciśnieniem barometrycznym jest niezwykle złożone, ponieważ wypełnienie kanału, strumień objętości przepływu, spadek dna kanału i zwierciadła cieczy są ze sobą ściśle powiązane. Położenie zwierciadła cieczy może zmieniać się w czasie na długości kanału w zależności od zmian strumienia objętości. Jest to istotne utrudnienie w klasyfikacji przepływów. Ogólnie za klasyczną przyjąć można tutaj systematykę zaproponowaną przez Chowa [16] i Hendersona [37], uzupełnioną nowszymi propozycjami Chadwicka i Morfetta [15] oraz Dołęgi i Rogali [26, 90]. Przyjmując głębokość wypełnienia kanału w jego osi jako główny parametr charakteryzujący ruch cieczy w kanałach, przy częściowym ich wypełnieniu, można podzielić przepływy na ustalone i nieustalone, tzn. takie dla których głębokość wypełnienia kanału w określonym przekroju jest niezależna bądź zależna od czasu (rys. 7).

Przepływy ścieków w kanałach mogą być traktowane jako ustalone, bądź jako nieustalone, zwłaszcza w sieci ogólnospławnej i deszczowej, w czasie występowania opadów atmosferycznych. Podczas wymiarowania kanałów, jak też przelewów burzowych,

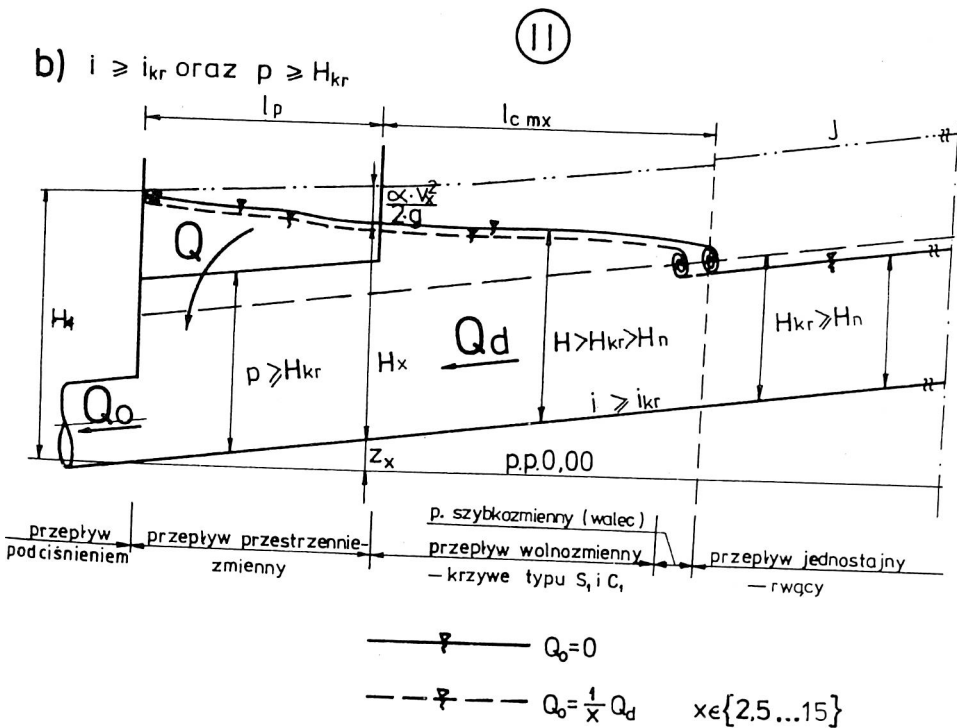
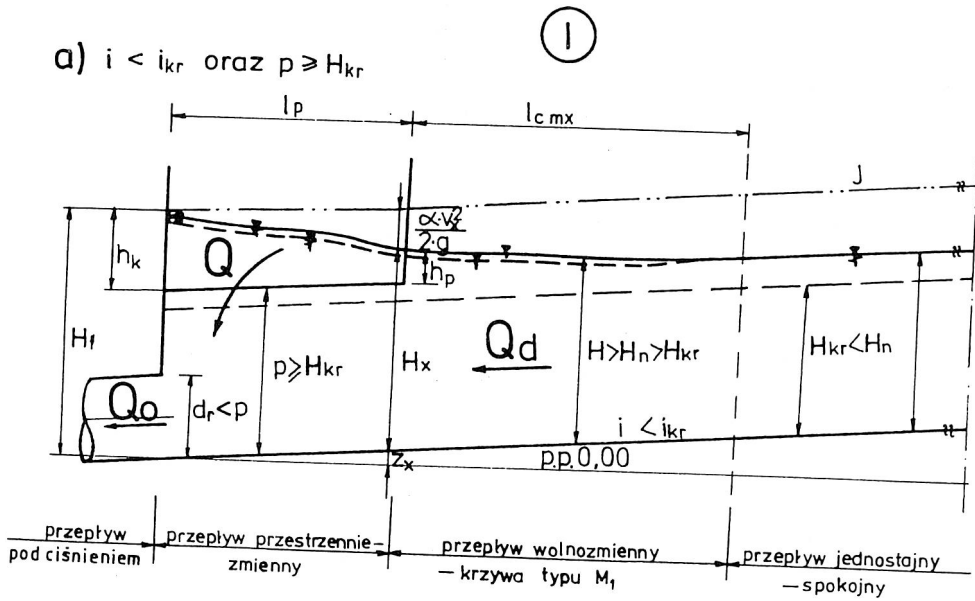
warunki przepływu, przy strumieniu obliczeniowym (maksymalnym), traktuje się zazwyczaj jako ustalone (chwilowo niezmiennie) i miarodajne do określenia wymiarów liniowych kanału bądź przelewu. Założenie to zrealizowano na modelach, prowadząc pomiary przy dyskretnych zmianach strumienia objętości Q_d dopływu wody do komory przelewowej, jak też dyskretnych zmianach strumieni objętości odpływu Q_o przez rurę dławiacą i Q przez boczną krawędź przelewu.

W ruchu równomiernym (jednostajnym) występuje wzajemna równoległość dna kanału, zwierciadła cieczy i linii wysokości energii, a rozkłady prędkości są jednakowe we wszystkich przekrojach poprzecznych kanału. W ruchu nierównomiernym (zmiennym) nie są spełnione powyższe warunki. Jeżeli zmiany parametrów przepływu nie odbywają się gwałtownie, mamy do czynienia z ruchem wolnozmiennym, w przeciwnym razie występuje ruch szybkozmienny (którego przykładem jest odskok hydrauliczny). Ruch przestrzennie zmienny charakteryzuje się tym, że w obrębie strugi głównej występują strugi elementarne o różnych kierunkach, tak że strumień objętości przepływu zmienia się na długości. Na przelewach bocznych z rurą dławiacą, w obrębie komory przelewowej, występuje ruch nierównomierny – przestrzennie zmienny, niustalony – w czasie trwania opadów deszczowych, czego dotychczasowe klasyfikacje nie uwzględniają (rys. 7).

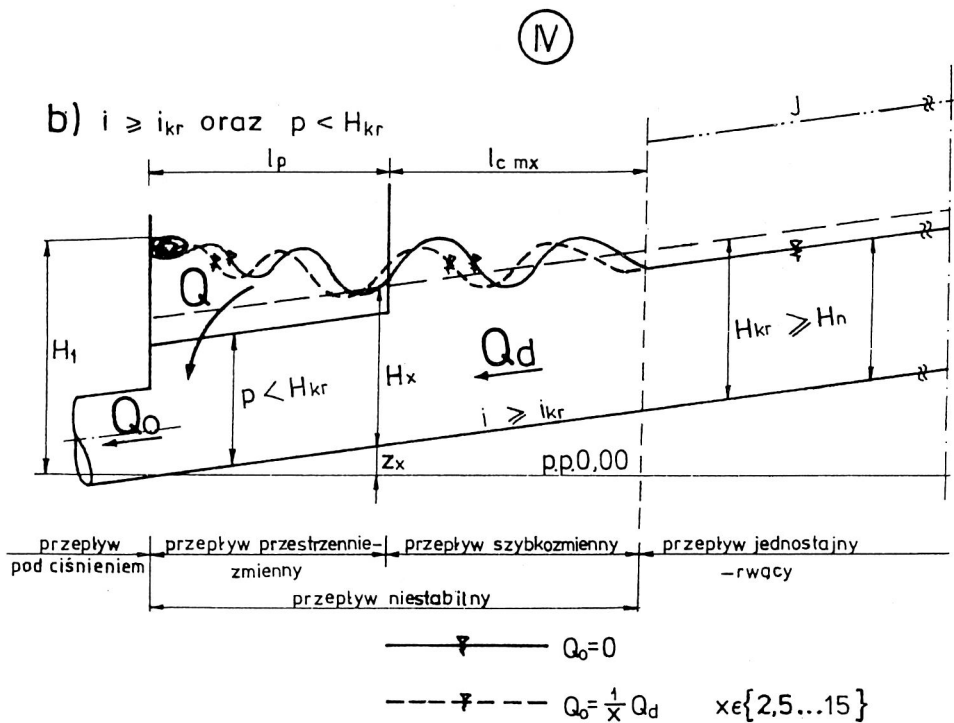
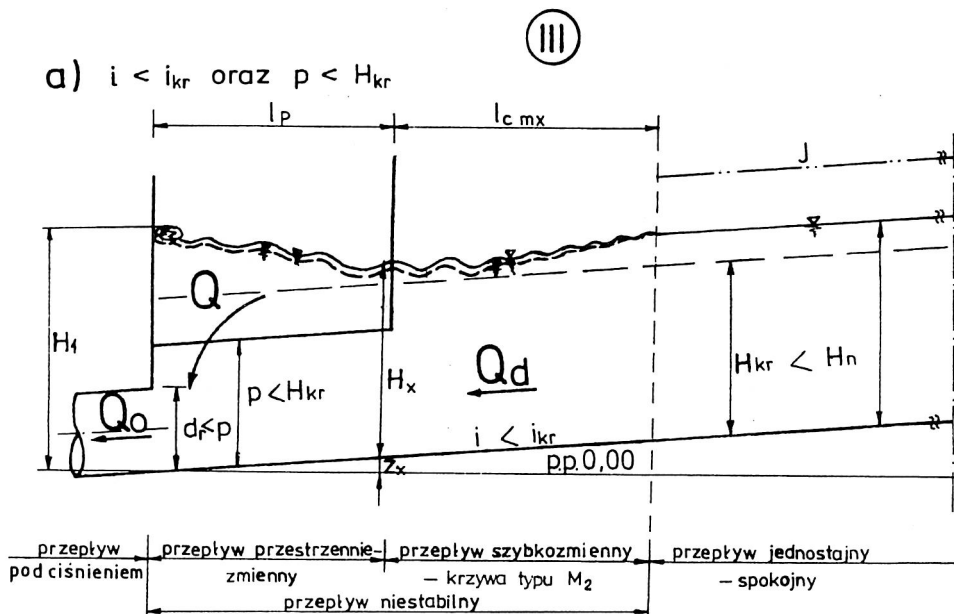
Na rysunkach 8 i 9 przedstawiono klasyfikację i podział przepływów na przelewach bocznych z jedno- i dwustronną krawędzią przelewową i rurą dławiacą. Na podstawie obserwacji działania przelewów, przy zmianach parametrów liniowych modeli, tj.:



Rys. 7. Klasyfikacja przepływów w kanałach otwartych [90] (linią przerywaną zaznaczono propozycję autora jej uzupełnienia)



Rys. 8. Warunki działania przelewów bocznych z rurą dławiącą w I i II grupie przeływów spokojnych



Rys. 9. Warunki działania przelewów bocznych z rurą dławiącą w III i IV grupie przepływów niestabilnych

- spadku podłużnego dna kanału,
- wysokości wzniesienia krawędzi przelewowych nad dnem kanału,
- długości krawędzi przelewowych,
- kształtu przekroju poprzecznego kanału dopływowego,
- średnicy rury dławiącej,

wyróżniono cztery podstawowe grupy przepływów. Podstawą takiego podziału były relacje spadku podłużnego i dna kanału oraz wysokości p wzniesienia krawędzi przelewowych do wartości krytycznych takich parametrów, jak spadek krytyczny i_{kr} oraz wypełnienie krytyczne H_{kr} , odpowiadających strumieniowi objętości przepływu Q_d . Dla przykładu, w tabeli 1 przedstawiono powyższy podział w odniesieniu do wyników 324 serii pomiarowych [72], przelewu bocznego jednostronnego w kanale o przekroju prostokątnym ($b = 100 \text{ mm} - \zeta_j = 15$). Charakterystykę przepływu badanego kanału zamieszczono na rys. 10.

Wysokość krytyczną, w prostokątnym kanale dopływowym przed przelewem, określano ze wzoru:

$$H_{kr} = \sqrt[3]{\frac{\alpha Q_d^2}{g b^2}}. \quad (97)$$

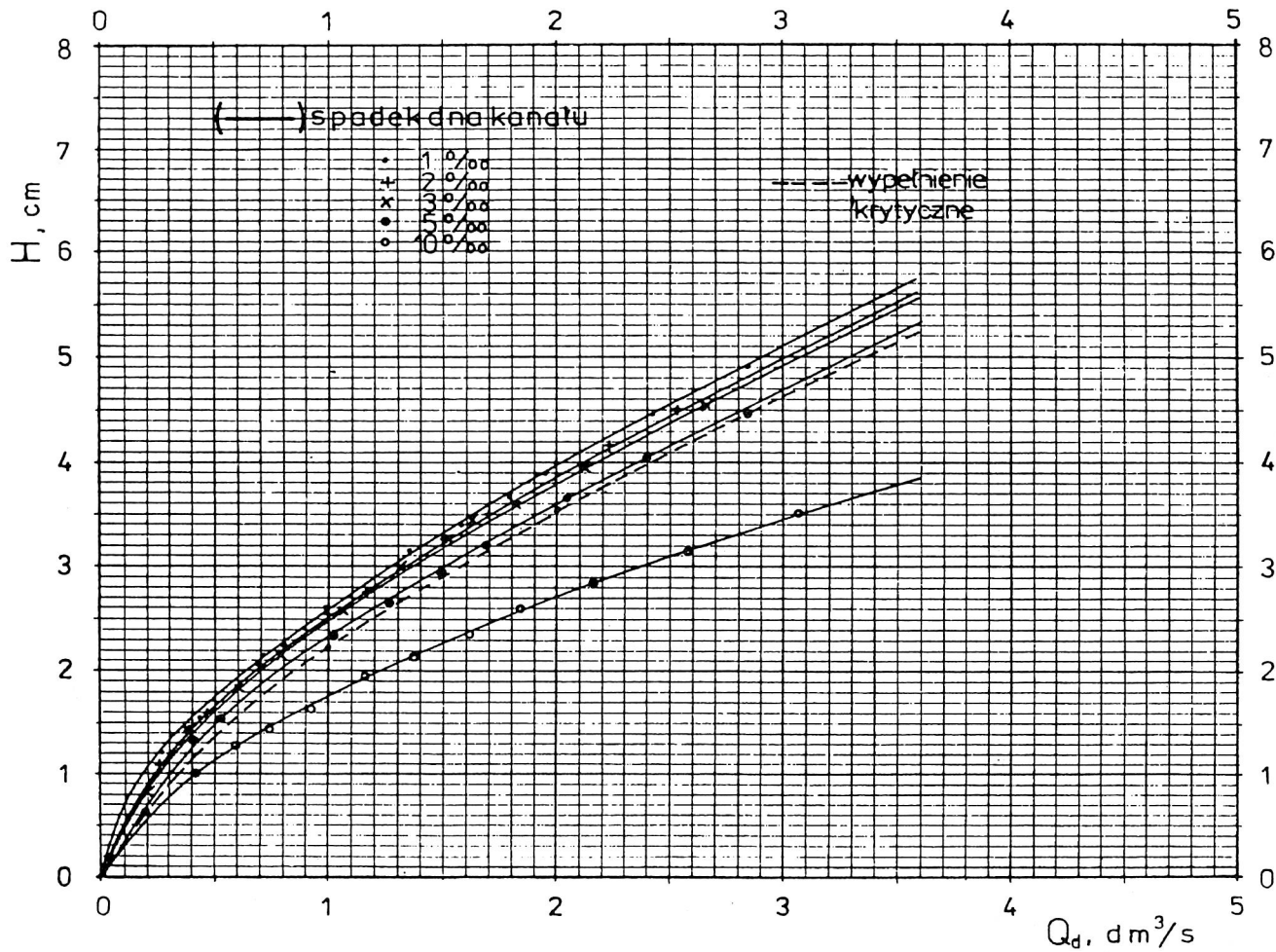
Spadek krytyczny, odpowiadający wysokości krytycznej, określano z przekształconego wzoru Chezy, postaci:

$$i_{kr} = \frac{Q_d^2 O_z}{C^2 A^3}, \quad (98)$$

oraz warunku występowania ruchu krytycznego:

Tabela 1. Zestawienie parametrów hydraulicznych modelu dla czterech grup przepływów na przelewie bocznym jednostronnym w kanale prostokątnym

Grupa przepływów	Relacje parametrów		Wartości parametrów			Liczba pomiarów	
	Spadek dna i	Wysokość krawędzi przelewowej p	Spadek dna, i	Wysokość krawędzi, p	Strumień objętości, Q_d	Zmiany stosunku Q_o/Q_d	Łączna liczba pomiarów m_i
			‰	mm	dm ³ /s		
I	$i < i_{kr}$	$p \geq H_{kr}$	1	27	1	12	84
II	$i \geq i_{kr}$	$p \geq H_{kr}$	5 i 10	52 i 77	1,2 i 3	72	168
				52 i 77	1,2 i 3	144	
III	$i < i_{kr}$	$p < H_{kr}$	1	27	2 i 3	24	24
IV	$i \geq i_{kr}$	$p < H_{kr}$	5 i 10	27	2 i 3	48	48
Razem:						324	324

Rys. 10. Charakterystyka przepływu kanału prostokątnego $b = 100$ mm

$$\frac{\alpha Q_d^2}{g} = \frac{A^3}{b}, \quad (99)$$

stąd ostatecznie:

$$i_{kr} = \frac{g O_z}{C^2 \alpha b}, \quad (100)$$

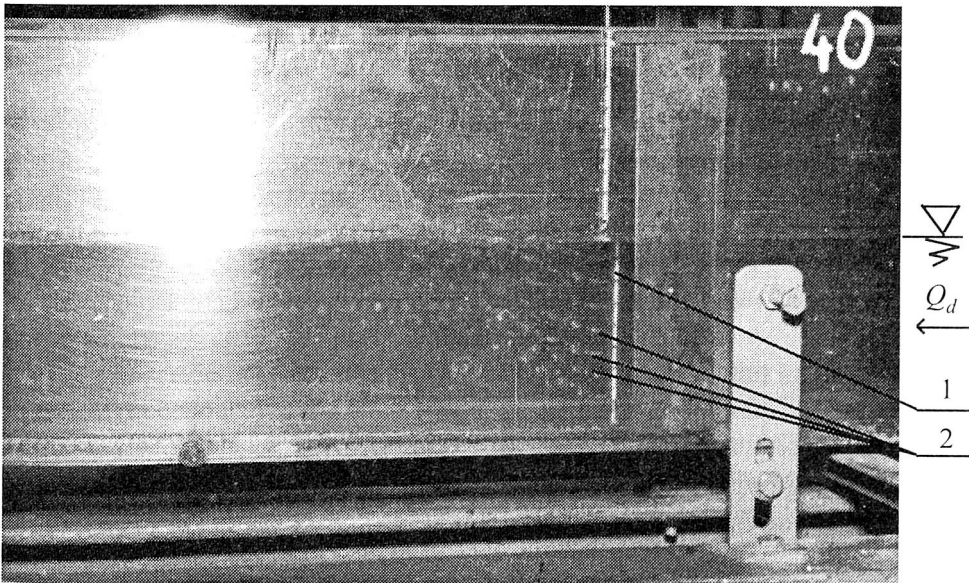
gdzie: $C = n^{-1} R_h^{1/6}$ – ze wzoru Manninga (72).

Wartość liczbowa współczynnika energii kinetycznej α do wzorów (97) i (100) oszacowano na poziomie 1,10 (tab. 2), wykorzystując m.in. obserwacje rozkładów prędkości w przekrojach poprzecznych kanału dopływowego przed przelewem, których przykład podano na rys. 11. Dla zbliżonego do logarytmicznego rozkładu prędkości w osi kanału wykorzystano wzory [16] Ven To Chowa (α_V) i [50] Kłosisiewicza (α_K):

$$\alpha_V = 1 + 3\varepsilon_V^2 - 2\varepsilon_V^3, \quad (101a)$$

gdzie: $\varepsilon_V = (v_{\max}/v) - 1$,

$$\alpha_K = 2,27 - 1,41 \frac{v}{v_{\max}}, \quad (101b)$$



Rys. 11. Wizualizacja rozkładu prędkości w osi kanału dopływowego przed przelewem z użyciem aeratora grzebieniowego (1 – aerator grzebieniowy; 2 – trajektorie pęcherzyków powietrza)

Tabela 2. Wyniki pomiarów i obliczeń współczynników α_V (101a) i α_K (101b).

Lp.	Strumień objętości dopływu Q_d dm ³ /s	Stosunek strumieni przepływu Q_o/Q_d —	Wysokość zw. wody w przekroju nr 12 H dm	Długość odcinka pomiarowego $l_{pom.}$ dm	Średni czas przepływu pływaka t s	Prędkość przepływu		Współczynnik α wg wzoru	
						powierzchniowa w osi kanału v_{mx} dm/s	średnia w przekroju nr 12 v dm/s	(101a)	(101b)
								α_V	α_K
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Kanal prostokątny (b = 1.0 dm) - wzorcowanie (i = 1.0 ‰)									
1	0.994	-----	0.261	32.0	7.00	4.571	3.808	1.104	1.095
2	1.981	-----	0.398	32.0	5.40	5.926	4.977	1.095	1.086
3	3.010	-----	0.509	32.0	4.55	7.033	5.914	1.094	1.084
Średnio :								1.098	1.088
Kanal prostokątny - przelew jednostronny ($l_p = 2.0$ dm; $p = 0.517$ dm; $i = 1.0$ ‰)									
4	0.994	1/5	0.676	13.2	7.50	1.760	1.470	1.101	1.092
5	1.981	1/5	0.769	13.2	4.30	3.070	2.576	1.097	1.087
6	3.010	1/5.4	0.858	13.2	3.15	4.190	3.508	1.099	1.090
Średnio :								1.099	1.090
Kanal prostokątny - przelew dwustronny ($l_p = 2 \times 2.0$ dm; $p = 0.512$ dm; $i = 1.0$ ‰)									
7	0.994	1/5	0.610	13.2	6.80	1.941	1.629	1.096	1.087
8	1.981	1/5	0.657	13.2	3.70	3.568	3.015	1.089	1.078
9	3.010	1/10	0.733	13.2	2.70	4.889	4.106	1.095	1.086
Średnio :								1.093	1.084
Kanal kołowy (D = 0.95 dm) - przelew dwustronny ($l_p = 2 \times 2.0$ dm; $p = 0.478$ dm; $i = 1.0$ ‰)									
10	0.994	1/5	0.577	17.7	6.80	2.603	2.204	1.085	1.076
11	1.981	1/5	0.634	17.7	3.85	4.597	3.938	1.075	1.062
12	3.010	1/10	0.696	17.7	2.80	6.321	5.413	1.075	1.063
Średnio :								1.078	1.067

przy czym za v_{mx} przyjmowano, za Kłosiewiczem, maksymalną prędkość powierzchniową (w osi kanału), natomiast prędkość średnią obliczano ze wzoru $v = Q_d/A$. Parametry ruchu krytycznego w kanale prostokątnym wynosiły:

$$\begin{aligned}
 H_{kr} &= 22,3 \text{ mm}, & i_{kr} &= 4,1\text{‰} & \text{dla } Q_d &= 1,0 \text{ dm}^3/\text{s} \\
 H_{kr} &= 35,3 \text{ mm}, & i_{kr} &= 4,4\text{‰} & Q_d &= 2,0 \text{ dm}^3/\text{s} \\
 H_{kr} &= 46,7 \text{ mm}, & i_{kr} &= 4,7\text{‰} & Q_d &= 3,0 \text{ dm}^3/\text{s}
 \end{aligned}$$

Dla kołowego przekroju poprzecznego kanału dopływowego pole powierzchni przekroju przepływowego określano ze wzoru:

$$A = \frac{1}{8} \left(\frac{\pi \Phi}{180^\circ} - \sin \Phi \right) D^2, \quad (102)$$

– gdy $H > D/2$, kąt środkowy Φ wynosi:

$$\Phi = 360^\circ - 2 \arcsin \left(\frac{2}{D} \sqrt{H(D-H)} \right), \quad (102a)$$

– gdy $H < D/2$:

$$\Phi = 2 \arcsin \left(\frac{2}{D} \sqrt{H(D-H)} \right), \quad (102b)$$

a promień hydrauliczny z zależności:

$$R_h = \frac{360^\circ A}{\pi D \Phi}. \quad (102c)$$

W wyniku badań wzorcujących kanał dopływowy o średnicy $D = 95$ mm, po zastosowaniu wzorów (101a) i (101b), oszacowano średnią wartość współczynnika energii kinetycznej α na poziomie 1,08 (tab. 3). Parametry ruchu krytycznego ze wzorów (99) i (100) oraz z rys. 12 wynoszą:

$H_{kr} = 32,7$ mm,	$i_{kr} = 3,6\%$	dla	$Q_d = 1,0$ dm ³ /s
$H_{kr} = 46,4$ mm,	$i_{kr} = 3,9\%$		$Q_d = 2,0$ dm ³ /s
$H_{kr} = 57,6$ mm,	$i_{kr} = 4,4\%$		$Q_d = 3,0$ dm ³ /s

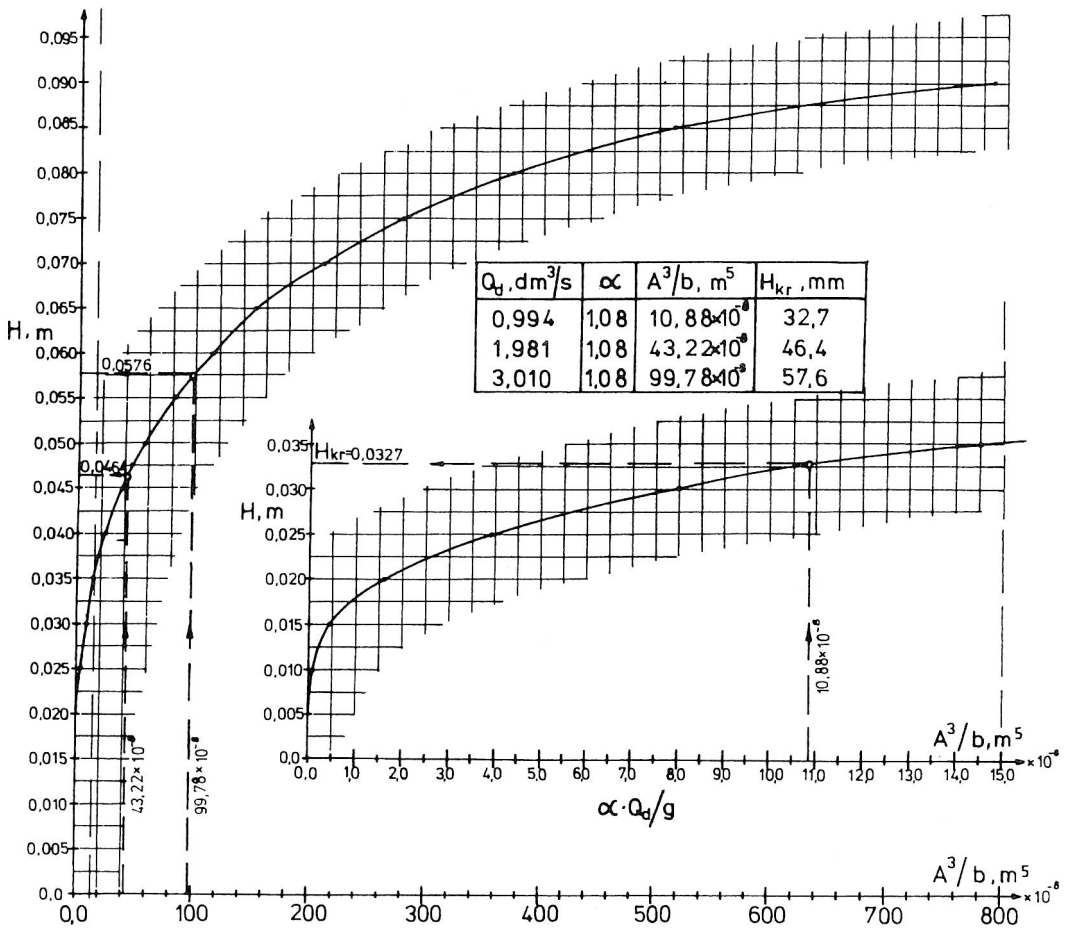
We wszystkich czterech wyodrębnionych grupach przepływów (rys. 8 i 9) w górnych odcinkach kanału dopływowego występował ruch równomierny ustalony:

- spokojny – w I i III grupie,
- rwący – w II i IV grupie.

Spowodowane to było odpowiednią relacją spadku dna kanału dopływowego do spadku krytycznego (tab.1). W kanale dopływowym bezpośrednio przed przelewem występował przepływ nierównomierny, charakteryzujący się zmianami głębokości wypełnienia i średnich prędkości przepływu, a ogólnie brakiem wzajemnej równoległości linii dna, zwierciadła wody i linii energii.

W wyodrębnionej I i II grupie przepływów spokojnych zmiany te zachodzą wolno na długiej drodze. Mamy tutaj do czynienia z ruchem wolnozmiennym – opóźnionym (rys. 8). Przelew z boczną, wysoko wzniesioną krawędzią przelewową ($p \geq H_{kr}$) stanowi istotne zakłócenie miejscowe przepływu oddziaływujące w górę kanału w zasięgu cofki piętającej l_c . Maksymalna długość cofki – $l_{c\max}$ – wstępuje przy zamkniętym odpływie cieczy przez element dławiący ($Q_o = 0$). Na odcinku tym maleje prędkość przepływu i maleją straty hydrauliczne w kanale, następuje więc zamiana energii kinetycznej na potencjalną, potrzebną do pokonania oporów przepływu na przelewie bocznym (strumień objętości Q) i w rurze dławiącej (strumień objętości Q_o).

Przy spadku dna kanału $i < i_{kr}$ zwierciadło wody na długości odcinka l_c układa się wg krzywej spiętrzenia typu M_1 (I grupa przepływów – rys.8a). Natomiast gdy $i \sim i_{kr}$ – wg krzywej C_1 oraz gdy $i > i_{kr}$ – wg krzywej S_1 (II grupa przepływów – rys. 8b). Krzywe te dotyczą pierwszej (górnjej) strefy ruchu cieczy w kanałach, tj. ruchu opóźnione-

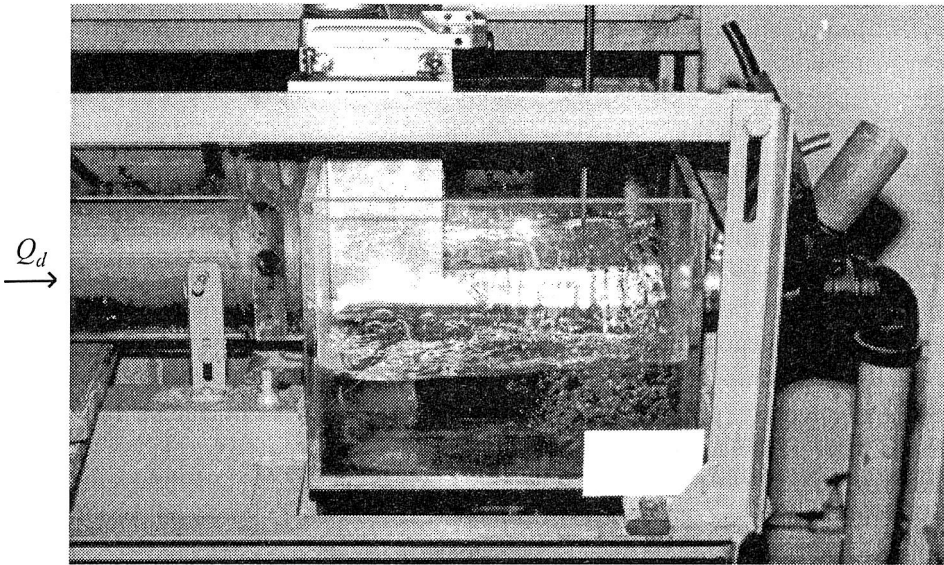


Rys. 12. Nomogram do odczytu wysokości krytycznej w kanale dopływowym o kształcie kołowym – $D = 95 \text{ mm}$

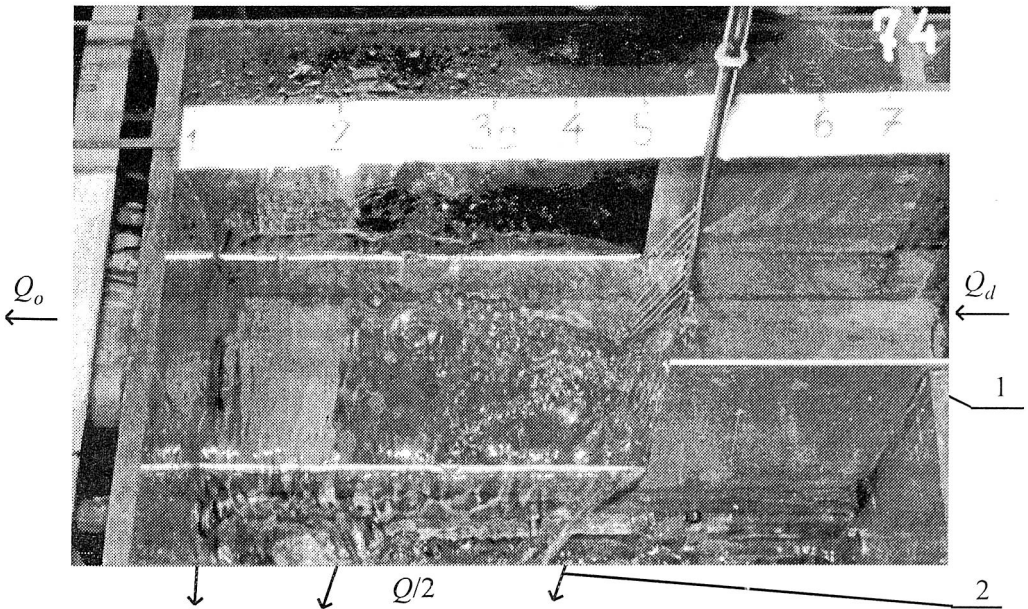
go [15, 26, 77]. Bezpośrednio przed przelewem asymptotą tych krzywych jest linia pozioma.

W obrębie komory przelewowej we wszystkich czterech grupach przepływów występuje ruch przestrzennie zmienny, charakteryzujący się znaczną turbulencją strug, wskutek rozdzielania się masy głównej strugi cieczy wzdłuż krawędzi przelewowej – zmiany kierunku i wartości wektora prędkości v_b strug bocznego odpływu.

W analizowanej I i II grupie przepływów spokojnych zwierciadło cieczy, mierzone w osi komory przelewowej, wznosi się łagodnie na jej długości. Wznoszenie to najczęściej nie rozpoczyna się bezpośrednio w punkcie początkowym x komory przelewowej (rys. 8). Na długości kilku do kilkunastu procent długości przelewu zwierciadło cieczy stanowi naturalne przedłużenie krzywych typu M_1 , C_1 bądź S_1 , które w tym ob-



Rys. 13. Widok komory przelewu dwustronnego w kanale kołowym
($D = 95$ mm, pomiar 5.2.4.1)



Rys. 14. Wizualizacja działania przelewu bocznego dwustronnego w kanale prostokątnym
(pomiar 5.2.4.1; 1 – aerator grzebieniowy; 2 – struga bocznego odpływu)

szarze stanowią praktycznie linie poziome. Na tym początkowym odcinku komory przelewowej strugi boczne, oddzielające się od strugi głównej, wykazują znaczne i zmienne zakrzywienia (rys. 13 i 14). Kąty φ odchylenia strug bocznych od osi podłużnej komory przelewowej, na początkowych odcinkach krawędzi przelewowej, wynoszą od ok. 45° do ok. 75° . Poza obszarem początkowym, na pozostałej długości przelewu (około $85\div 95\%$ l_p) następuje łagodne piętrowanie zwierciadła cieczy, początkowo większe, a następnie coraz to mniejsze (krzywa o wypukłości skierowanej ku górze). Jednocześnie następuje dalsze zwiększanie się kąta φ oddzielających się strug bocznych od około 75° do 90° na końcu przelewu. Odpowiada temu zwiększanie się jednostkowego obciążenia hydraulicznego krawędzi do wartości maksymalnej, występującej na końcu przelewu. Bezpośrednio przy płycie czołowej kończącej komorę przelewową pojawiać się może walec wodny (przy małej długości przelewu i dużym strumieniu przepływu Q).

W badanym (stosowanym w praktyce) zakresie zmian stosunku $Q_o/Q_d = 1/2,5\div 1/15$, działanie rury dławiącej nie miało istotnego wpływu na przebieg opisanych zjawisk [54, 56]. Wraz ze wzrostem strumienia objętości przepływu Q_o , począwszy od $Q_o = 0$ (zamknięty wlot do rury dławiącej), obserwowano „równoległe” przemieszczanie się w dół linii zwierciadła wody zarówno przed komorą, jak i wewnątrz komory przelewowej oraz skracanie się długości cofki piętrowej (rys. 8). Początkowo zmiany stosunku Q_o/Q_d wymuszano w modelu (dla przyjętej długości i średnicy rury dławiącej) poprzez zmiany położenia zwierciadła wody w komorze odpływowej na końcu rury dławiącej – zmiany ΔH_o (rys. 3 i 6). Następnie wykazano, że ten sam obraz działania przelewu można uzyskać przez dławienie strumienia Q_o zasuwą umieszczoną tuż za wlotem do rury dławiącej.

Analiza zjawisk w III i IV grupie jest trudniejsza ze względu na niestabilność przepływów w modelu. I tak w grupie III ($i < i_{kr}$; $p < H_{kr}$ – rys. 9a), a zwłaszcza w IV ($i \geq i_{kr}$; $p < H_{kr}$ – rys. 9b) odcinek l_c przed przelewem ma nieznaczną długość, bądź praktycznie nie występuje wogóle. W grupie III na odcinku l_c panuje ruch szybkozmienny. Zwierciadło wody na tym odcinku opada – krzywa depresji typu M_2 – dotycząca drugiej (środkowej) strefy ruchu cieczy w kanałach, tj. ruchu przyspieszonego [15, 26, 77]. W obrębie komory przelewowej występują wahania zwierciadła wody, a walec wodny na końcu przelewu utrudnia pomiar wysokości zwierciadła wody. W grupie IV na krótkim odcinku l_c przed przelewem występuje ruch nierównomierny – szybkozmienny, charakteryzujący się gwałtownymi zmianami wysokości zwierciadła wody, mającymi charakter niestabilny – pulsujący. W obrębie komory przelewowej występują odskoki hydrauliczne i walec wodny na końcu przelewu. Zjawiska te uniemożliwiają wykonanie dokładnych pomiarów i ilościowego ich opisu. Ilustrację przepływów w IV grupie przedstawiono dla przykładu na rys. 15.

Przebieg opisanych zjawisk w III i IV grupie przepływów niestabilnych, a dotyczących przelewów bocznych pierwszego rodzaju – z nisko założoną krawędzią przelewową ($p < H_{kr}(Q_d)$), można tłumaczyć gwałtownymi zmianami energii właściwej strugi głównej, zarówno przed, jak i w samej komorze przelewowej. Stąd bierze się niestabilność – pulsacyjność zwierciadła wody [40, 110]. Badania warunków przepływu w

III i IV grupie miały znaczenie wyłącznie poznawcze, gdyż krawędzie przelewowe przelewów burzowych umieszcza się na wysokości $p > H_{kr}(Q_d)$, ażeby wykorzystać zdolność retencyjną kanałów i ograniczyć w ten sposób częstość i czas trwania zrzutów ścieków oraz rumowiska wleczonego do odbiornika. Jest to niezwykle ważne dla ochrony odbiornika ścieków przed nadmiernym zanieczyszczeniem.

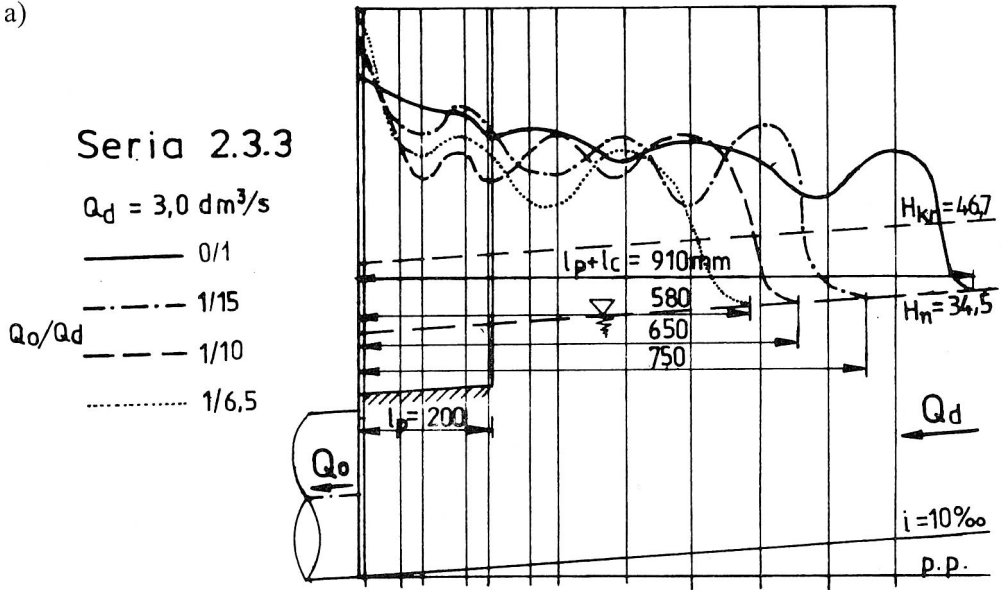
Podsumowując należy stwierdzić, że relacja spadku dna kanału dopływowego do spadku krytycznego przy danym strumieniu objętości Q_d nie jest warunkiem wystarczającym do stwierdzenia rodzaju ruchu w obrębie przelewu bocznego (spokojny bądź rwący) i przewidywania na tej podstawie ukształtowania się zwierciadła wody na długości krawędzi przelewowej (krzywa spiętrzenia bądź depresji). Takie założenie przyjmuje jak dotychczas większość badaczy przelewów bocznych konwencjonalnych – p. 2.3.1. pracy.

Drugim koniecznym warunkiem jest zbadanie relacji wysokości krawędzi przelewowej do wysokości krytycznej w kanale przy danym strumieniu objętości przepływu. Wskazuje na to również praca [102] Smitha, lecz opisane tam trzy modele kształtu zwierciadła wody na długości przelewu i warunki ich występowania nie znajdują zastosowania do przelewów bocznych niekonwencjonalnych, zwłaszcza drugiego rodzaju. Przelewy boczne z rurą dławiacą i wysoko umieszczaną krawędzią przelewową ($p > H_{kr}$) piętczą bowiem ścieki w komorze przelewowej niezależnie od relacji spadku dna kanału do spadku krytycznego przy danym Q_d (I i II grupa przepływów spokojnych). Mamy więc tutaj do czynienia z jednym praktycznie wzorcem działania przelewu, tj. z krzywą spiętrzenia o wypukłości skierowanej generalnie ku górze. W kanale dopływowym przed przelewem występuje wówczas ruch nierównomierny (wolnozmienny-opóźniony), w którym wysokości H są wyższe od wysokości normalnych H_n (w ruchu równomiernym). Dodatkowym warunkiem jego wystąpienia gdy $i < i_{kr}$ (I grupa przepływów) jest spełnienie relacji: $H_x \equiv p + h_p > H_n(Q_d)$ – w przekroju początkowym komory przelewowej (rys. 8a). Ponadto średnica rury dławiaczej musi spełniać relację $d_r < p$.

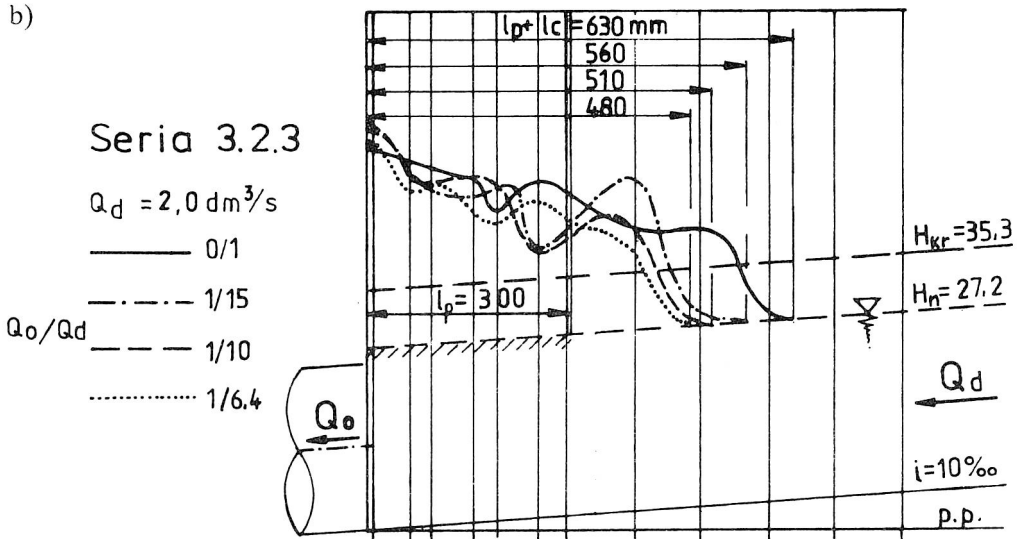
W obrębie komory przelewowej występuje ruch przestrzennie zmienny, wywołany oddzielaniem się strug bocznych od strugi głównej. W osi komory przelewowej wysokości wypełnienia łagodnie rosną, co jest cechą ruchu wolnozmiennego-opóźnionego. Bezpośrednio nad krawędzią przelewową swobodny przepływ wykazuje natomiast cechy ruchu szybkozmiennego-przyspieszonego. Pomiedzy ruchem wolno- i szybkozmiennym na przelewie bocznym nie można określić granicy przejścia. Rodzaj ruchu jak dotychczas określa się biorąc pod uwagę większą lub mniejszą rozbieżność cech w porównaniu z ruchem równomiernym. Na obecnym etapie wiedzy do określania kształtu zwierciadła wody na przelewie bocznym (w osi kanału) wydaje się właściwe stosowanie jednowymiarowych równań różniczkowych ruchu ustalonego, nierównomiernego z ubytkiem masy, w których współczynniki empiryczne powinny uwzględniać specyfikę działania tego typu obiektów.

Analiza warunków hydraulicznych, przedstawionych w prezentowanej klasyfikacji przepływów na przelewach bocznych, wskazuje na istotność w równaniu ruchu takich

a)

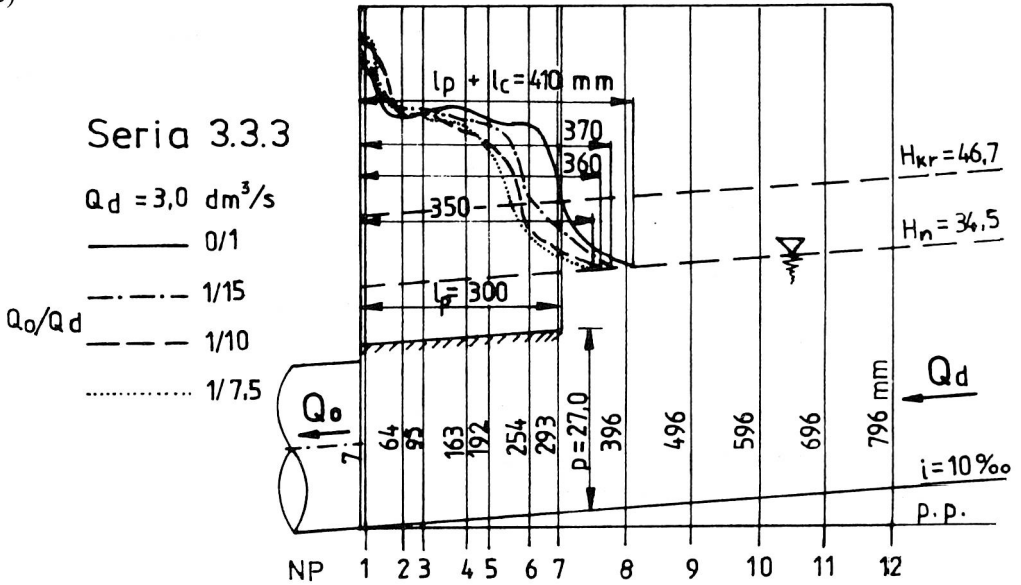


b)



parametrów, jak spadek dna kanału i oraz jednostkowe straty energii wywołane tarciem J . Pomijanie tych parametrów ruchu (a zwłaszcza i) bądź zakładanie ich równości ($i = J$) jest niewłaściwe wobec nierównomiernego przepływu wody w kanale dopływowym przed komorą przelewową, a zwłaszcza w jej obrębie ($J < i$ – rozdz. 4.3).

c)



Rys. 15. Kształtowanie się zwierciadła wody na przelewie w IV grupie przepływów niestabilnych ($p < H_{kr}$, $i > i_{kr}$)

- a) $l_p = 200 \text{ mm}$ i $Q_d = 3,0 \text{ dm}^3/\text{s}$,
- b) $l_p = 300 \text{ mm}$ i $Q_d = 2,0 \text{ dm}^3/\text{s}$,
- c) $l_p = 300 \text{ mm}$ i $Q_d = 3,0 \text{ dm}^3/\text{s}$,

5.3. Wpływ parametrów przelewu na strumień objętości przepływu przez przelew boczny

5.3.1. Liczba, długość i wysokość krawędzi przelewowych

5.3.1.1. Przelew boczny jednostronny

Prawa podobieństwa przepływów na przelewie bocznym można określić opierając się na teorii podobieństwa (rozdz. 4.1), analizie wymiarowej i modelu matematycznym zjawiska (po wprowadzeniu zmiennych bezwymiarowych, a więc sprowadzeniu go do postaci bezwymiarowej). Dalej przedstawiono zastosowanie tych metod poznawczych w odniesieniu do wyników badań modelowych (I etapu) przelewów bocznych z rurą dławiącą.

Korzystając z twierdzeń analizy wymiarowej można formułować wzory, które są funkcjami wymiarowymi, tzn. takie których wartości i argumenty są elementami przestrzeni wymiarowej [44, 49, 111, 127]. Każdej postaci równania fizycznego, opisującego badane zjawisko, można przyporządkować odpowiednie równanie wymiarowe w podstawowym układzie wielkości. W zjawiskach dynamicznych, do których należy

zaliczyć działanie przelewów bocznych, układ podstawowy tworzą: długość L , masa M i czas T . Równanie fizykalne opisujące to zjawisko przyjmuje postać:

$$F(\rho, g, h, l_p, p, q_r, Q) = 0, \quad (103)$$

gdzie: ρ – gęstość cieczy, $[\rho] = \text{ML}^{-3}$,
 g – przyspieszenie ziemskie, $[g] = \text{LT}^{-2}$,
 h – wysokość warstwy przelewającej się cieczy ($h = H - p$), $[h] = \text{L}$,
 p – wysokość krawędzi przelewowej nad dnem kanału, $[p] = \text{L}$,
 l_p – długość krawędzi przelewowej, $[l_p] = \text{L}$,
 q_r – współczynnik rozdziału przepływów na przelewie:

$$q_r = \frac{Q_d - Q_o}{Q_d} = \frac{Q}{Q_d}, \quad (104)$$

Q – strumień objętości przepływu przez przelew boczny $[Q] = \text{L}^3\text{T}^{-1}$.

Zgodnie z twierdzeniem π , strumień objętości przepływu przez przelew boczny można zapisać następująco:

$$Q = \rho^{c_1} g^{c_2} h^{c_3} f(\pi_1, \pi_2, \pi_3), \quad (105)$$

oraz

$$l_p = \pi_1 \rho^{c_{11}} g^{c_{12}} h^{c_{13}},$$

$$p = \pi_2 \rho^{c_{21}} g^{c_{22}} h^{c_{23}}, \quad (106)$$

$$q_r = \pi_3 \rho^{c_{31}} g^{c_{32}} h^{c_{33}},$$

przy czym π_i ($i = 1, 2, 3$) są liczbami rzeczywistymi, podobnie jak wykładniki c_i oraz c_{ij} ($i, j = 1, 2, 3$). Ponadto wielkości $\{\rho, g, h\}$ muszą tworzyć bazę przestrzeni wymiarowej [44, 127], a więc są wymiarowo niezależne. Uwzględniając wymiary wielkości w równaniach (105) i (106), po wyznaczeniu wykładników c_i oraz c_{ij} , otrzymano

$$\pi_1 = \frac{l_p}{h}, \quad \pi_2 = \frac{p}{h}, \quad \pi_3 = q_r, \quad (107)$$

oraz

$$Q = h^2 \sqrt{gh} f\left(\frac{l_p}{h}, \frac{p}{h}, q_r\right), \quad (108)$$

Przyjmując następującą postać poszukiwanej funkcji:

$$f\left(\frac{l_p}{h}, \frac{p}{h}, q_r\right) = a_0 \left(\frac{l_p}{h}\right)^{a_1} \left(\frac{p}{h}\right)^{a_2} q_r^{a_3}, \quad (109)$$

można napisać ostatecznie:

$$Q = a_0 \left(\frac{l_p}{h} \right)^{a_1} \left(\frac{p}{h} \right)^{a_2} q_r^{a_3} h^2 \sqrt{gh}, \quad (110)$$

gdzie a_0, a_1, a_2, a_3 – współczynniki regresji, które należy wyznaczyć doświadczalnie.
Ponieważ

$$\left(\frac{l_p}{h} \right)^{a_1} \equiv \left(\frac{l_p}{h} \right) \left(\frac{l_p}{h} \right)^{a_1-1}, \quad (111)$$

otrzymamy:

$$Q = a_0 \left(\frac{l_p}{h} \right)^{a_1-1} \left(\frac{p}{h} \right)^{a_2} q_r^{a_3} \sqrt{gh} l_p h. \quad (112)$$

Biorąc

$$a_0 = \frac{2}{3} \mu_0 \sqrt{2}, \quad (113)$$

będzie

$$Q = \frac{2}{3} \mu_0 \left(\frac{l_p}{h} \right)^{a_1-1} \left(\frac{p}{h} \right)^{a_2} q_r^{a_3} \sqrt{2g} l_p h^{3/2}. \quad (114)$$

Po oznaczeniu

$$\mu_0 \left(\frac{l_p}{h} \right)^{a_1-1} \left(\frac{p}{h} \right)^{a_2} q_r^{a_3} \equiv \mu, \quad (115)$$

otrzymamy wzór Poleniego (4) na strumień objętości przepływu przez przelew boczny ($h \equiv h_m$):

$$Q = \frac{2}{3} \mu \sqrt{2g} l_p h_m^{3/2}.$$

Jeśli we wzorze (108) pominiemy wielkości p/h i q_r , to wzór ten przyjmie postać równania:

$$\frac{Q}{g^{1/2} h^{5/2}} = f_1 \left(\frac{l_p}{h} \right). \quad (116)$$

Przekształcając analogicznie do (109)÷(114) otrzymamy:

$$Q = a_0 \left(\frac{l_p}{h} \right)^{a_1} h^2 \sqrt{gh}, \quad (117)$$

oraz

$$Q = \frac{2}{3} \mu_0 \left(\frac{l_p}{h} \right)^{a_1 - 1} \sqrt{2g} l_p h^{3/2}, \quad (118)$$

przy czym

$$\mu_0 \left(\frac{l_p}{h} \right)^{a_1 - 1} \equiv \mu. \quad (118a)$$

Zastosowanie wyprowadzonych wzorów wymaga określenia miarodajnej wysokości warstwy h przelewającej się cieczy, związanej z umownym (z konieczności) przekrojem przepływowym strumienia objętości Q przez przelew boczny.

Przy opracowywaniu wyników własnych pomiarów, w dotychczasowych pracach autora [54, 55, 56, 58, 72, 73] przyjmowano, jako przekrój odniesienia – przekrój przepływowy zlokalizowany w pionowej płaszczyźnie krawędzi przelewowej. Występowały tu jednak trudności z dokładnym pomiarem wysokości warstwy przelewającej się cieczy wobec znacznego w tym miejscu zakrzywienia swobodnej powierzchni strugi. Powodowało to stosunkowo małe wartości współczynników korelacji zmiennych w użytych wzorach określających Q , w których wartości współczynnika μ były stosunkowo duże¹ [54,56].

W niniejszej pracy, do opracowania wyników pomiarów [72,73], przyjęto umownie przekrój przepływowy biegnący wzdłuż osi podłużnej komory przelewowej. Poszukiwanie miarodajnej wysokości h , warstwy przelewowej, umownego przekroju przepływowego prowadzono kilkoma sposobami, stosując takie miary statystyczne zgodności wyników pomiarów i obliczeń, jak współczynnik korelacji R , lub współczynnik zgodności R^2 , a także suma kwadratów odchyłeń wartości zmierzonych i aproksymowanych $\sum (y - \hat{y})^2$ bądź też odchylenie standardowe δ [69, 70, 119, 126].

Jak wynika z tabeli 1 (zamieszczonej w rozdziale 5.2), do pierwszej i drugiej grupy przepływów spokojnych w modelu [72] zaliczono 252 serie pomiarów (z ogólnej ich liczby 324). Z tej liczby za reprezentatywne uznano wyniki 204 pomiarów. Wyeliminowano wyniki pomiarów dla wariantu $Q_o/Q_d = 1/15$, ze względu na przejściowy charakter ruchu w rurze dławiącej (36 pomiarów) oraz wyniki obarczone błędami grubymi pomiaru kształtu zwierciadła wody wewnątrz komory przelewowej (12 pomiarów). Do uogólnienia wyników badań przyjęto więc po 68 pomiarów z każdego subwariantu spadku dna kanału $i \in \{1, 5 \text{ i } 10\}\%$. W każdym subwariantcie wzięto po 20 pomiarów z każdego wariantu $Q_o/Q_d \in \{0/1; 1/10; 1/5\}$ oraz 8 pomiarów przy $Q_o/Q_d = 1/2,5$ (rys. 4). Zastosowany sposób tworzenia zbiorów danych umożliwił zachowanie odpowiedniej wagi statystycznej wyników pomiarów przy ich uogólnianiu.

¹ Wartości współczynnika μ zależą m.in. od pola powierzchni przekroju przepływowego – co zostanie wykazane w dalszej części pracy.

Wyniki obliczeń korelacji i regresji liniowej w odniesieniu do przelewu bocznego jednostronnego i prostokątnego przekroju poprzecznego kanału dopływowego zamieszczono w tabeli 3. W części A tej tabeli – wiersze od 1 do 18, przedstawiono wyniki obliczeń współczynników regresji uproszczonej postaci równania (116), tj. zależności $y \equiv Q/(g^{0,5}h^{2,5})$ od $x \equiv l_p/h$, przyjmując do jej opisu krzywą wykładniczą (a więc prostą w układzie współrzędnych podwójnie logarytmicznych). Jak już wspomniano poszukiwanie miarodajnej wysokości h na przelewie prowadzono kilkoma sposobami. I tak w pierwszym wierszu (tab.3) przyjęto podstawienie $h = h_k$, w drugim $h = h_s$, a w trzecim $h = h_p$. Wysokości h_k , h_s i h_p (rys. 2) oznaczają odpowiednio, wysokość na końcu, w środku i na początku przelewu, zmierzone w osi komory. Analiza wyników obliczeń z zastosowanymi podstawieniami wykazała, że przy $h = h_k$ otrzymano zależność na bezwymiarowy strumień objętości przepływu w postaci: $y = 0,546x^{0,998}$, w której współczynnik przepływu $\mu \equiv \mu_0 = 0,58$ nie zależy praktycznie od długości l_p przelewu² (tab. 3, wiersz 1, kolumny 5÷8). Wówczas strumień objętości Q można określić z postaci ogólnej wzoru Poleniego (4) (gdy $h_m = h_k$). Zaznaczyć przy tym należy, że niezależność μ od l_p jest typowa dla przelewów czołowych (l_p w tym wypadku oznaczałoby długość przelewu czołowego). Uwzględniając fakt, że wysokość warstwy przelewowej rośnie na długości komory przelewowej, parametr h_k nie może więc być miarą umownego przekroju przepływowego na przelewie bocznym, od której zależy wartość współczynnika m . Wskazują na to wyniki obliczeń, gdy $h = h_s$ i $h = h_p$ (tab. 3, wiersze 2 i 3, kolumny 5÷8). Dla tych podstawień współczynnik μ zależy już od l_p . Najwyższą zgodność wyników pomiarów i obliczeń uzyskano przy aproksymacji krzywą wykładniczą³ dla wysokości $h = h_s$, ($R = 0,9994$, przy $\sum (y - \hat{y})^2 = 0,0153$). Wysokość h_s , w środkowym przekroju komory, zależy bowiem w niewielkim stopniu od zmian badanych spadków podłużnych dna kanału (komory przelewowej) w przeciwieństwie do wysokości h_k i h_p [54, 56]. Tłumaczy to stosunkowo małą wartość współczynników korelacji R przy tych ostatnich podstawieniach. Powyższe stwierdzenie stało się kluczowe w dalszych próbach określenia miarodajnej wysokości warstwy wody na przelewie. Przyjęto więc do aproksymacji średnią arytmetyczną wysokość $h_{sa} = (h_p + h_k)/2$ oraz średnią ważoną h_{sw} – obliczoną z ilorazu pola powierzchni⁴ umownego przekroju przepływowego w osi kanału i długości l_p przelewu (tab. 3, wiersze 4 i 5). Biorąc pod uwagę współczynnik korelacji R , a zwłaszcza sumę kwadratów odchyleń, najwyższą zgodność wyników pomiarów i obliczeń uzyskano dla średniej ważonej wysokości na

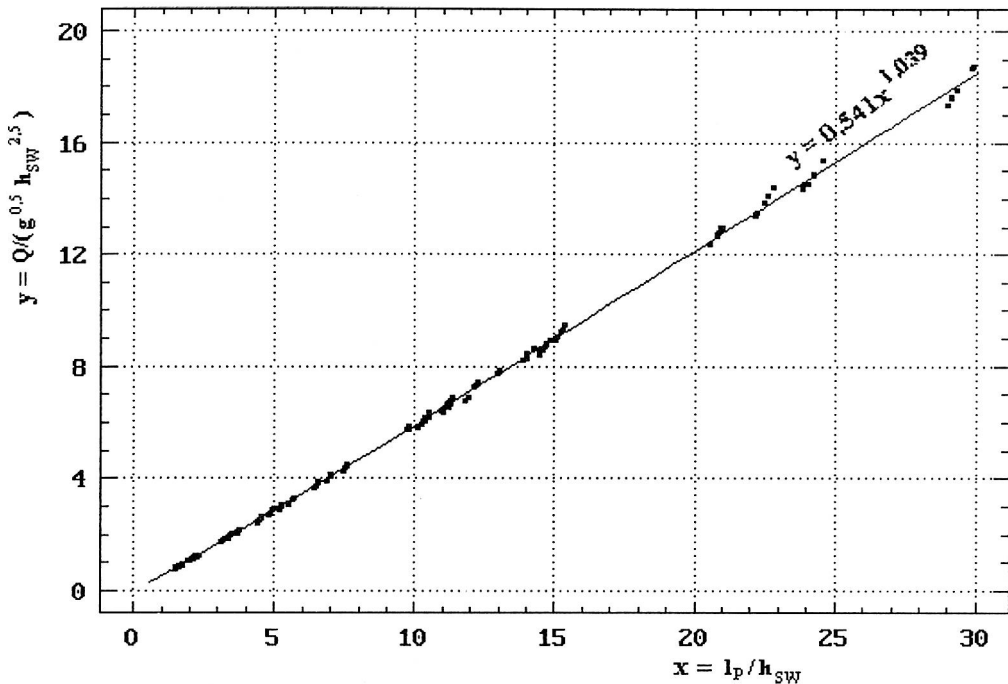
² Kotowski, w pracy [54], dla przepływu spokojnego – tzw. wzorca A kształtu zwierciadła wody nad krawędzią przelewu, przyjmując podstawienie $h = h_{kp}$ – z płaszczyzny krawędzi przelewowej, uzyskał $y = 0,664x^{1,002}$ dla $R = 0,989$ i $m_i = 156$ – korelacja na poziomie $\alpha = 0,01$. Wówczas $\mu \equiv \mu_0 = 0,70$.

³ Badano też prostą najmniejszych kwadratów ($R = 0,9992$) jak też prostą przez początek układu ($R = 0,9988$).

⁴ Pole powierzchni przekroju przepływowego obliczano z sumowania pól trapezów w osi komory, przyjmując liniowy przebieg zwierciadła wody między wysokościami w kolejnych przekrojach poprzecznych komory. W dalszej części pracy sumowanie to zastąpiono całkowaniem wielomianów opisujących profil zwierciadła wody w osi komory.

Tabela 3. Wyniki obliczeń korelacji i regresji liniowej dla przelewu bocznego jednostronnego w kanale prostokątnym

Lp.	Podstawienie na wysokość miarodajną przekroju przepływowego	Opis danych – przelew jednostronny – kanał prostokątny	Liczba pomiarów	Część A				Postać wzoru			
				$y = a_0 x^{a_1}$				$\mu_0 = \frac{3a_0}{2\sqrt{2}}; x \equiv \frac{l_p}{h}; y \equiv \frac{Q}{g^{0,5} h^{2,5}}$			
				m_i	a_0	a_1	μ_0	R			
1	2	3	4	5	6	7	8				
1	$h = h_k$	całość	204	0,546	0,998	0,579	0,9961				
2	$h = h_s$	całość	204	0,541	1,034	0,574	0,9994*				
3	$h = h_p$	całość	204	0,522	1,100	0,533	0,9910				
4	$h = h_{sa}$	całość	204	0,537	1,045	0,570	0,9993**				
5	$h = h_{sw}$	całość	204	0,541	1,039	0,574	0,9998***				
6	$h = h_{sw}$	$l_p = 100$ mm	72	0,543	1,035	0,576	0,9992				
7	$h = h_{sw}$	$l_p = 200$ mm	72	0,537	1,040	0,570	0,9989				
8	$h = h_{sw}$	$l_p = 300$ mm	60	0,535	1,044	0,567	0,9984				
9	$h = h_{sw}$	$p \approx 1/4$ b	24	0,526	1,053	0,558	0,9993				
10	$h = h_{sw}$	$p \approx 1/2$ b	90	0,534	1,041	0,566	0,9996				
11	$h = h_{sw}$	$p \approx 3/4$ b	90	0,547	1,036	0,580	0,9997				
12	$h = h_{sw}$	$q_r = 1,0$	60	0,542	1,040	0,575	0,9997				
13	$h = h_{sw}$	$q_r = 0,9$	60	0,538	1,042	0,571	0,9994				
14	$h = h_{sw}$	$q_r = 0,8$	60	0,533	1,043	0,566	0,9996				
15	$h = h_{sw}$	$q_r = 0,6$	24	0,539	1,038	0,572	0,9992				
16	$h = h_{sw}$	$i = 1,0\%$	68	0,538	1,040	0,571	0,9995				
17	$h = h_{sw}$	$i = 5,0\%$	68	0,539	1,042	0,572	0,9994				
18	$h = h_{sw}$	$i = 10,0\%$	68	0,539	1,040	0,572	0,9997				
$\sum (y - \hat{y})^2 =: *$ 0,0153; $**$ 0,0126; $***$ 0,0102;											
Część B Postać wzoru: $y = a_0 x_1^{a_1} x_2^{a_2}$ (Regresja liniowa dwukrotna: $\hat{y} = a + a_1 x_1 + a_2 x_2$)											
Lp.	Podstawienie	m_i	a_0	a_1	a_2	μ_0	R^2	$\sum (y - \hat{y})^2$	x_1	x_2	
19	$h = h_{sw}$	204	0,539	1,038	0,0067	0,572	0,9997	0,0099	l_p/h_{sw}	p/h_{sw}	
20	$h = h_{sw}$	204	0,540	1,042	0,0254	0,573	0,9997	0,0096	l_p/h_{sw}	q_r	
Część C Postać wzoru: $y = a_0 x_1^{a_1} x_2^{a_2} x_3^{a_3}$ (Regresja liniowa trzykrotna: $\hat{y} = a + a_1 x_1 + a_2 x_2 + a_3 x_3$)											
Lp.	Podstawienie	m_i	a_0	a_1	a_2	a_3	μ_0	$\sum (y - \hat{y})^2$	a		
21	$h = h_{sw}$	204	0,541	1,037	0,0100	0,0312	0,574	0,0092	-0,2668		
$x_1 = l_p/h_{sw}; x_2 = p/h_{sw}; x_3 = q_r$											



Rys. 16. Regresja $\frac{Q}{g^{0,5} h_{sw}^{2,5}}$ od $\frac{l_p}{h_{sw}}$ dla przelewu bocznego jednostronnego ($m_i = 204$)

przelewie: $R = 0,9998$ oraz $\sum (y - \hat{y})^2 = 0,0102$, wówczas $y = 0,541x^{1,039}$. Zatem na podstawie (118) i (118a) otrzymano (rys. 16):

$$Q = \frac{2}{3} \mu_0 (l_p / h_{sw})^{0,039} \sqrt{2g} l_p h_{sw}^{3/2}, \quad (119)$$

wobec czego

$$\mu_0 \left(\frac{l_p}{h_{sw}} \right)^{0,039} = \mu, \quad (120)$$

przy czym $\mu_0 = 0,574$ i $l_p / h_{sw} \in \langle 1,5; 29,9 \rangle$.

Statystycznie gorszy wynik aproksymacji uzyskano dla średniej arytmetycznej wysokości miarodajnej na przelewie⁵: $R = 0,9993$, gdy $\sum (y - \hat{y})^2 = 0,0126$ (wówczas $y = 0,537x^{1,045} \Rightarrow \mu_0 = 0,570$). Mimo to uzyskano tutaj większą zgodność wyników pomiarów i obliczeń niż w wypadku przyjęcia za miarodajne wysokości h_s , h_k lub h_p . Z analizy wartości współczynników korelacji wynika, że dokładność aproksymacji stru-

⁵ $h_m \equiv h_{sa} = (h_p + h_k)/2$ do wzoru (5) stanowi podstawowe założenie większości stosowanych obecnie metod wymiarowania przelewów bocznych [40, 50, 83, 85].

mienia objętości przepływu przez przelew boczny jest ściśle związana z polem powierzchni przekroju przepływowego. Dokładną miarą tego pola jest średnia ważona wysokość warstwy przelewowej h_{sw} , równa wysokości równoważnego pod względem powierzchni zastępczego prostokąta o długości l_p . Wobec nieliniowego przebiegu krzywej spiętrzenia na długości przelewu ani wysokość h_s mierzona w środku komory przelewowej, ani też średnia arytmetyczna $h_{sa} = (h_p + h_k)/2$ nie są dokładnymi miarami pola powierzchni przekroju przepływowego. Zależą one bowiem w większym lub mniejszym stopniu od zmian spadku dna komory przelewowej, a przede wszystkim nie uwzględniają kształtu zwierciadła wody na przelewie.

W wierszach 6÷18 tabeli 3 zestawiono wyniki obliczeń dotyczące próby zbadania istotności wpływu na bezwymiarowy strumień objętości przepływu $Q/(g^{0,5}h_{sw}^{2,5})$, zmian takich parametrów, jak: l_p/h_{sw} , p/h_{sw} , q_r oraz i (przyjmując do aproksymacji wysokość h_{sw}). W tym celu serie pomiarowe zgrupowano według badanych: długości krawędzi przelewowych ($l_p = 100, 200$ i 300 mm – wiersze 6, 7 i 8, tab. 3); wysokości krawędzi ($p = 27, 52$ i 77 mm – wiersze 9÷11); współczynników rozdziału przepływów na przelewie ($q_r \in \{1,0; 0,9; 0,8; 0,6\}$ – wiersze 12÷15); oraz spadków dna kanału ($i \in \{1,0; 5,0; 10,0\}$ ‰ – wiersze 16÷18), które były równe spadkom dna komory przelewowej i krawędzi przelewowych. Analiza wyników obliczeń korelacji i regresji wskazała jednoznacznie na brak wpływu spadku dna kanału na bezwymiarowy strumień objętości przepływu przez przelew (praktycznie stała wartość parametru⁶ a_0 , a więc i i μ_0 , a także a_1 – tab. 3). Wpływ pozostałych badanych parametrów wydaje się być istotny, zwłaszcza długości krawędzi l_p . W celu dokonania dokładniejszej oceny znaczenia tych parametrów zastosowano regresję liniową wielokrotną.

W części B tabeli 3 przedstawiono wyniki regresji liniowej dwukrotnej $Q/(g^{0,5}h_{sw}^{2,5})$ od l_p/h_{sw} oraz p/h_{sw} (wiersz 19), a także od l_p/h_{sw} oraz q_r (wiersz 20). Stwierdzono, że współczynnik zgodności korelacji R^2 ma tę samą wartość, lecz suma kwadratów odchyłeń wskazuje na istotniejsze znaczenie parametru q_r w porównaniu z parametrem p/h_{sw} .

W części C tabeli 3 podano wyniki obliczeń regresji liniowej trzykrotnej $Q/(g^{0,5}h_{sw}^{2,5})$ od l_p/h_{sw} , p/h_{sw} i q_r , uzyskane dla $\sum (y - \hat{y})^2 = 0,0092$. Stąd wzór określający strumień objętości przepływu (na podstawie wzorów (108)÷(115)) przyjmuje ostatecznie postać:

$$Q = \frac{2}{3} \mu_0 \left(\frac{l_p}{h_{sw}} \right)^{0,037} \left(\frac{p}{h_{sw}} \right)^{0,010} q_r^{0,031} \sqrt{2g} l_p h_{sw}^{1,5}, \quad (121)$$

w której

$$\mu_0 \left(\frac{l_p}{h_{sw}} \right)^{0,037} \left(\frac{p}{h_{sw}} \right)^{0,010} q_r^{0,031} = \mu, \quad (122)$$

⁶ Parametr a_0 jest fizykalnie współczynnikiem μ przelewu ($\mu = 3a_0/(2\sqrt{2})$), statystycznie współczynnikiem kierunkowym (tg a) prostej w układzie podwójnie logarytmicznym.

dla $\mu_0 = 0,574$ i ograniczeniach wynikających z zakresu przeprowadzonych badań:

$$\begin{aligned} l_p/h_{sw} &\in \langle 1,50; 29,9 \rangle, \\ p/h_{sw} &\in \langle 0,85; 7,5 \rangle, \\ q_r &\in \langle 0,6; 1,0 \rangle. \end{aligned} \quad (123)$$

Uwzględniając granice zmian (123) badanych parametrów w modelu największy wpływ na wartość współczynnika przepływu μ przelewu wg (122) ma parametr l_p/h_{sw} – do +11,8% wartości μ_0 , następnie parametr⁷ p/h_{sw} – do +2,2% wartości μ_0 oraz parametr q_r – do -1,6% μ_0 .

5.3.1.2. Przelew boczny dwustronny

Na podstawie wyników badań przelewów o jednostronnej krawędzi przelewowej pomiary w modelu przelewów dwustronnych ograniczono do jednego spadku podłużnego dna kanału [73]. Ze 108 serii pomiarowych dla $i = 1\%$ do I grupy przepływów⁸ spokojnych ($p > H_{kr}$ oraz $i < i_{kr}$) zaliczono 84 serie, pozostałe 24 zaliczono do III grupy przepływów niestabilnych ($p \leq H_{kr}$ oraz $i < i_{kr}$). Analogicznie do przelewów jednostronnych, wyeliminowano wyniki pomiarów dla wariantu $Q_o/Q_d = 1/15$, ze względu na przejściowy charakter ruchu w rurze dławiącej (12 serii) oraz obarczone błędami grubymi pomiaru wysokości zwierciadła wody wewnątrz komory przelewowej bądź nie tworzących jednorodności próby z pozostałymi seriami (9 serii). Do uogólnienia wyników badań (I grupy przepływów) przyjęto ostatecznie wyniki 63 serii pomiarowych; po 19 z każdego wariantu $Q_o/Q_d \in \{0/1; 1/10; 1/5\}$ oraz 6 dla $Q_o/Q_d = 1/2,5$ (wariant $Q_o/Q_d = 1/2,5$ występował tylko dla $Q_d = 1,0 \text{ dm}^3/\text{s}$ – rys. 4).

Wobec symetrii układu krawędzi względem osi podłużnej komory przelewowej, do uogólnienia wyników badań przelewów dwustronnych przyjęto równanie wyjściowe (analogiczne do (116)) postaci:

$$\frac{Q/2}{g^{1/2} h^{5/2}} = f_2 \left(\frac{l_p}{h} \right), \quad (124)$$

skąd po przekształceniach otrzymano:

$$Q = M \frac{2}{3} \mu_0 \left(\frac{l_p}{h} \right)^{a_1-1} \sqrt{2g} l_p h^{3/2}, \quad (125)$$

przy czym: M – liczba krawędzi przelewowych: $M = 2$,

⁷ Z praktycznego punktu widzenia wpływ parametrów p/h_{sw} oraz q_r na współczynnik μ można uznać za niższego rzędu w porównaniu z parametrem l_p/h_{sw} , a uwzględniając znaki przyrostów tych wielkości w przybliżeniu nawzajem znoszący się.

⁸ II grupa przepływów spokojnych nie wystąpiła na przelewie dwustronnym, ponieważ pomiary w modelu ograniczono do spadku dna $i < i_{kr}$. Podobnie jak i IV grupa przepływów niestabilnych.

$$\mu_0 \left(\frac{l_p}{h} \right)^{a_1-1} \equiv \mu. \quad (126)$$

Wyniki obliczeń współczynników regresji przedstawiono w tabeli 4. Poszukiwanie miarodajnej wysokości umownego przekroju przepływowego w osi kanału ograniczono do wysokości h_s , h_{sa} i h_{sw} – na podstawie wyników badań przelewów jednostronnych.

Z przyjętych dwóch postaci regresji, tj. prostej przechodzącej przez początek układu (kolumny 4÷6, tab. 4) oraz krzywej wykładniczej (kolumny 7÷10) odpowiedniejsza statystycznie okazała się krzywa wykładnicza w odniesieniu do wszystkich zastosowanych wysokości miarodajnych: $h = h_s$, $h = h_{sa}$ i $h = h_{sw}$. Jak należało oczekiwać, takie miary wysokości warstwy wody na przelewie, jak wysokość w środku komory przelewowej czy też wysokość średnia arytmetyczna, nie są dokładnymi miarami umownego pola powierzchni przekroju przepływowego. Największą zgodność wyników pomiarów i obliczeń uzyskano przy średniej ważonej wysokości miarodajnej na przelewie. Wzór na strumień objętości przepływu przez przelew boczny z dwoma krawędziami przelewowymi przyjmuje więc postać $y = 0,539x^{1,040}$ (tab. 4), skąd po uporządkowaniu zmiennych, otrzymamy (rys. 17):

$$Q = M \frac{2}{3} \mu_0 \left(\frac{l_p}{h_{sw}} \right)^{0,040} \sqrt{2g} l_p h_{sw}^{1,5}, \quad (127)$$

gdzie:
$$\mu_0 \left(\frac{l_p}{h_{sw}} \right)^{0,040} = \mu, \quad (128)$$

oraz $M = 2$, $\mu_0 = 0,572$, gdy $l_p/h_{sw} \in \langle 2,4; 46,9 \rangle$.

Tabela 4. Wyniki obliczeń korelacji i regresji liniowej dla przelewu bocznego dwustronnego w kanale prostokątnym

Lp.	Podstawienie na wysokość miarodajną przekroju przepływowego	Liczba pomiarów m_i	Postać wzoru						
			$y = a_0 x$			$y = a_0 x^{a_1}$			
			a_0	$\mu_0 = \mu$	R	a_0	a_1	μ_0	R
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	$h = h_s$	63	0,607	0,644	0,9931	0,544	1,032	0,577	0,9935
2	$h = h_{sa}$	63	0,616	0,653	0,9947	0,527	1,047	0,559	0,9950
3*	$h = h_{sw}$	63	0,614	0,651	0,9955	0,539	1,040	0,572	0,9959

* $\sum (y - \hat{y})^2 = 0,025$ ($x \equiv l_p/h$; $y \equiv \frac{Q/2}{g^{1/2} h^{5/2}}$; $\mu_0 = \frac{3a_0}{2\sqrt{2}}$)

Należy zauważyć, że we wzorach (127) i (119) wartości współczynników regresji są niemal identyczne (wzór (119) dotyczy aproksymacji wyników pomiarów przelewów bocznych jednostronnych – $M = 1$). Wynika stąd, że brak jest podstaw do przyjmowania znacznie różniących się wartości współczynników μ przelewów bocznych jedno- i dwustronnych, jak to jest sugerowane w piśmiennictwie ($\mu = 0,6$ dla przelewów jednostronnych oraz $\mu = 0,5$ dla przelewów dwustronnych [83, 85]), co zostanie też wykazane w rozdziale 6.2.3 pracy.

5.3.2. Kształt kanału dopływowego i szerokość korony przelewu

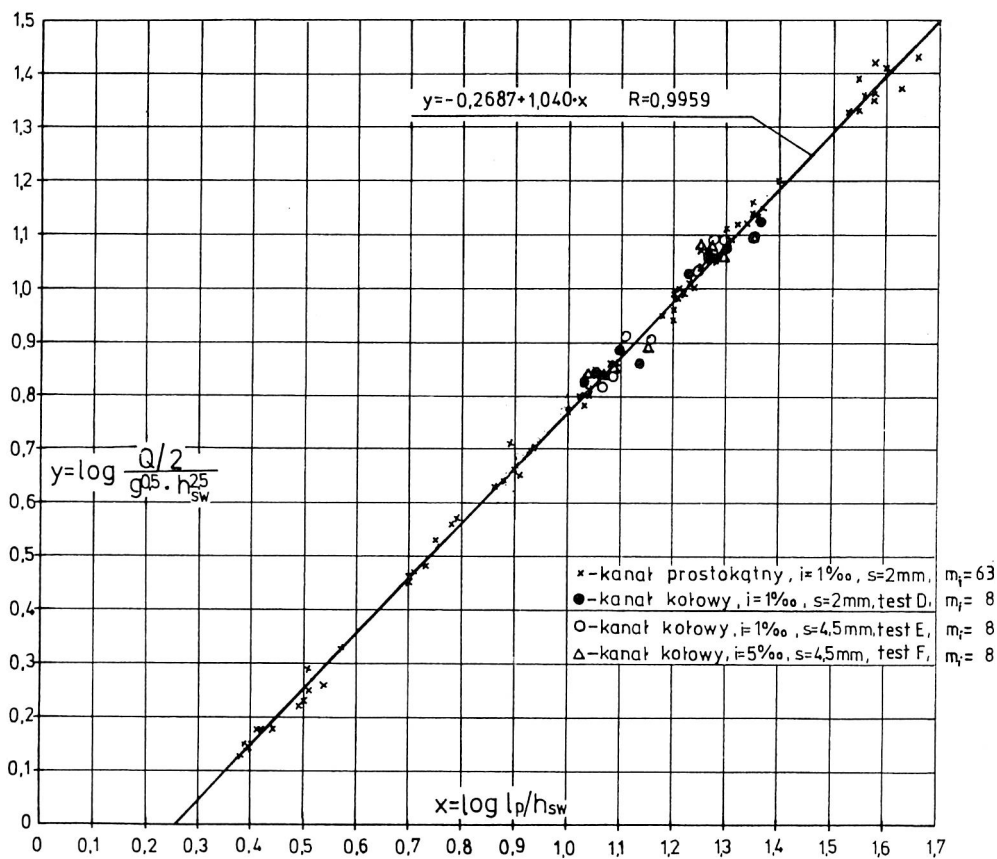
Przedstawione dotychczas wyniki badań modelowych dotyczą działania (niekonwencjonalnych) przelewów bocznych o wysoko umieszczonych koronach ($p > H_{kr}(Q_d)$), spełniających warunki przelewów ostrokrawędziowych ($s < h_{sw}/2$), niezatopionych. Wyniki te odnoszą się do prostokątnego kształtu przekroju poprzecznego kanału dopływowego i komory przelewowej ($b = 100$ mm) przy szerokości korony (o przekroju prostokątnym) $s = 2$ mm oraz średnicy rury dławiącej $d_r = 30$ mm. W celu zbadania wpływu innego niż prostokątny kształt przekroju poprzecznego kanału dopływowego⁹ oraz szerokości i praktycznego kształtu korony przelewowej na działanie przelewów bocznych z rurą dławiącą wykonano w modelu 72 serie pomiarowe przy wartościach parametrów liniowych: $l_p = 200$ mm, $p \cong 50$ mm, $d_r = 40$ mm oraz $i = 1,0$ i $5,0\%$, przelewów bocznych jedno- i dwustronnych (zadanie nr 5, wg podstawowego programu pomiarów – rys. 4). Badano kołowy kształt przekroju poprzecznego kanału dopływowego i komory przelewowej o średnicy wewnętrznej $D = 95,0$ mm (wykonany z odcinka rury PCV o długości 5,0 m), a także praktyczny profil korony przelewowej szerokości $s \in \{4,5; 9,0; 19,0\}$ mm (o różnych promieniach zaokrąglenia korony – tab. 5), z zachowaniem w modelu warunku niezatopienia krawędzi przelewowych.

Parametry ruchu krytycznego w kanale o przekroju kołowym określono w rozdz. 5.2 pracy. W tabeli 5 podano zakres zmian badanych parametrów geometrycznych i liniowych modeli. Porównując wysokości p krawędzi przelewowych z wypełnieniem krytycznym H_{kr} , w testach C, D, E i F – dotyczących kołowego kształtu przekroju poprzecznego kanału dopływowego stwierdzono, że dla strumienia $Q_d = 3,0$ dm³/s występuje relacja $p < H_{kr}$, tzn. w modelu mamy do czynienia z przepływem zaliczanym do III (testy D i E , gdy $i < i_{kr}$) bądź IV (testy C i F , gdy $i > i_{kr}$) grupy przepływów niestabilnych (tab. 5). W pozostałych wypadkach, tzn. gdy $Q_d = 1,0$ i $2,0$ dm³/s, w modelu występuje przepływ spokojny zaliczany do I ($i < i_{kr}$) bądź II ($i > i_{kr}$) grupy przepływów ($p > H_{kr}$). Do uogólnienia wykorzystano więc wyniki 56 serii pomiarowych testów $A \div F$.

Dla przelewu jednostronnego wyniki pomiarów testów A, B i C przedstawiono na rys. 18, a dla przelewu dwustronnego wyniki testów D, E i F – naniesiono na wykres – rys. 17. Wyniki tych pomiarów (bez testu B) dają się opisać wcześniej ustalonymi wzo-


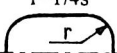




⁹ Wpływ kształtu przekroju poprzecznego kanału dopływowego i komory przelewowej zostanie ponownie zbadany na modelu w skali liniowej $\zeta_l = 5$ (w II etapie badań).

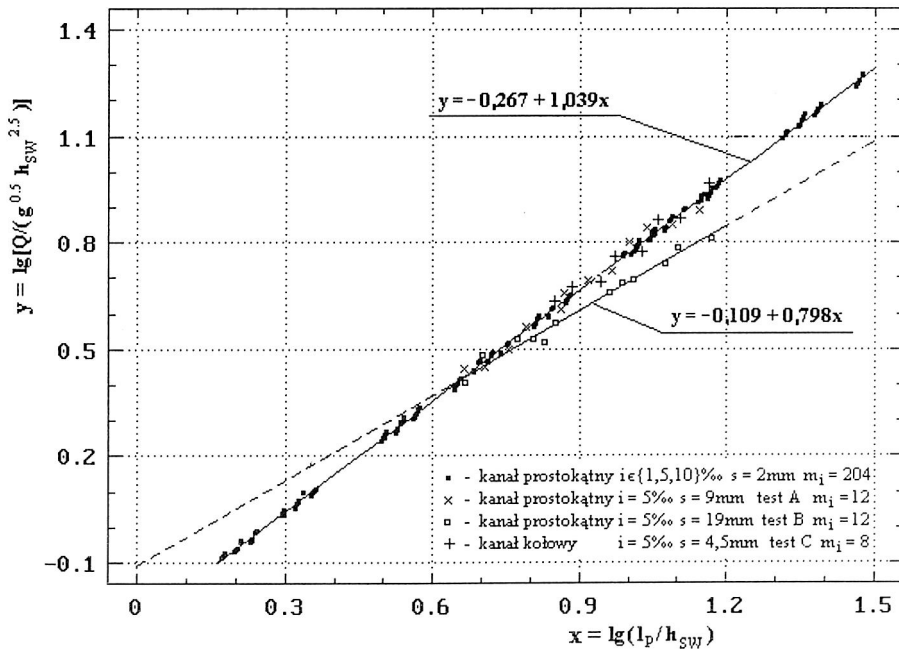
rami określającymi strumień objętości przepływu – niezależnie od kształtu przekroju poprzecznego kanału. Z rysunku 18 wynika ponadto, że zwiększenie szerokości korony przelewowej, lecz dla $s < h_{sw}/2$, w warunkach spokojnego przepływu w komorze przelewowej, nie zmienia pomierzonych w modelu zależności hydraulicznych na przelewie. Niezachowanie warunku ostrokrawędziowego działania przelewu, tj. gdy $s > h_{sw}/2$, prowadzi do jakościowej zmiany postaci wzoru na strumień Q (test B¹⁰). Na szerokiej krawędzi przelewowej występują bowiem dodatkowe liniowe opory tarcia, a współczynnik przepływu μ zależy również od stosunku s/h [89].



Rys. 17. Regresja $\lg \frac{Q/2}{g^{0.5} h_{sw}^{2.5}}$ od $\lg \frac{l_p}{h_{sw}}$ dla przelewu bocznego dwustronnego ($m_i = 63$) z naniesionymi wynikami pomiaru dla testów D, E i F ($m_i = 8$)

Tabela 5. Zestawienie zmian badanych parametrów modeli przelewów bocznych

Lp	Oznaczenie testu	Rodzaj przelewu	Przekrój poprzeczny kanału i komory przelewowej		Spadek dna kanału i komory przelewowej		Wysokość p krawędzi przelewowej, mm	Relacje szerokości s korony do wysokości $h_{sw}/2$	Korona przelewowa	
			Kształt przekroju	Szerokość kanału, mm	l , %	Relacje spadku			Szerokość s, mm	Kształt (skala 1:1)
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
1	A	Przelew jednostronny	Prostokątny	b=100	5,0	$i > i_{kr}$	51,7	$s < h_{sw}/2$	9,0	$r=1/2s$ 
2	B		Prostokątny	b=100	5,0	$i > i_{kr}$	51,7	$s > h_{sw}/2$	19,0	$r=1/4s$ 
3	C		Kołowy	D=95	5,0	$i > i_{kr}$	48,0	$s < h_{sw}/2$	4,5	$r=1/2s$ 
4	D	Przelew dwustronny	Kołowy	D=95	1,0	$i < i_{kr}$	47,8	$s < h_{sw}/2$	2,0	
5	E		Kołowy	D=95	1,0	$i < i_{kr}$	47,9	$s < h_{sw}/2$	4,5	$r=1/2s$ 
6	F		Kołowy	D=95	5,0	$i > i_{kr}$	47,9	$s < h_{sw}/2$	4,5	$r=1/2s$ 



Rys. 18. Regresja $\lg \frac{Q}{g^{0,5} h_{sw}^{2,5}}$ od $\lg \frac{l_p}{h_{sw}}$ dla przelewu bocznego jednostronnego ($m_i = 204$) z naniesionymi wynikami pomiaru dla testów A, B i C ($m_i = 12$ bądź 8)

Średnica wlotu do rury dławiącej, jak należało oczekiwać, nie wpływa na przebieg omawianych zjawisk – pod warunkiem spełnienia relacji $d_r < p$ (regulacja strumienia Q_o w rurze dławiącej odbywała się za pomocą zasuw).

5.4. Bezwymiarowa postać zależności na współczynnik przepływu przelewu

Wyprowadzone wzory na Q , a zwłaszcza na współczynnik przepływu μ , mają w niniejszej pracy znaczenie głównie poznawcze. Wykazano w nich bowiem wpływ dokładnej miary pola powierzchni przekroju przepływowego na przelewie bocznym na dokładność aproksymowanych charakterystyk hydraulicznych przelewu, a także przydatności ich matematycznej postaci (analogicznej do wzoru (11) na dQ/dl) w odniesieniu do przelewów bocznych o ostrokrawędziowym, nie zatopionym działaniu. Spostrzeżenia te stały się punktem wyjścia przy tworzeniu modelu matematycznego zjawiska, we współrzędnych bezwymiarowych. Bezwymiarowa postać równania ruchu jest wygodna w zastosowaniu z tego względu, że występujące w niej współczynniki stanowią jednocześnie liczby podobieństwa modelu do oryginału. Łatwe staje się przez to uogólnienie doświadczeń na obiekty podobne, czyli opisane współczynnikami takimi samymi jak w modelu.

Prędkość miejscową v_x (o kierunku prostopadłym do krawędzi przelewu) na głębokości y pod powierzchnią swobodną wody można obliczyć, korzystając ze wzoru Torricellego (rys.19):

$$v_x = \psi \sqrt{2gy}, \quad (129)$$

gdzie: ψ – współczynnik prędkości ($\psi < 1$ – dla cieczy lepkich).

Wobec tego strumień objętości wody przepływającej się przez infinitezymalne pole przepływowe o wysokości Δy i szerokości Δl wyniesie:

$$\Delta Q_{(l,y)} = \psi \sqrt{2gy} \Delta y \Delta l, \quad (130)$$

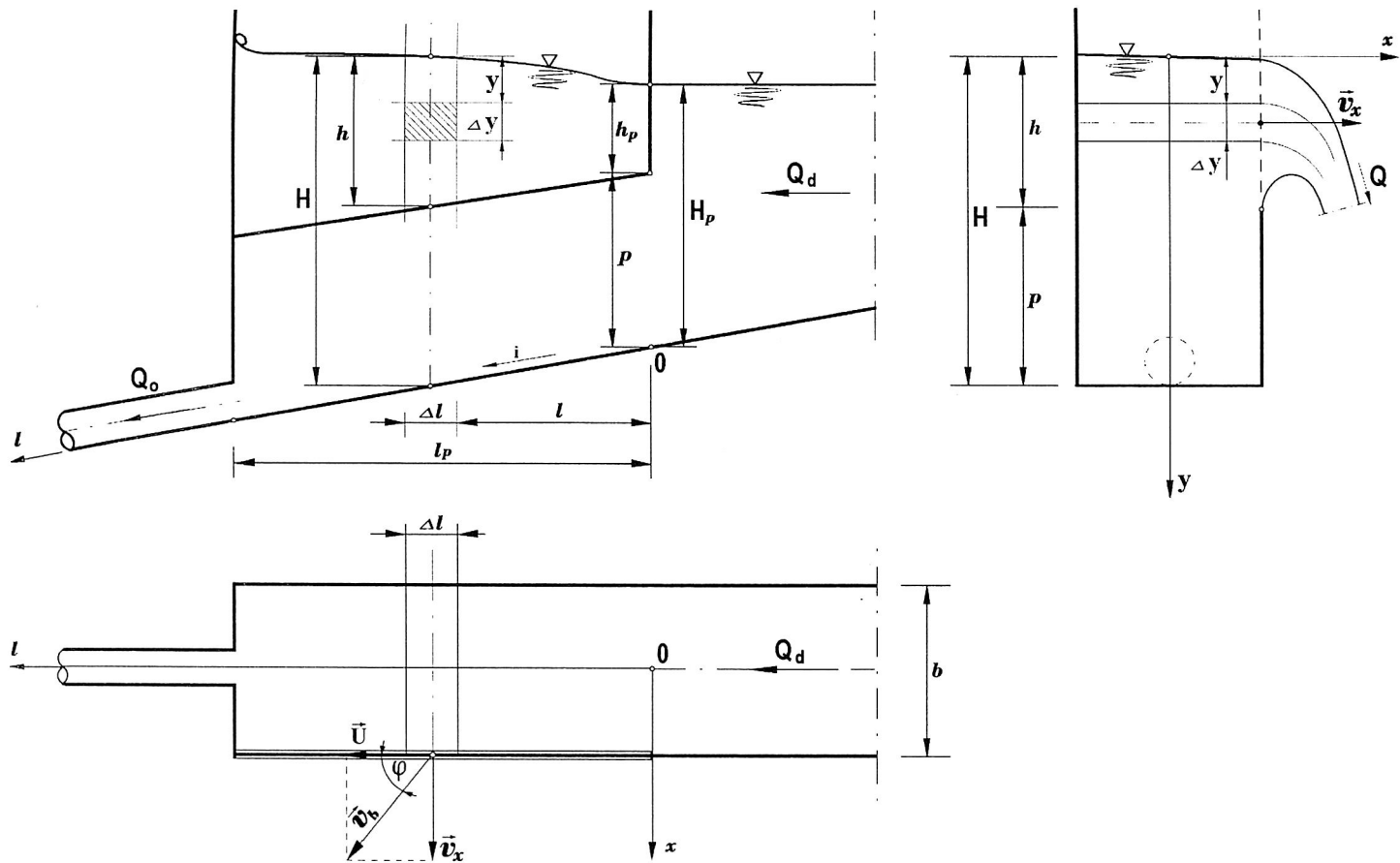
Strumień objętości przepływu przez infinitezymalny odcinek Δl przelewu wyraża się następująco:

$$\Delta Q_{(l)} = \varepsilon \psi \Delta l \sqrt{2g} \int_0^{(H-p)} y^{1/2} dy = \frac{2}{3} \mu \Delta l \sqrt{2g} (H-p)^{3/2}. \quad (131)$$

gdzie: ε – współczynnik kontrakcji; $\varepsilon < 1$,

$\varepsilon \psi \equiv \mu$ – współczynnik przepływu przelewu w miejscu o odciętej l , na jego krawędzi.

¹⁰ Dla wyników pomiarów testu B ustalić można wzór na Q w następującej postaci (nie dającej się jednak uogólnić): $Q = (2/3)0,827(l_p/h_{sw})^{-0,202} \sqrt{2g} l_p h_{sw}^{3/2}$, dla $s_M = 19,0$ mm, tj. $s_N = 285$ mm.



Rys. 19. Schemat przelewu bocznego z rurą dławiącą do modelowania strumienia objętości przepływu dQ/dl

W ogólności, dla ustalonego przebiegu zwierciadła swobodnego wody i określonego przelewu bocznego, współczynnik μ zależy od l_p , gdyż wysokość warstwy wody nad przelewem jest zmienna wzdłuż krawędzi i kontrakcja strugi jest również zmienna na długości przelewu. Praktycznie nie ma jednak możliwości wyznaczenia przebiegu μ wzdłuż krawędzi przelewu. Strumień objętości przepływu przez przelew może być więc obliczony ze wzoru:

$$Q = \frac{2}{3} \mu \sqrt{2g} \int_0^{l_p} (H - p)^{3/2} dl, \quad (132)$$

w którym: μ – średni współczynnik przepływu, obliczony dla przelewu o długości l_p .

Wzór (132) uzyskano przez scałkowanie względem l równania (131) w przedziale $\langle 0, l_p \rangle$, po zastosowaniu twierdzenia o wartości średniej. Z kolei zastosowanie twierdzenia o wartości średniej całki do wzoru (132) pozwala na wprowadzenie pojęcia wysokości miarodajnej. Mianowicie możemy napisać:

$$Q = \frac{2}{3} \mu \sqrt{2g} h_{ma}^{3/2} l_p, \quad (133)$$

gdzie: h_{ma} – miarodajna wysokość spiętrzenia wody na przelewie¹¹, stąd

$$h_{ma}^{3/2} = \frac{1}{l_p} \int_0^{l_p} (H - p)^{3/2} dl. \quad (134)$$

Wprowadzając nowe zmienne w bezwymiarowej postaci (rys. 19):

$$\zeta = \frac{H}{H_p}, \quad \xi = \frac{l}{H_p}, \quad q = \frac{Q(l)}{Q_d}, \quad (135)$$

gdzie: ζ – bezwymiarowa współrzędna wysokości wypełnienia na przelewie: $\zeta \geq 1$,

ξ – bezwymiarowa współrzędna długości przelewu: $\xi \in \langle 0, l_p/H_p \rangle$,

q – względny strumień objętości przepływu, $q = q(l)$; $q \in \langle 1, 1 - q_r \rangle$,

H_p – wysokość wypełnienia kanału (w osi) na początku przelewu ($l = 0$),

Q_d – strumień objętości przepływu na początku przelewu ($l = 0$),

pochodną dQ/dl można przedstawić następująco:

$$\frac{dQ}{dl} = \frac{dq Q_d}{d\xi H_p}, \quad (136)$$

¹¹ $h_{ma} \neq h_{sw}$, gdyż h_{sw} określano w sposób przybliżony, sumując jednostkowe pola trapezów przekroju przepływowego (z kilku przekrojów pomiarowych) i dzieląc przez l_p .

wobec tego że:

$$Q(l) = qQ_d, \text{ to } dQ = dq Q_d,$$

oraz

$$l = \xi H_p, \text{ to } dl = d\xi H_p.$$

Ponieważ:

$$\frac{dQ}{dl} = -\frac{2}{3} \mu \sqrt{2g} (H-p)^{3/2}, \quad (137)$$

więc dla

$$\zeta = \frac{H}{H_p} = \frac{(H-p) + p}{H_p} = \frac{H-p}{H_p} + \frac{p}{H_p}, \quad (138)$$

będzie

$$\zeta - \frac{p}{H_p} = \frac{H-p}{H_p}, \quad (138a)$$

wobec tego

$$H-p = H_p \left(\zeta - \frac{p}{H_p} \right) = H_p (\zeta - P_0), \quad (138b)$$

gdzie: P_0 – względna wysokość krawędzi przelewowej ($l = 0$):

$$P_0 = \frac{p}{H_p}. \quad (138c)$$

Po uwzględnieniu powyższych zależności równanie (137) przyjmuje postać:

$$\frac{Q_d dq}{H_p d\xi} = -\frac{2}{3} \mu \sqrt{2g} [H_p (\zeta - P_0)]^{3/2}, \quad (139)$$

stąd

$$\frac{dq}{d\xi} = -\frac{2}{3} \mu \frac{H_p^{5/2}}{Q_d} \sqrt{2g} (\zeta - P_0)^{3/2}. \quad (140)$$

Oznaczając wyrażenie

$$\frac{2}{3} \frac{H_p^{5/2}}{Q_d} \sqrt{2g} = V_0, \quad (141)$$

gdzie V_0 – bezwymiarowa liczba podobieństwa, wyznaczona z warunków ruchu na początku przelewu ($l = 0$),

stąd
$$\frac{dq}{d\xi} = -\mu V_0 (\zeta - P_0)^{3/2}, \quad (142)$$

oraz
$$q = 1 - \mu V_0 \int_0^{\xi} (\zeta - P_0)^{3/2} d\xi, \quad (143)$$

i
$$\xi = L_0 \Rightarrow \mu V_0 \int_0^{L_0} (\zeta - P_0)^{3/2} d\xi = \frac{Q}{Q_d} = q_r, \quad (144)$$

gdzie: L_0 – względna długość krawędzi przelewowej:

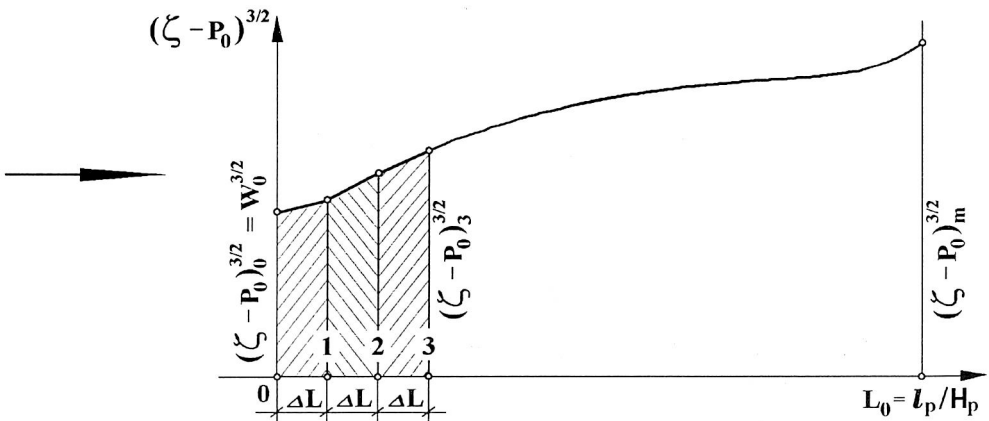
$$L_0 = l_p/H_p \quad (144a)$$

stąd
$$\mu = \frac{q_r}{L_0 \int_0^{L_0} (\zeta - P_0)^{3/2} d\xi}. \quad (145)$$

Do opisu kształtu (wysokości) zwierciadła wody w osi podłużnej komory przelewowej (rys. 8) przyjęto wielomian czwartego stopnia (krzywa wypukła ku dołowi, ku górze i ku dołowi) postaci:

$$\zeta - P_0 = W_0 + W_1\xi + W_2\xi^2 + W_3\xi^3 + W_4\xi^4, \quad (146)$$

w którym:



Rys. 20. Schemat do metody całkowania równania interpolacyjnego (148)

$$W_0 = \frac{H_p - p}{H_p} \equiv \frac{h_p}{H_p}, \quad (146a)$$

tj, przyjęto, że W_0 jest punktem początkowym wielomianu, gdy $\xi = 0$ – znane dokładnie z pomiarów w modelu. Ogólna postać wielomianu (względem dna kanału):

$$\zeta = 1 + W_1\xi + W_2\xi^2 + W_3\xi^3 + W_4\xi^4. \quad (147)$$

Do całkowania równania interpolacyjnego postaci:

$$(\zeta - P_0)^{3/2} = (W_0 + W_1\xi + W_2\xi^2 + W_3\xi^3 + W_4\xi^4)^{3/2}, \quad (148)$$

zastosowano wzór trapezów (rys. 20):

$$\int_0^{L_0} (W_0 + W_1\xi + W_2\xi^2 + W_3\xi^3 + W_4\xi^4)^{3/2} d\xi = \frac{1}{2} \frac{L_0}{m} (f_0 + 2f_1 + 2f_2 + \dots + 2f_{m-1} + f_m), \quad (149)$$

w którym: m – założona liczba przedziałów względnej długości przelewu L_0 ,

$L_0/m = \Delta L$ – jednostkowa względna długość przedziału (przyjęto $m = 100$),

$$f_0 = W_0^{3/2},$$

$$f_m = (W_0 + W_1L_0 + W_2L_0^2 + W_3L_0^3 + W_4L_0^4)^{3/2},$$

$$2f_k = 2[W_0 + W_1k\Delta L + W_2(k\Delta L)^2 + W_3(k\Delta L)^3 + W_4(k\Delta L)^4]^{3/2},$$

dla $k \in \{1, 2, 3, \dots, m-1\}$.

Z równania (145) wynika, że współczynnik przepływu μ jest funkcją następujących wielkości bezwymiarowych:

$$\mu = f(q_r, V_0, L_0, P_0). \quad (150)$$

Przyjęto następującą postać tej funkcji:

$$\mu = \mu_0 + \mu \left(\frac{Q}{Q_d}, \frac{2}{3} \frac{H_p^{5/2}}{Q_d} \sqrt{2g}, \frac{l_p}{H_p}, \frac{p}{H_p} \right). \quad (151)$$

W wyniku obliczeń numerycznych (wykonanych z zastosowaniem własnego programu o nazwie WPB) zbadano istotność wpływu poszczególnych bezwymiarowych liczb podobieństwa funkcji (151) określających współczynnik μ przelewu bocznego jednostronnego (największy zbiór danych). Dodatkowo zbadano wpływ parametru W_0 oraz liczby Froude'a na początku przelewu ($l = 0$), postaci:

$$Fr_0 = \frac{Q_d}{bH_p \sqrt{gH_p}}. \quad (152)$$

Wyniki obliczeń podano w tabelach 6 i 7 oraz na rysunkach 21÷26.

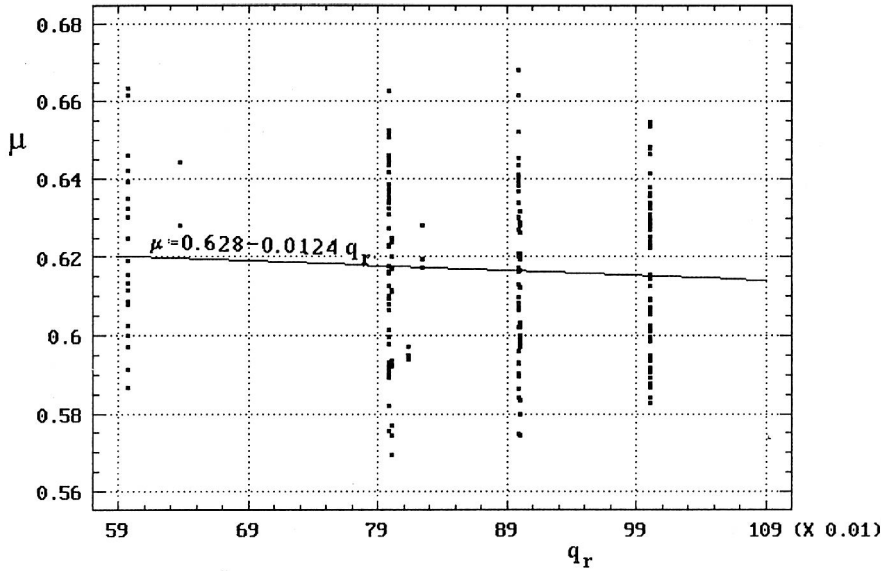
Tabela 6. Wyniki obliczeń regresji liniowej współczynnika μ przelewu od bezwymiarowych parametrów (liczb podobieństwa)

Lp.	Bezwymiarowa liczba podobieństwa	Postać wzoru $y = a_0 + ax$ gdzie: $y = \mu$ i $a_0 = \mu_0$	Badany przedział zmienności liczb podobieństwa	Współczynnik korelacji R	Suma kwadratów odchyłeń $\sum(\mu - \hat{\mu})^2$	Nr rys.
1	q_r	$\mu = 0,628 - 0,0124q_r$	$0,598 \leq q_r < 1,0$	0,0715	0,0957	21
2	V_0	$\mu = 0,621 - 0,000888V_0$	$0,886 \leq V_0 \leq 11,6$	0,106	0,0960	22
3	L_0	$\mu = 0,586 + 0,0128L_0$	$0,696 \leq L_0 \leq 5,14$	0,770	0,0406	23
4	P_0	$\mu = 0,511 + 0,154P_0$	$0,438 \leq P_0 \leq 0,901$	0,811	0,0318	24
5	W_0	$\mu = 0,665 - 0,154W_0$	$0,099 \leq W_0 \leq 0,562$	0,811	0,0318	25
6	Fr_0	$\mu = 0,616 + 0,00492Fr_0$	$0,084 \leq Fr_0 \leq 0,473$	0,0215	0,0966	26
$\bar{\mu} = 0,617; 0,569 \leq \mu \leq 0,665$						
Wartość krytyczna współczynnika korelacji R , na poziomie $\alpha = 0,05$: $R_{kr}(\alpha; m_s) = 0,138$, [126]						

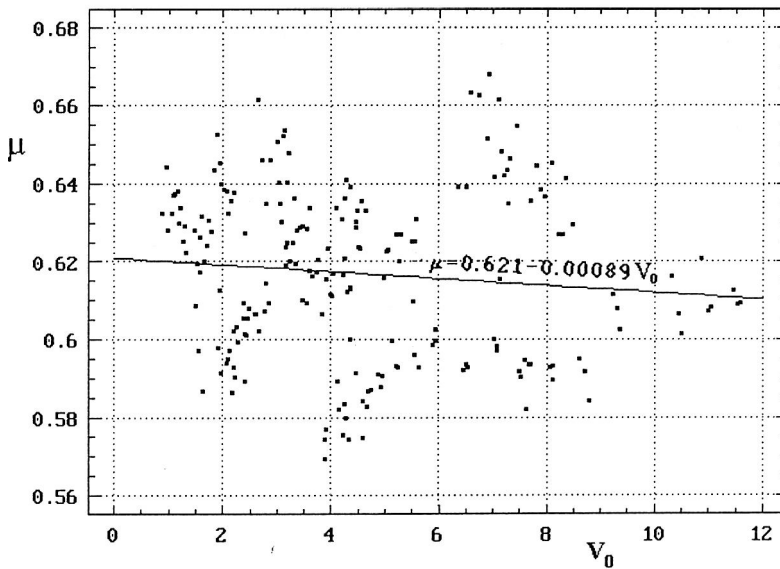
Z tabeli 6 wynika, że w badanym zakresie zmian bezwymiarowych liczb podobieństwa q_r i V_0 , ich wpływ na wartość współczynnika przepływu μ jest statystycznie mało istotny (rys. 21 i 22). Natomiast wpływ bezwymiarowych parametrów L_0 i P_0 jest istotny (rys. 23 i 24). Wpływ liczb P_0 i W_0 okazał się identyczny. Wynika to z przyjętych definicji tych liczb – jedna stanowi dopełnienie drugiej (rys. 25). Zbadany dodatkowo wpływ

Tabela 7. Wyniki obliczeń regresji liniowej wielokrotnej współczynnika μ od bezwymiarowych parametrów (liczb podobieństwa)

Lp.	Uwzględniane bezwymiarowe liczby podobieństwa	Postać wzoru: $y = a_0 + a_1x_1 + \dots + a_nx_n$ gdzie: $y = \mu$ i $a_0 = \mu_0$	Suma kwadratów odchyłeń $\sum(\mu - \hat{\mu})^2$	Nr rys.
1	L_0, P_0	$\mu = 0,521 + 0,0079L_0 + 0,112P_0$	0,0158	–
2	L_0, W_0	$\mu = 0,632 + 0,0079L_0 - 0,112W_0$	0,0158	27
3	q_r, L_0, W_0	$\mu = 0,615 + 0,0227q_r + 0,0079L_0 - 0,119W_0$	0,0144	28
4	V_0, L_0, P_0	$\mu = 0,524 + 0,0018V_0 + 0,0114L_0 + 0,0818P_0$	0,0148	–
5	V_0, L_0, W_0	$\mu = 0,606 + 0,0018V_0 + 0,0114L_0 - 0,0819W_0$	0,0148	–
6	V_0, q_r, L_0, P_0	$\mu = 0,503 + 0,0013V_0 + 0,0185q_r + 0,0103L_0 + 0,0964P_0$	0,0139	–
7	V_0, q_r, L_0, W_0	$\mu = 0,600 + 0,0013V_0 + 0,0185q_r + 0,0103L_0 - 0,0965W_0$	0,0139	29
8	V_0, q_r, L_0, W_0, Fr_0	$\mu = 0,600 + 0,0013V_0 + 0,0185q_r + 0,0103L_0 - 0,0963W_0 - 0,0005Fr_0$	0,0139	–



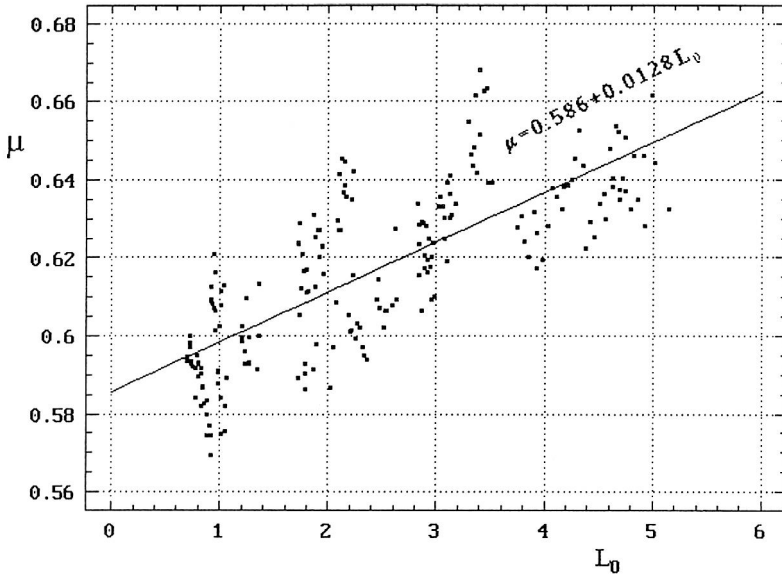
Rys. 21. Regresja współczynnika μ od bezwymiarowej liczby q_r



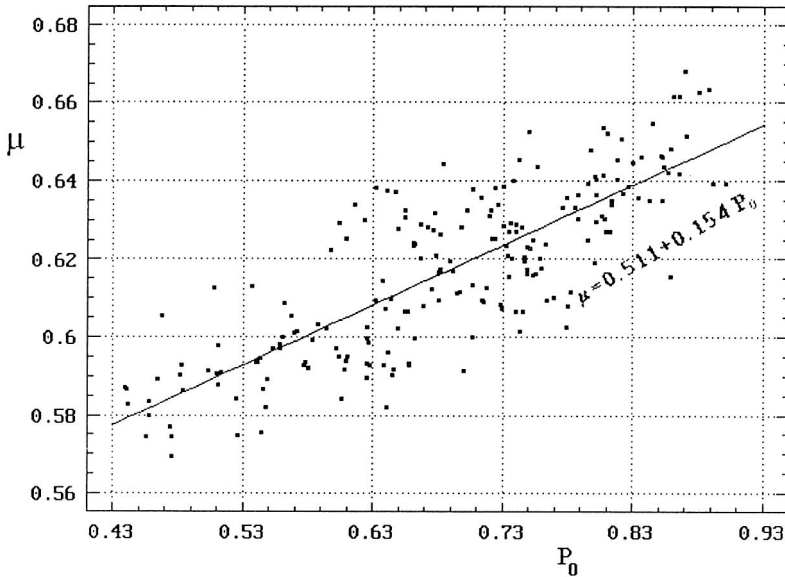
Rys. 22. Regresja współczynnika μ od bezwymiarowej liczby V_0

liczby Froude'a (152), można uznać również za statystycznie mało istotny (rys. 26). Zależność współczynnika μ przelewu od badanych liczb podobieństwa można opisać funkcjami liniowymi, co zdecydowało o wyborze regresji liniowej wielokrotnej do aproksymacji uogólnionych wyników badań współczynnika μ (tab. 7).

Z tabeli 7 wynika, że regresja liniowa czterokrotna, ujmująca wpływ na współczynnik μ bezwymiarowych liczb podobieństwa $V_0, q_r, L_0 P_0 (W_0$ zamiennie z P_0 – wiersze

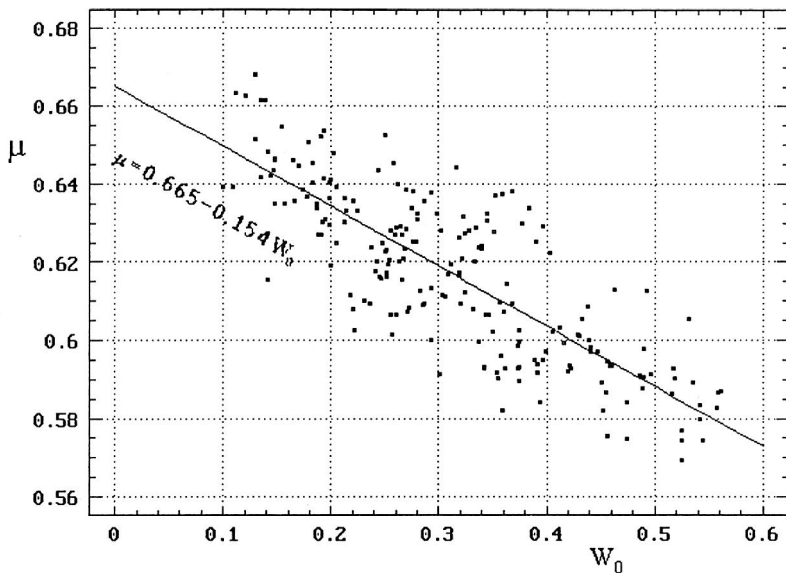


Rys. 23. Regresja współczynnika μ od bezwymiarowej liczby L_0

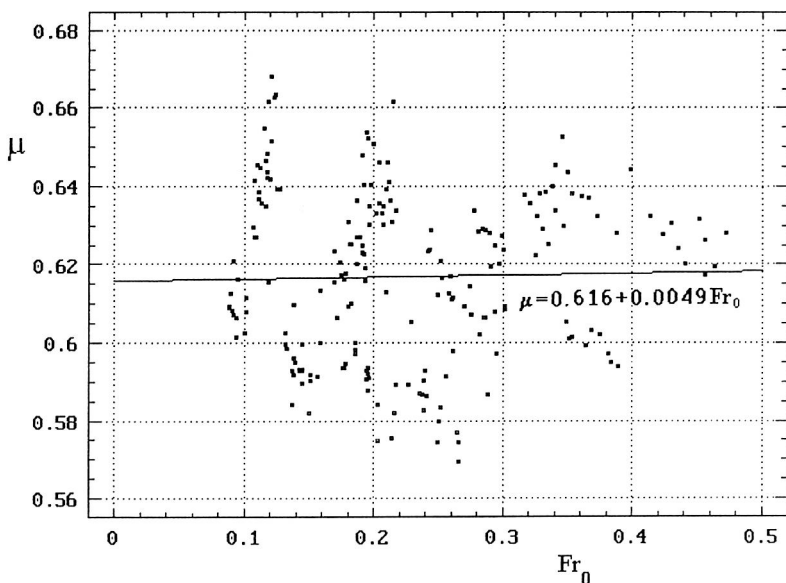


Rys. 24. Regresja współczynnika μ od bezwymiarowej liczby P_0

6 i 7) najlepiej aproksymuje wyniki pomiarów w modelu. Postacie wzorów z P_0 i W_0 różnią się jedynie wartością wyrazu wolnego $a_0 = \mu_0$, przy takich samych wartościach współczynników regresji a_1 , oraz sumach kwadratów odchyłeń. Wprowadzenie tutaj dodatkowo liczby Froude'a nie przynosi w efekcie zmiany statystycznej wyniku obli-



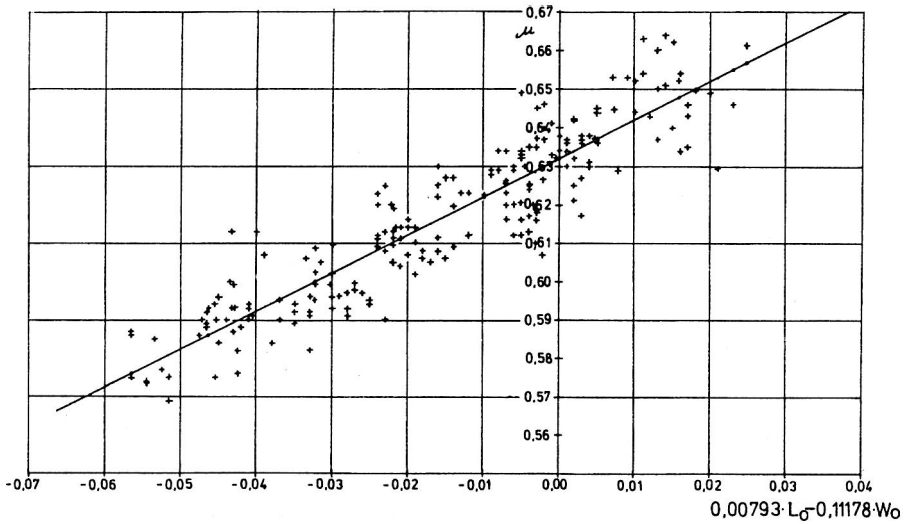
Rys. 25. Regresja współczynnika μ od bezwymiarowej liczby W_0



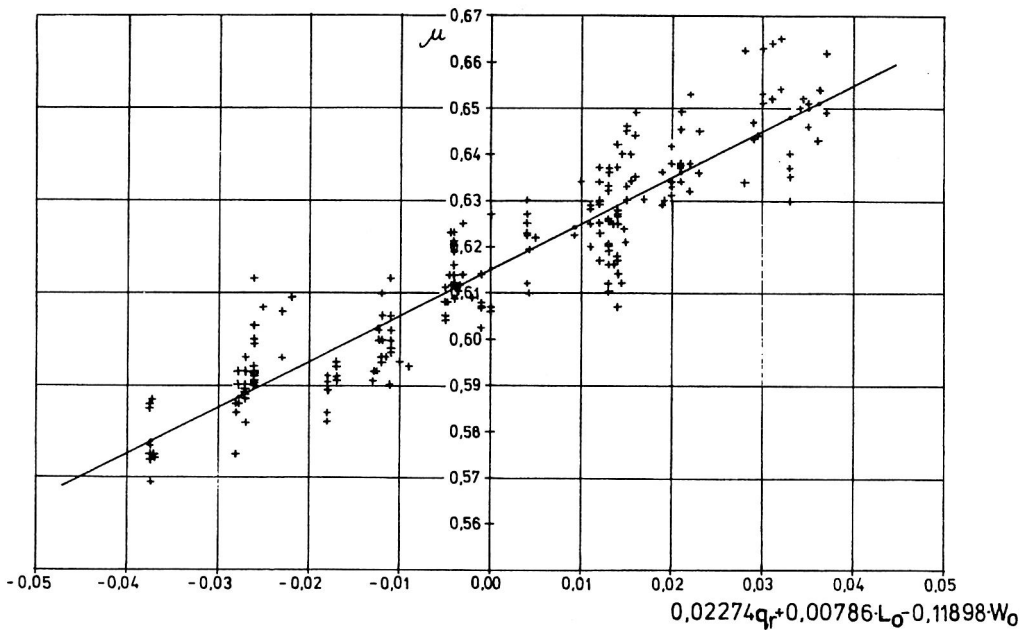
Rys. 26. Regresja współczynnika μ od liczby Fr_0

czeń (wiersz 8 – $\sum (\mu - \hat{\mu})^2 = 0,0139$). Ostatecznie zaproponowano uogólniony wzór określający współczynnik μ postaci (rys. 29):

$$\mu = 0,60 + 0,0103L_0 - 0,0965W_0 + 0,0013V_0 + 0,0185q_r, \quad (153)$$

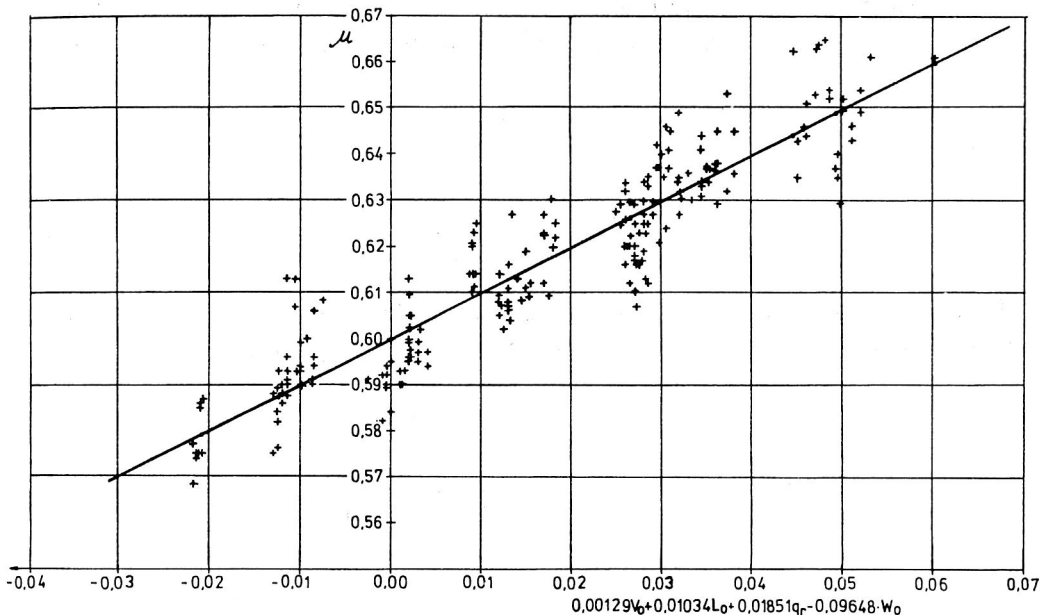


Rys. 27. Zależność współczynnika μ przelewu od bezwymiarowych liczb L_0 i W_0



Rys. 28. Zależność współczynnika μ przelewu od bezwymiarowych liczb q_r , L_0 i W_0

dostatecznie dokładnie opisujący wyniki pomiarów w modelu – $\sum (y - \hat{y})^2 = 0,0139$ ważny przy ograniczeniach wartości bezwymiarowych liczb podobieństwa L_0 , V_0 , W_0 i q_r , podanych w tabeli 6.



Rys. 29. Zależność współczynnika μ przelewu od bezwymiarowych liczb V_0 , L_0 , q_r i W_0

5.5. Bezwymiarowa postać zależności na spadek hydrauliczny w komorze przelewowej

W rozdziale 4.3 przyjęto wzór wyjściowy na spadek hydrauliczny J spowodowany oporami tarcia w kanale z bocznym przelewem, postaci (92):

$$J = \frac{(nQ(l))^2}{A^2 R_h^{4/3}}.$$

Mając na uwadze uogólnienie wyników badań, wprowadzono zdefiniowane w rozdz. 5.4 zmienne bezwymiarowe ζ i q oraz zdefiniowano odmiennie współrzędną długości $\xi = l/l_p$, a także przyjęto że:

$$\frac{J}{J_0} = \chi, \quad (154)$$

stąd

$$J = \chi J_0, \quad (154a)$$

gdzie: J_0 – spadek hydrauliczny w kanale na początku przelewu ($l = 0$), przy strumieniu objętości przepływu Q_d ,

χ – stosunek lokalnej wartości spadku hydraulicznego J wzdłuż długości komory przelewowej do wartości spadku hydraulicznego J_0 na początku komory przelewowej.

Ponieważ $Q(l) \leq Q_d$, więc $J(l) \leq J_0$ oraz $\chi(l) \leq 1$.

Po zastosowaniu wzorów (92) i (154a) otrzymano:

$$\frac{(nQ(l))^2}{A^2 R_h^{4/3}} = \chi \frac{n^2 Q_d^2}{A_0^2 R_{h0}^{4/3}} \quad (155)$$

Dla prostokątnego przekroju poprzecznego kanału i komory przelewowej¹² $A_0 = bH_p$ oraz $A = bH$, stąd równanie (155) dla nowych zmiennych przyjmuje postać:

$$\frac{n^2 Q_d^2 q^2}{(bH)^2 \left(\frac{bH}{b+p+H} \right)^{4/3}} = \chi \frac{n^2 Q_d^2}{(bH_p)^2 \left(\frac{bH_p}{b+p+H_p} \right)^{4/3}}, \quad (156)$$

stąd

$$\chi = \frac{(bH_p)^{10/3} (b+p+H)^{4/3} q^2}{(bH)^{10/3} (b+p+H_p)^{4/3}} = \left(\frac{H_p}{\zeta H_p} \right)^{10/3} \left(\frac{b+p+\zeta H_p}{b+p+H_p} \right)^{4/3} q^2, \quad (157)$$

gdzie $\zeta H_p = H$.

Wprowadzając oznaczenia $b/H_p = B_0$ oraz $p/H_p = P_0$ otrzymamy ostatecznie:

$$\chi = \zeta^{-10/3} \left(\frac{B_0 + P_0 + \zeta}{B_0 + P_0 + 1} \right)^{4/3} q^2, \quad (158)$$

gdzie: $q = q(\xi)$; $q \in \langle 1, 1 - q_r \rangle$; $q_r = Q/Q_d$.

Zależność χ , wg (158), od bezwymiarowej współrzędnej długości $\xi \in \langle 0, 1 \rangle$, dla wyników pomiarów I etapu badań, aproksymowano funkcją parametryczną postaci:

$$\chi = (1 - q_r \xi)^2, \quad (159)$$

dla $q_r \in \{1,0; 0,9; 0,8; 0,6\}$.

Wyniki obliczeń χ dla badanego zakresu zmian q_r w modelu a także ekstrapolowane, wg wzoru (159), na $q_r \in \{0,4; 0,2$ i $0,0\}$ podano na rysunku 30. Średnie błędy względne aproksymacji współczynnika χ były mniejsze od 1,0%.

Spadek hydrauliczny J wewnątrz komory przelewowej może być też zbadany odmienną drogą. Wprowadzając do (154a) prawą stronę równania (156), po przekształceniach otrzymujemy:

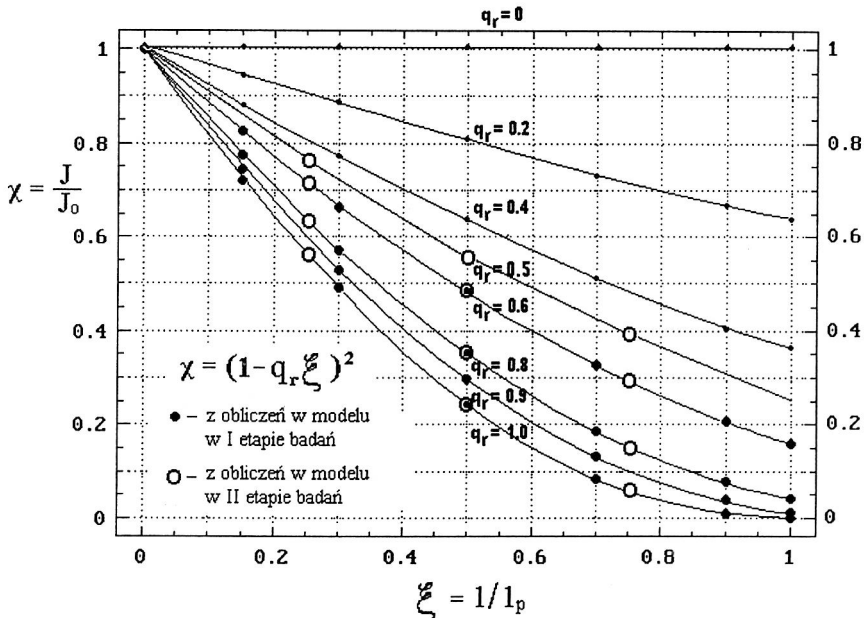
¹² W rozdziale 6.2.4 przedstawiona zostanie uogólniona postać współczynnika χ na dowolny kształt przekroju poprzecznego komory przelewowej.

$$J = \chi \frac{n^2 Q_d^2 (b + p + H_p)^{4/3}}{(b H_p)^{10/3}} = \chi \frac{n^2 Q_d^2 (B_0 + P_0 + 1)^{4/3}}{b^{10/3} H_p^2}, \quad (160)$$

a następnie wprowadzając do (160) zależność (158) otrzymamy:

$$J = \zeta^{-10/3} \left(\frac{B_0 + P_0 + \zeta}{B_0 + P_0 + 1} \right)^{4/3} q^2 \frac{n^2 Q_d^2 (B_0 + P_0 + 1)^{4/3}}{b^{10/3} H_p^2} \quad (161)$$

Tabelaryzacja funkcji parametrycznej $\chi = (1 - q_r \xi)^2$							
$q_r = Q/Q_d$	$\xi = 0,0$	$\xi = 0,15$	$\xi = 0,3$	$\xi = 0,5$	$\xi = 0,7$	$\xi = 0,9$	$\xi = 1,0$
1,000	1,000	0,7225	0,4900	0,2500	0,0900	0,0100	0,0000
0,900	1,000	0,7482	0,5329	0,3025	0,1369	0,0361	0,0100
0,800	1,000	0,7744	0,5776	0,3600	0,1936	0,0784	0,0400
0,600	1,000	0,8281	0,6724	0,4900	0,3364	0,2116	0,1600
0,400	1,000	0,8836	0,7744	0,6400	0,5184	0,4096	0,3600
0,200	1,000	0,9409	0,8836	0,8100	0,7396	0,6724	0,6400



Rys. 30. Tabelaryzacja i graficzne przedstawienie wyników obliczeń funkcji parametrycznej $\chi = (1 - q_r \xi)^2$

oraz
$$J = \zeta^{-10/3} (B_0 + P_0 + \zeta)^{4/3} q^2 \frac{n^2 Q_d^2}{b^{10/3} H_p^2}. \quad (162)$$

Oznaczając
$$\frac{n^2 Q_d^2}{b^{10/3} H_p^2} = T_0, \quad (163)$$

ostatecznie możemy napisać:

$$J = T_0 \zeta^{-10/3} (B_0 + P_0 + \zeta)^{4/3} q^2, \quad (164)$$

gdzie: T_0 – bezwymiarowa liczba podobieństwa strat na początku komory przelewowej ($l = 0$); $T_0 = T_0(n, b, H_p, Q_d)$.

Zbadanie funkcji (164) okazało się w przedmiotowych badaniach niemożliwe ze względu na niewielkie wartości strat liniowych na długości komory przelewowej.

5.6. Podsumowanie i wnioski z badań I etapu

Obszerne badania zjawisk hydraulicznych towarzyszących działaniu przelewów bocznych z rurą dławiącą przeprowadzone na modelu w skali $\zeta_l = 15$, a zwłaszcza wyniki tych badań w odniesieniu do przelewów bocznych o wysokich koronach przelewowych (drugiego rodzaju), wymagają weryfikacji i uzupełnienia na modelu – z obecnością komór uspokajających – w mniejszej skali liniowej (np. $\zeta_l = 5$ – II etap badań modelowych), bądź na obiektach rzeczywistych¹³.

W I etapie zbadano:

a) warunki hydrauliczne (brzegowe) działania przelewów bocznych z rurą dławiącą o wysokich i niskich koronach przelewowych,

b) zależność strumienia objętości przepływu przez ostrokrawędziowy, nie zatopiony przelew boczny o wysokiej koronie przelewowej od:

- długości i wysokości krawędzi przelewowych,
- liczby krawędzi przelewowych,
- kształtu przekroju poprzecznego kanału i komory przelewowej,
- kształtu i szerokości korony przelewowej,
- średnicy wlotu do rury dławiącej,

c) bezwymiarowe postacie zależności na współczynnik przepływu przelewu i na spadek hydrauliczny spowodowany oporami tarcia wewnątrz komory przelewowej.

Na podstawie dotychczasowych badań można sformułować następujące wnioski:

1. W badanym, szerokim zakresie zmian parametrów geometrycznych i eksploatacyjnych modeli spokojny przepływ w obrębie komory przelewowej (krzywa spiętrzenia) występuje, gdy $p \geq H_{kr}(Q_d)$ – niezależnie od relacji spadku dna kanału do spadku

¹³ Obiektów takich, tj. z komorami uspokajającymi przepływ, jak dotychczas nie wybudowano.

krytycznego. W kanale dopływowym przed przelewem mamy wówczas ruch nierównomierny (wolnozmienny – opóźniony). Dodatkowym warunkiem jego wystąpienia jest spełnienie relacji $p + h_p > H_n(Q_d)$, gdy $i < i_{kr}$. Średnica rury dławiącej musi spełniać warunek $d_r < p$.

2. Zastosowanie analizy wymiarowej umożliwiło sformułowanie wzorów fizykalnych określających strumień objętości przepływu przez boczne przelewy jedno- i dwustronne. W pracy wykazano, że w warunkach spokojnego przepływu na przelewie bocznym o ostrokrawędziowym, nie zatopionym działaniu, postać ogólna tych wzorów może być zastosowana do modelu matematycznego zjawiska pod warunkiem, że współczynnik przepływu μ , zależny m.in. od dokładnej miary pola powierzchni przekroju przepływowego, zostanie obliczony ze wzoru (145) wyprowadzonego w pracy.

3. Wobec nieliniowego profilu zwierciadła cieczy na przelewie (w osi podłużnej komory przelewowej) do jego opisu zaproponowano wielomian czwartego stopnia – właściwy dla badanych przelewów bocznych – bez komory uspokajającej za przelewem. W tych warunkach współczynnik μ może być wyznaczony ze wzoru (153) po określeniu wartości bezwymiarowych parametrów ruchu (liczb podobieństwa): L_0 , W_0 , V_0 i q_r .

4. Spadek hydrauliczny J , wywołany oporami tarcia, w komorze przelewowej o prostokątnym kształcie przekroju poprzecznego można opisać za pomocą funkcji parametrycznej (159) – bezwymiarowej współrzędnej długości ξ i współczynnika rozdziału przepływów na przelewie q_r , po określeniu wartości spadku J_0 – na początku przelewu ($l = 0$).

5. Straty hydrauliczne ΔH_o , podczas przepływu strumienia objętości Q_o , w rurze dławiącej można określić z uogólnionego równania Bernoulliego (69) po wyznaczeniu współczynników podanych w rozdziale 4.2.

Dotychczasowe wyniki badań, po ich weryfikacji i uzupełnieniu, zostaną zastosowane do opracowania modelu matematycznego zjawiska, którego podstawą powinno być poprawne fizykalnie równanie ruchu cieczy w kanale z bocznym przelewem. Dalszych prac wymaga więc:

- wyprowadzenie bezwymiarowej postaci zmodyfikowanego równania różniczkowego ruchu (z zasady zachowania pędu),
- zbadanie wpływu obecności komory uspokajającej za przelewem na kształt zwierciadła wody i strumień objętości przepływu przez boczne przelewy jedno- i dwustronne (o wysokich koronach przelewowych) z rurą dławiącą,
- zbadanie rozkładów prędkości miejscowych z określeniem współczynników prędkości α (Coriolisa) i pędu β (Boussinesq’a) w kanale dopływowym i komorze przelewowej o różnych kształtach przekroju poprzecznego,
- zbadanie rozkładu ciśnienia piezometrycznego w osi kanału i komory przelewowej (do weryfikacji założenia o hydrostatycznym rozkładzie ciśnienia),
- zbadanie innych współczynników i liczb podobieństwa bezwymiarowej postaci zmodyfikowanego równania ruchu (niezbędnych do jego rozwiązania),

- opracowanie modelu matematycznego działania przedmiotowych przelewów, opartego na rozwiązaniu zmodyfikowanego równania różniczkowego ruchu zbadanych, swobodnych przepływów cieczy na przelewie bocznym oraz na rozwiązaniu równania Bernoulliego przepływu ciśnieniowego w rurze dławiącej z podaniem procedury służącej do ich wymiarowania.

6. ANALIZA I INTERPRETACJA WYNIKÓW BADAŃ II ETAPU

6.1. Różniczkowe równanie ruchu cieczy w kanale z bocznym przelewem

6.1.1. Bilans pędu

Na podstawie literatury, a także własnych przemyśleń, wyprowadzone zostanie bezwymiarowe równanie różniczkowe ruchu cieczy na odcinku kanału zawierającym przelew boczny. Z zasady zachowania pędu¹ [44, 111, 124] w niutonowskiej mechanice ośrodków ciągłych wynika, że zmiana pędu w czasie, równa się sumie sił masowych i powierzchniowych:

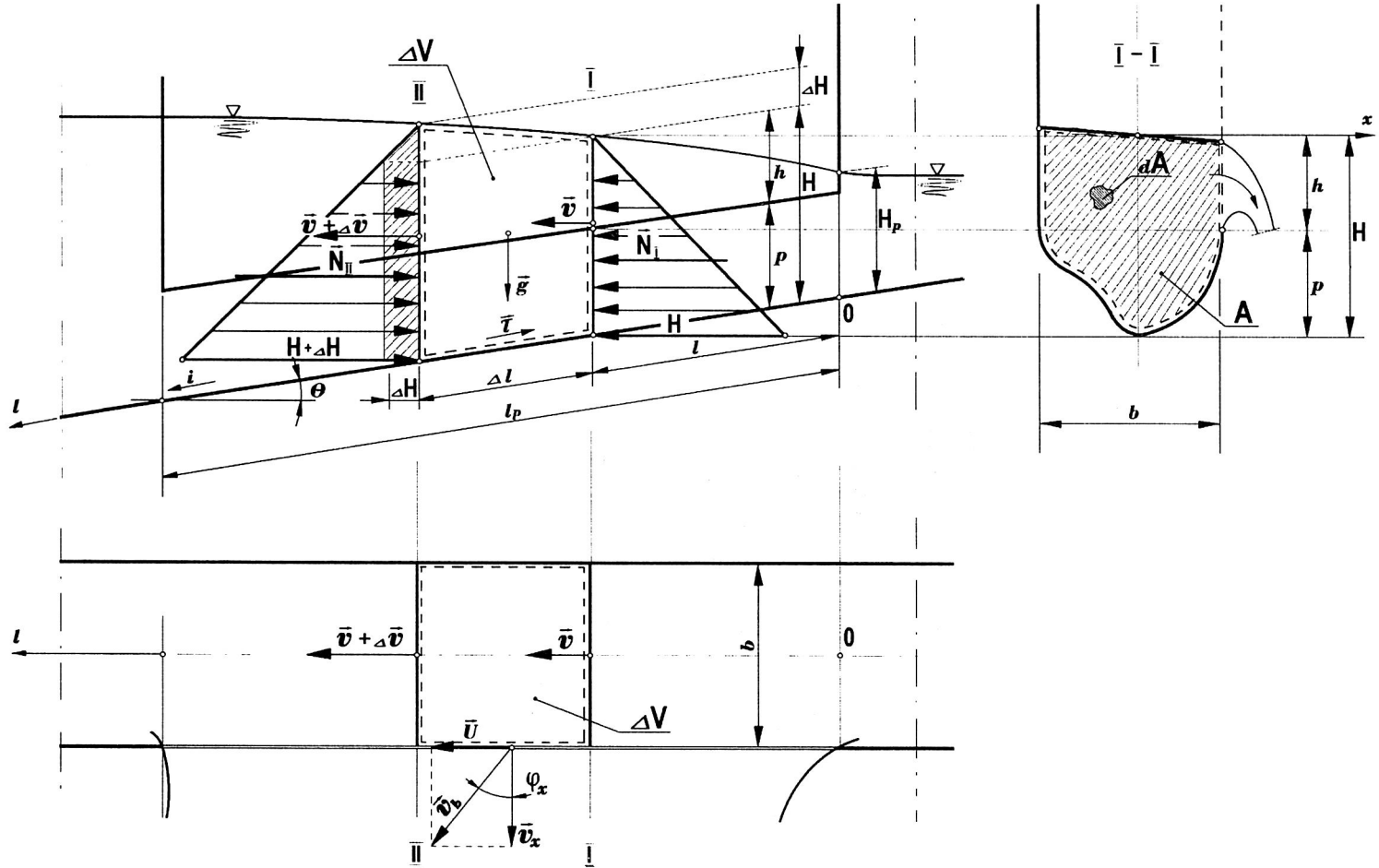
$$\int_V \rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} dV = \int_V \rho \mathbf{G} dV + \int_A \mathbf{F} dA, \quad (165)$$

gdzie: ρ – gęstość płynu,
 $d\mathbf{v}/dt$ – przyspieszenie,
 \mathbf{G} – siła zewnętrzna działająca na jednostkę masy, zwana siłą masową,
 \mathbf{F} – siła wyrażająca oddziaływanie otoczenia, zwana siłą powierzchniową,
 A – pole powierzchni objętości V .

Zmiana pędu w czasie $dt \rightarrow 0$ równa jest więc sumie sił działających na infinitezmalną objętość kontrolną cieczy ΔV , zawartą w kanale między przekrojami I i II oraz krawędzią boczną przelewu (rys. 31). Kolejno sporządzony zostanie dla tej objętości bilans pędu, obliczona suma sił działających na ciecz, skąd korzystając z równania ciągłości i bilansu strumienia objętości zostanie wyprowadzone równanie ruchu w kanale z odpływem przez przelew boczny.

Pęd wnoszony przez masę cieczy przepływającą przez element o powierzchni dA w czasie $dt \rightarrow 0$, wynosi:

¹ Używane bywa również określenie: zasada ilości ruchu.



Rys. 31. Ilustracja zastosowania zasady zachowania pędu do przepływów cieczy na przelewie bocznym

$$d(m\mathbf{v}) = (\rho v dA dt)\mathbf{v}, \quad (166)$$

gdzie: \mathbf{v} – wektor prędkości miejscowej, prostopadły do elementu powierzchniowego dA , wyciętego z pola przepływu A .

Sumaryczny pęd wnoszony przez masę cieczy przepływającą przez przekrój przepływowy o polu A , w czasie dt , wyniesie zatem:

$$d\Pi_I = \rho dt \int_A \mathbf{v} dA = \iota \rho dt \int_A v^2 dA, \quad (167)$$

gdzie: ι – wektor jednostkowy, o kierunku wektora prędkości miejscowej \mathbf{v} , równoległy do wektora prędkości średniej \mathbf{v} .

Ten sam pęd (167), wyrażony przez średnią prędkość przepływu cieczy można zapisać równaniem:

$$d\Pi_I = \beta(\rho v A dt)\mathbf{v} = \beta(\rho v A dt)v\iota = \beta \rho A v^2 dt\iota, \quad (168)$$

w którym β jest bezwymiarowym współczynnikiem poprawkowym.

Z równań (167) i (168) wynika:

$$\iota \rho dt \int_A v^2 dA = \beta \iota \rho A v^2 dt, \quad (169)$$

a stąd współczynnik β , zwany współczynnikiem Boussinesqa (bądź też pędu), można wyrazić następująco – analogicznie do (24):

$$\beta = \frac{\int v^2 dA}{v^2 A},$$

gdzie: v – średnia prędkość przepływu.

Należy zwrócić uwagę na fakt, że w komorze przelewowej bryła prędkości zmienia się wzdłuż drogi l , podobnie jak prędkość średnia. Oznacza to, że współczynnik β jest stały tylko w ruchu równomiernym, tutaj zmienia się od przekroju do przekroju².

Sumaryczny pęd $d\Pi_I$ wnoszony do przestrzeni kontrolnej DV z cieczą wpływającą przez przekrój przepływowy o polu A , w czasie $dt \rightarrow 0$ przyjmuje wartość:

$$d\Pi_I = \beta \rho A v^2 dt\iota = \beta \rho Q v dt\iota, \quad (170)$$

gdzie: Q – strumień objętości cieczy przepływającej przez przekrój przepływowy o polu A : $Q = Av$.

Pęd masy cieczy opuszczającej wewnątrz przestrzeni kontrolnej przez przekrój przepływowy o polu $A + \Delta A$, w czasie $dt \rightarrow 0$, wynosi:

² Wynika to z eksperymentów El-Khashaba i Smitha [27] na przelewach bocznych konwencjonalnych w kanałach otwartych o przekroju trapezowym, a także z badań autora (rozd.6.2.2).

$$d\Pi_{II} = (\beta + \Delta\beta)\rho(A + \Delta A)(v + \Delta v)^2 t = (\beta + \Delta\beta)\rho(Q + \Delta Q)(v + \Delta v)dt. \quad (171)$$

Równanie (171), zapisane dla II przekroju, jest analogiczne do równania (170), przy czym wielkości o wartościach β , A , v , Q zastąpiono wielkościami o wartościach $\beta + \Delta\beta$, $A + \Delta A$, $v + \Delta v$, $Q + \Delta Q$, różniących się między sobą przyrostami (w ogólności dodatnimi lub ujemnymi) tych wielkości na odcinku Δl .

Z przestrzeni kontrolnej, w tym samym czasie ($dt \rightarrow 0$), wypływa też masa cieczy przelewającej się przez odcinek przelewu o długości Δl , ze średnią prędkością v_b . Prędkość ta zmienia swą wartość i kierunek wzdłuż krawędzi przelewu. Pęd masy cieczy przelewającej się przez odcinek Δl krawędzi przelewu wynosi:

$$d\Pi_b = \beta_b \rho \Delta l q_b dt v_b, \quad (172)$$

gdzie: β_b – współczynnik (poprawkowy) pędu strugi bocznej,

q_b – jednostkowy strumień objętości przepływu przez przelew boczny (liczony na jednostkę długości krawędzi przelewowej).

Współczynnik β_b odnosi się tutaj do prędkości v_b i może być formalnie obliczany ze wzoru (24), w którym całkowanie odbywa się wzdłuż wysokości h warstwy cieczy nad przelewem ($A = \Delta l \cos \Theta h$, przy małym Δl). Dotyczy on więc profilu prędkości v_b w miejscu o odciętej l , nie zaś bryły prędkości, jak w przekrojach I i II (rys. 31).

Ze wzorów (170), (171) i (172) wynika, że w czasie dt wystąpi następująca zmiana pędu:

$$d\Pi_{II} + d\Pi_b - d\Pi_I = d\Pi, \quad (173)$$

którą, po uporządkowaniu i pominięciu wyrazów zawierających iloczyny dwóch wielkości o wartościach nieskończenie małych, możemy zapisać:

$$d\Pi = \rho(\beta Q \Delta v t + \beta \Delta Q v t + \Delta \beta Q v t + \beta_b q_b \Delta l v_b) dt. \quad (174)$$

6.1.2. Siły powierzchniowe i masowe

Jednostkowymi siłami powierzchniowymi są tutaj:

- ciśnienie hydrostatyczne³, rosnące liniowo w głąb cieczy, działające prostopadle do pól przekrojów przepływowych I i II,
- naprężenia styczne τ , występujące na powierzchni zwilżonej ścian i dna kanału, pomiędzy przekrojami I i II.

Wektor jednostkowej siły masowej to wektor przyspieszenia ziemskiego g . Sumaryczna siła, zwana naporem [111], wywierana przez ciśnienie hydrostatyczne w przekrojach I i II może być obliczona z wykresów naporów na ściany o powierzchni A oraz $A + \Delta A$. Mianowicie wartość liczbowa tej siły równa się ciężarowi bryły wykresu naporu. Jak wynika wprost z rys. 31, siła ta wynosi:

³ Ciśnienie barometryczne znosi się.

$$\Delta N = -\left(\Delta H A + \frac{1}{2}\Delta H^2 b\right)\rho g t, \quad (175)$$

przy czym wektor jednostkowy \mathbf{t} ma kierunek prędkości średniej \mathbf{v} , natomiast znak minus wynika z faktu, że głębokość wypełnienia komory w przekroju II jest sumą wysokości H w przekroju I i przyrostu (w ogólności dodatniego lub ujemnego) ΔH . Gdyby zwierciadło cieczy opadało na długości przelewu (krzywa depresji) wówczas ΔN miałyby kierunek zgodny z \mathbf{t} , a współrzędna $-(\Delta H A + \Delta H^2 b/2)\rho g$ siły ΔN byłaby dodatnia.

Siła masowa działająca na rozpatrywaną masę cieczy, znajdująca się w obszarze kontrolnym, przyjmuje wartość (rys.31):

$$\Delta \mathbf{G} = \left(A \Delta l \cos \Theta + \frac{1}{2} \Delta H \Delta l \cos \Theta b \right) \rho g. \quad (176)$$

Naprężenia styczne τ dają w sumie siłę oporu, która wynosi:

$$\Delta \mathbf{T} = \left(O_z \Delta l \cos \Theta + \frac{1}{2} \Delta H \Delta l \cos \Theta \right) \tau, \quad (177)$$

gdzie: O_z – obwód zwilżony w przekroju I.

Wypadkowa sił powierzchniowych i masowych wynosi więc:

$$\Delta \mathbf{W} = -A \Delta H \rho g t + A \Delta l \cos \Theta \rho g + O_z \Delta l \cos \Theta \tau, \quad (178)$$

przy czym składniki zawierające iloczyny Δl , ΔH i ΔH^2 pominięto jako małe drugiego rzędu (w porównaniu z wyrazami małymi, ale pierwszego rzędu).

6.1.3. Równanie ruchu

Wektor zmiany pędu w czasie dt , obliczony ze wzoru (174), równa się wypadkowemu wektorowi (178) sił $\Delta \mathbf{W}$, działających na rozpatrywaną objętość nieskończenie małą ΔV . Oznacza to, że rzut tych wektorów na oś l spełnia równanie:

$$\rho \left[(\beta Q \Delta v + \beta \Delta Q v + \Delta \beta Q v) \cos \Theta + \beta_b q_b \Delta l U \cos \Theta \right] = -A \Delta H \rho g \cos \Theta + A \Delta l \rho g \sin \Theta \cos \Theta - O_z \Delta l \tau \cos \Theta, \quad (179)$$

w którym: U – współrzędna składowej podłużnej \mathbf{U} , wektora prędkości \mathbf{v}_b strugi bocznej, na kierunku wektora prędkości średniej \mathbf{v} głównej strugi cieczy w kanale.

Dzieląc obustronnie (179) przez iloczyn $A \rho g \Delta l \cos \Theta$, otrzymamy:

$$\frac{1}{g A} \left(\frac{\beta Q \Delta v + \beta \Delta Q v + \Delta \beta Q v}{\Delta l} + \beta_b q_b U \right) = -\frac{\Delta H}{\Delta l} + \sin \Theta - \frac{O_z \tau}{\rho g A}, \quad (180)$$

gdzie: $\sin \Theta \equiv i$ – spadek dna kanału⁴.

$O_z \tau / \rho g A = J$ – spadek hydrauliczny (wysokość strat energii spowodowana oporami tarcia na jednostkę długości – analogicznie do wzoru (85)), przy czym $\tau \equiv |\tau|$.

Po wprowadzeniu powyższych oznaczeń i wzięciu operacji lim, gdy $\Delta l \rightarrow 0$, otrzymamy:

$$\frac{1}{gA} \left(\beta Q \frac{dv}{dl} + \beta v \frac{dQ}{dl} + v Q \frac{d\beta}{dl} + \beta_b q_b U \right) = - \frac{dH}{dl} + i - J. \quad (181)$$

Z równania ciągłości ruchu wynika, że $v = Q/A$, stąd:

$$\frac{dv}{dl} = \frac{d}{dl} \left(\frac{Q}{A} \right) = \frac{1}{A} \frac{dQ}{dl} - \frac{Q}{A^2} \frac{dA}{dl}, \quad (182)$$

gdzie: $dA/dl = b dH/dl$, tzn. przyrost pola ΔA na drodze Δl następuje na skutek zmiany wysokości o ΔH , podczas gdy komora przelewowa ma szerokość b (rys.31), zatem:

$$\frac{dv}{dl} = \frac{1}{A} \frac{dQ}{dl} - b \frac{Q}{A^2} \frac{dH}{dl}, \quad (183)$$

a po podstawieniu do (181) i uporządkowaniu otrzymamy:

$$\frac{dH}{dl} = \frac{i - J - \frac{1}{gA} \left(\frac{2\beta Q}{A} \frac{dQ}{dl} + \frac{Q^2}{A} \frac{d\beta}{dl} + \beta_b q_b U \right)}{1 - \beta \frac{Q^2 b}{gA^3}}. \quad (184)$$

Strumień objętości cieczy przelewającej się przez odcinek bocznej krawędzi o długości Δl , wynosi:

$$\Delta Q = \frac{2}{3} \mu \Delta l \cos \Theta \sqrt{2g} (H - p)^{3/2} = \frac{2}{3} \mu \Delta l \cos \Theta \sqrt{2g} h^{3/2}, \quad (185)$$

gdzie: μ – współczynnik przepływu przelewu (w ogólności zależny od l),

h – wysokość warstwy przelewającej się cieczy, mierzona w osi kanału względem wysokości p krawędzi przelewowej: $h = H - p$ (rys. 31).

⁴ Spadki kanałów o dużych średnicach bądź wysokościach ($> 1,0$ m) projektuje się dla $i \leq 10\text{‰}$, ze względu na ograniczenie maksymalnej prędkości przepływu ścieków mieszanych ($v_{\max} < 7,0$ m/s), powodującej niszczenie kanałów, transportowaną zawiesziną mineralną. Np. dla kanału o średnicy $D = 1,0$ m, gdy $i = 9,9\text{‰}$, $\Rightarrow v = 3$ m/s ($Q_d = 2,6$ m³/s) [11]; analogicznie dla $D = 2,0$ m, przy tym samym spadku i , $v = 6$ m/s ($Q_d = 18$ m³/s!) itd. Wobec małego spadku dna kanału $i \leq 10\text{‰}$ (kąt $\Theta \leq 0^\circ 34' 22,58'' = 0,572939^\circ$), $\sin \Theta \leq 0,0099995$ i $\text{tg} \Theta \leq 0,01$ wobec tego możemy przyjąć $\sin \Theta = \text{tg} \Theta = i$, z maksymalnym błędem $5 \cdot 10^{-7}$.

⁵ Ścisłej oznacza to, że $\Delta A = b \Delta H$, a po przejściu granicznym $dA/dl = b dH/dl$.

Po podzieleniu przez Δl , przyjęciu $\cos \Theta = 1$ ($i \leq 10\% \Rightarrow \cos \Theta \geq 0,99995$) i przejściu granicznym $\Delta l \rightarrow 0$ otrzymamy (analogicznie do (11)):

$$\frac{dQ}{dl} = q_b = \frac{2}{3} \mu \sqrt{2gh}^{3/2} = \frac{2}{3} \mu \sqrt{2g} (H - p)^{3/2}. \quad (186)$$

Z bilansu strumienia objętości wynika, że

$$Q = Q_d - \int_0^l q_b dl, \quad (187)$$

gdzie: Q_d – strumień objętości przepływu w kanale na początku przelewu ($l = 0$).

Wobec tego $dQ/dl = -q_b$, co po podstawieniu do równania (184) i uporządkowaniu daje:

$$\frac{dH}{dl} = \frac{i - J - \frac{(2\beta v - \beta_b U) dQ}{gA} - \frac{Q^2}{gA^2} \frac{d\beta}{dl}}{1 - \beta \frac{Q^2 b}{gA^3}}. \quad (188)$$

Równanie ruchu (188) różni się, od wyprowadzonego w rozdz. 2.3.2 równania (63) współczynnikiem β_b przy U , a od dotychczas stosowanych równań ruchu, np. postaci równania (43), ponadto składnikiem

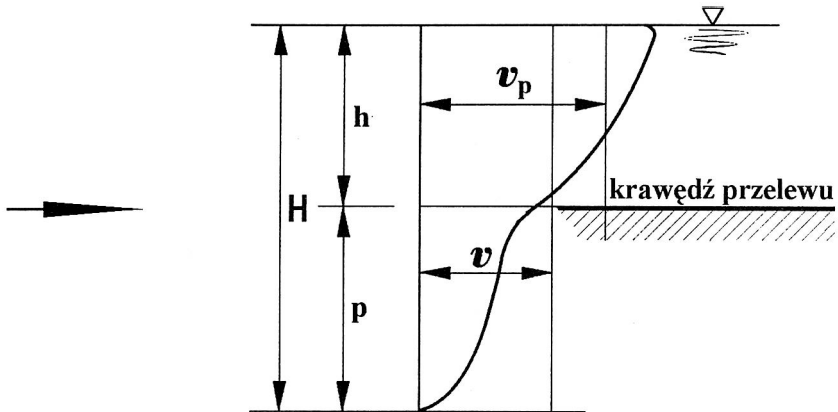
$$\frac{Q^2}{gA^2} \frac{d\beta}{dl}, \quad (189)$$

ujmującym wpływ zmienności β , na długości bocznego przelewu na wartość energii kinetycznej głównej strugi cieczy w kanale.

Współrzędna U , składowej podłużnej U wektora prędkości v_b strugi bocznej, jest różna od prędkości średniej v w komorze przelewowej. Wynika to stąd, że średnia prędkość osiowa v_p , w części przekroju przepływowego (do głębokości h) różni się od średniej prędkości v w całym przekroju (rys.32). Prędkość średnia zaś strugi bocznej v_b wynika z sumy wektorów prędkości średnich – normalnej do krawędzi przelewu, w warstwie o wysokości h i osiowej, również w warstwie o wysokości h .

Na przykład, z profilu prędkości⁶ przedstawionego na rys. 32 wynika, że prędkość średnia w warstwie o wysokości h jest większa od średniej dla całego profilu. W rzeczywistości na wartość U , w danym przekroju przepływowym komory przelewowej,

⁶ Z badań własnych (rozdz. 6.2.2) wynika, że znane profile prędkości, typu krzywej logarytmicznej czy też wykładniczej, nie występują w kanale z bocznym przelewem.



Rys. 32. Profil prędkości w osi podłużnej komory przelewowej (wg rozdz. 6.2.2)

mogą mieć wpływ również inne czynniki. W pobliżu początku i końca przelewu istotną rolę będą spełniały pionowe krawędzie przelewu bocznego, powodujące kontrakcję strugi i jej odchylenie w kierunku osi komory (początek) bądź w kierunku normalnej do przelewu (koniec). Ponadto, na wartość U wzdłuż przelewu ma wpływ strumień przepływu przez przelew w stosunku do strumienia przepływu za przelewem. W skrajnym przypadku – zerowego przepływu za przelewem ($Q_o = 0$) można się spodziewać nawet ujemnej wartości U na końcu przelewu (kąt $\varphi > 90^\circ$).

Przyjmując, że

$$\beta_b U = \beta_b k v \quad (190)$$

oraz

$$\beta_b k = \eta_b, \quad (191)$$

gdzie: k , η_b – współczynniki zmieniające się wzdłuż l (dla danego przelewu, kształtu komory przelewowej i określonych parametrów ruchu).

Równanie (188) można zapisać jako

$$\frac{dH}{dl} = \frac{i - J - \left[(2\beta - \eta_b) Q \frac{dQ}{dl} + Q^2 \frac{d\beta}{dl} \right] \frac{1}{gA^2}}{1 - \beta \frac{Q^2 b}{gA^3}}, \quad (192)$$

przy czym, jak wykazano, współczynnik η_b nie może zostać obliczony, lecz wyznaczony doświadczalnie.

6.1.4. Bezwymiarowa postać zmodyfikowanego równania ruchu

Równanie ruchu we współrzędnych bezwymiarowych jest wygodne w zastosowaniu, występujące bowiem w nim bezwymiarowe współczynniki stanowią równocze-

śnie liczby podobieństwa opisywanych zjawisk w skali modelowej i w rzeczywistości. Wprowadzając zmienne bezwymiarowe, zdefiniowane w rozdz. 5.4 i 5.5, postaci⁷:

$$\zeta = \frac{H}{H_p}, \quad \xi = \frac{l}{l_p}, \quad q = \frac{Q(l)}{Q_d}, \quad (193)$$

odpowiednie pochodne, ze wzoru (192), wyrażone w nowych zmiennych można zapisać następująco:

$$\begin{aligned} \frac{dH}{dl} &= \frac{H_p}{l_p} \frac{d\zeta}{d\xi}, \\ \frac{dQ}{dl} &= \frac{Q_d}{l_p} \frac{dq}{d\xi}. \end{aligned} \quad (194)$$

Natomiast pole A przekroju przepływowego komory przelewowej kanału z bocznym przelewem można przekształcić do postaci dogodnej do uogólnienia wyników badań na dowolny kształt przekroju poprzecznego⁸:

$$A = A_0 + b(H - H_p) = A_0 + bH_p(\zeta - 1) = A_0 \left[1 + \frac{bH_p}{A_0}(\zeta - 1) \right] = A_0 [K_0\zeta - (K_0 - 1)], \quad (195)$$

gdzie: A_0 – pole powierzchni przekroju przepływowego komory na początku przelewu ($l = 0$),

K_0 – współczynnik, który można określić jako liczba kształtu; dla kanału prostokątnego $K_0 = 1$, natomiast dla innych typowych kształtów kanałów $K_0 > 1$:

$$K_0 = \frac{bH_p}{A_0}. \quad (196)$$

Po podstawieniach (193)÷(196) do (192) i uporządkowaniu otrzymamy ostatecznie bezwymiarową postać zmodyfikowanego równania ruchu cieczy w kanale z bocznym przelewem:

$$\frac{d\zeta}{d\xi} = \frac{L_0(i - J) - \left[\eta q \frac{dq}{d\xi} + q^2 \frac{d\beta}{d\xi} \right] \frac{Fr_0^2}{[K_0\zeta - (K_0 - 1)]^2}}{1 - \frac{\beta Fr_0^2 K_0 q^2}{[K_0\zeta - (K_0 - 1)]^3}}, \quad (197)$$

⁷ W rozdziale 5.4, przy badaniach bezwymiarowej zależności na współczynnik przepływu μ przelewu, zmienną ξ zdefiniowano odmiennie, mianowicie $\xi = l/H_p$ (135).

⁸ Założono, że powyżej krawędzi przelewu komora przelewowa ma stałą szerokość równą szerokości b kanału dopływowego (bądź średnicy $D = b$ w wypadku kołowego kształtu kanału) – co jest zgodne z praktyką.

gdzie: L_0 – względna długość krawędzi przelewowej: $L_0 = l_p/H_p$,
 η – współczynnik zastępczy, którego wartość należy określić doświadczalnie
(dla danego przelewu, kształtu kanału i parametrów ruchu, $\eta = \eta(\xi)$):

$$\eta = 2\beta - \eta_b, \quad (198)$$

Fr_0 – liczba Froude'a w początkowym przekroju komory przelewowej ($l = 0$),
przy czym:

$$Fr_0^2 = \frac{Q_d^2}{A_0^2 g H_p}. \quad (199)$$

Bezwymiarowe zmienne i współczynniki (liczby podobieństwa) wchodzące do równania (197) spełniają następujące relacje:

$$\begin{aligned} 1 &\geq \xi \geq 0, \\ \zeta &\geq 1, \\ 1 &\geq q \geq 1 - q_r, \\ K_0 &\geq 1, \\ L_0 &\geq 1, \end{aligned} \quad (200)$$

przy czym w II etapie badań (rozdz. 6.2):

$$\begin{aligned} 1 &\geq q_r \geq 0,5, \\ 1,15 &\geq K_0 \geq 1,0, \\ 5,12 &\geq L_0 \geq 1,84, \\ 0,46 &\geq Fr_0 \geq 0,14. \end{aligned}$$

6.2. Badania modelowe przelewów bocznych z rurą dławiącą i komorą uspokajającą

6.2.1. Zakres badań i opis stanowiska doświadczalnego

Badania modelowe przeprowadzone w II etapie miały za zadanie umożliwienie zrealizowania zasadniczego celu pracy, tj. opracowania podstaw wymiarowania – modelu matematycznego bocznych przelewów burzowych z rurą dławiącą i komorą uspokajającą w warunkach spokojnego przepływu na przelewie o ostrokrawędziowym, nie zatopionym działaniu. Zaproponowana w rozdz. 6.1.4 bezwymiarowa postać zmodyfikowanego równania ruchu (197), do analitycznego opisu przepływów cieczy w kanałach z bocznymi przelewami, wymaga weryfikacji przyjętych tam założeń o:

- hydrostatycznym rozkładzie ciśnienia (w osi podłużnej kanału),
- istotności zmian wartości współczynnika pędu (na długości przelewu),

tj. wykazania formalnej poprawności przyjętej postaci tego równania.

Ponadto należy zbadać, przy obecności komory uspokajającej za przelewem oraz przy zmianach kształtu przekroju poprzecznego kanału:

– współczynniki α i β (rozdz. 6.2.2.),

– współczynnik przepływu przelewu μ (rozdz. 6.2.3.),

– współczynnik stosunku spadków hydraulicznych χ (rozdz. 6.2.4.),

a także określić inne współczynniki i liczby podobieństwa, niezbędne do rozwiązania zmodyfikowanego równania ruchu (rozdz. 6.3.).

Do badań modelowych przedmiotowych przelewów zastosowano m.in. metodykę opracowaną w I etapie. Zrealizowanie programu badań II etapu wymagało budowy stanowiska doświadczalnego z przelewem bocznym i rurą dławiacą oraz komorą uspokajającą za przelewem – w mniejszej, w porównaniu z I etapem, skali liniowej modelu ($\zeta_l = 5$). Przewidziano przeprowadzenie w tym modelu czterech podstawowych serii badań. Dwie serie dotyczyły kanału o przekroju prostokątnym oraz dwie serie – kanału o złożonym kształcie przekroju poprzecznego – kołowym w części dolnej (do wysokości połowy średnicy) i prostokątnym, w części górnej (powyżej tej wysokości – rys. 33 i 36).

Udoskonalony schemat przelewu burzowego z rurą dławiacą o badanych kształtach przekroju poprzecznego komory przelewowej i odcinków kanałów przed przelewem (o przyjętej w modelu długości równej $12b$) oraz komory uspokajającej za przelewem ($l_u = 2b$) umożliwił znaczniejsze uspokojenie przepływu na przelewie, w porównaniu z dotychczasowym standardem budowy tego typu obiektów – bez komór uspokajających – badanym w I etapie⁹. Na podstawie analizy wyników badań I etapu przyjęto niezmienny spadek dna kanału i rury dławiaczej oraz stałą wysokość ($p > H_{kr}(Q_d)$) krawędzi przelewowych ($p = 2b/3$ – dla prostokątnego przekroju kanału oraz $p = 5D/7$ – dla przekroju złożonego).

Program badań w modelu obejmował pomiary następujących parametrów ruchu wody w 12 przekrojach poprzecznych, zlokalizowanych w komorach uspokajającej i przelewowej oraz w kanale dopływowym przed przelewem (rys. 33):

– rozkładów prędkości miejscowych i strumieni objętości przepływu,

– położenia swobodnego zwierciadła wody (profile podłużne i poprzeczne),

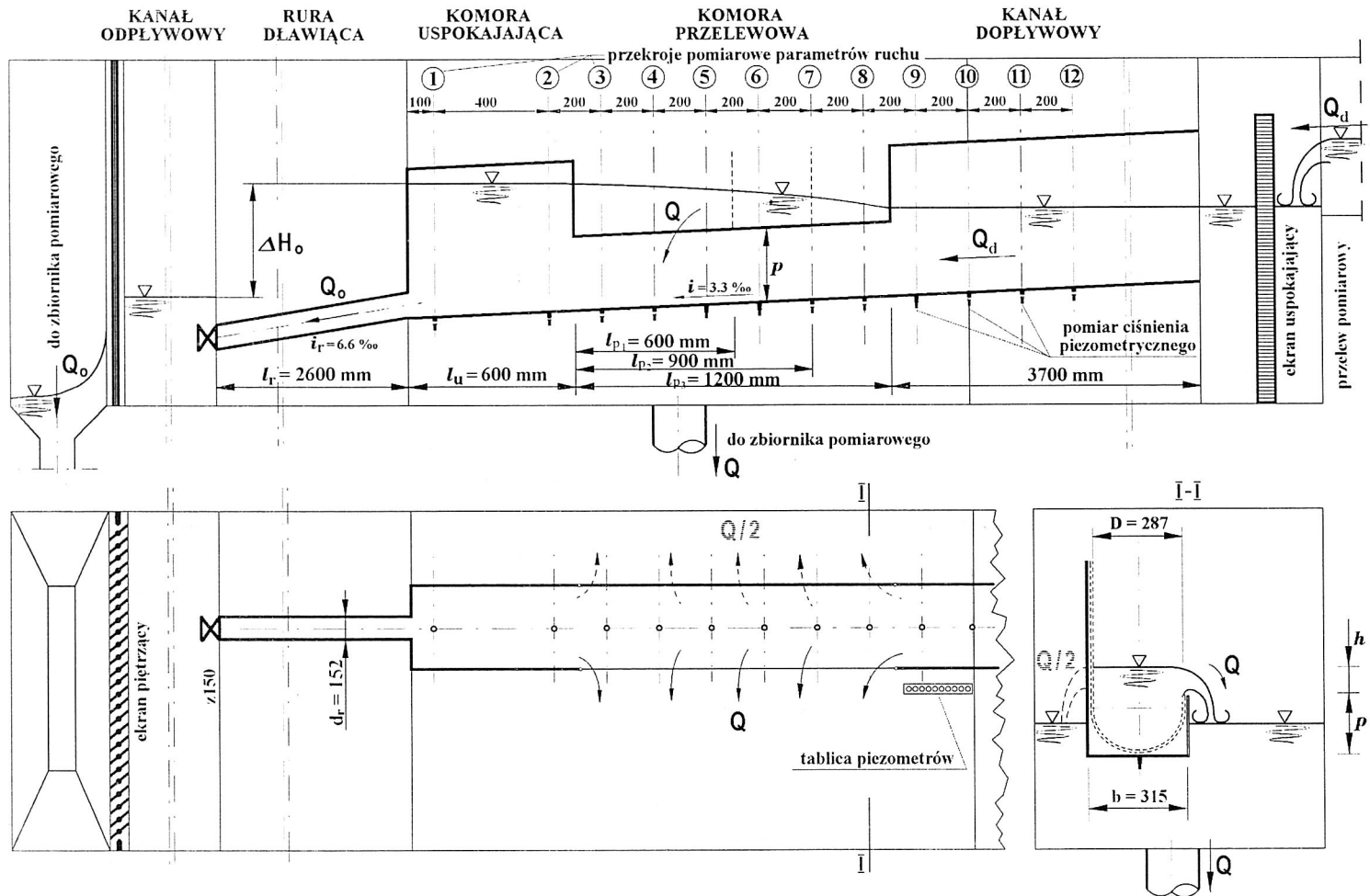
– rozkładu ciśnienia piezometrycznego (w osi podłużnej).

Program i zakres badań modelowych przedstawiono na rysunku 34.

W serii I – przelew jednostronny, kanał prostokątny – przewidziano trzy warianty długości krawędzi przelewowych $l_p \in \{600; 900; 1200\}$ mm. W każdym wariantcie przewidziano po trzy subwarianty strumienia objętości dopływu¹⁰ $Q_d \in \{16,92; 33,84;$

⁹ Jest to niezwykle ważne w aspekcie ochrony środowiska, ze względu na transport materiału wlezonego przy dnie kanału do przelewu [24, 75, 92, 94].

¹⁰ W celu bezpośredniego porównania wyników badań modelowych w I i II etapie – bez tzw. efektu skali, w II etapie badań przyjęto odpowiednio większe wartości badanych strumieni objętości dopływu $Q_d (\zeta_{Q_d} = \zeta_l^{2,5})$.



Rys. 33. Schemat stanowiska pomiarowego do badań modelowych przelewów bocznych z rurą dławiącą i komorą uspokajającą za przelewem

50,76} dm³/s. W każdym subwariancie z kolei przewidziano zmienną liczbę pomiarów, dla współczynnika rozdziału przepływów na przelewie $q_r \in \{1,0; 0,8; 0,6; 0,5\}$. Łącznie w serii I przewidziano 18 pomiarów.

W serii II – przelew dwustronny, kanał prostokątny – przewidziano jeden wariant długości krawędzi przelewowych $l_p = 2 \cdot 600$ mm. Subwarianty (Q_d) i pomiary (Q/Q_d) jak w serii I (6 pomiarów).

W serii III – przelew jednostronny, kanał o przekroju złożonym – $l_p = 1200$ mm (6 pomiarów).

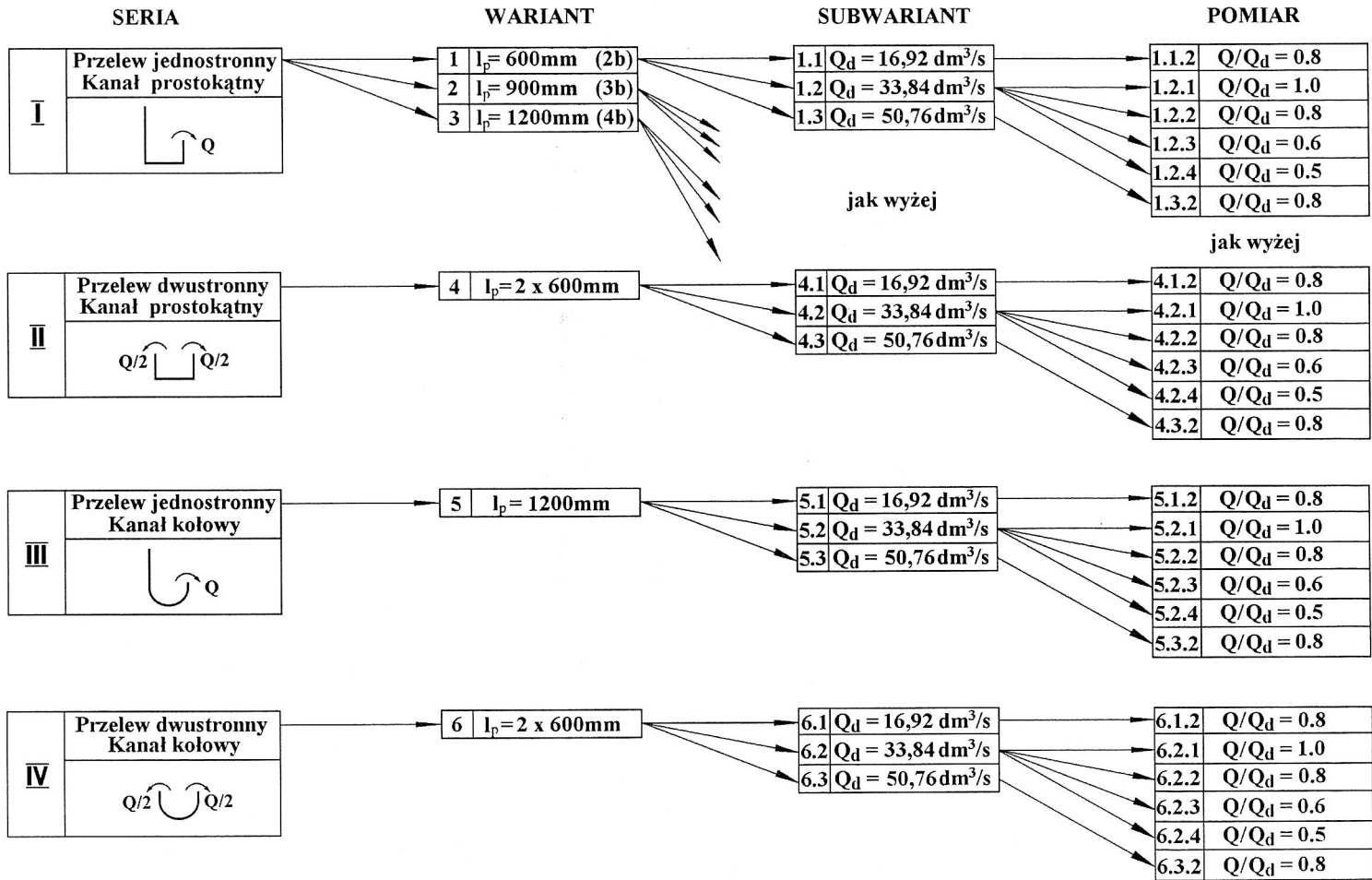
W serii IV – przelew dwustronny, kanał o przekroju złożonym – $l_p = 2 \cdot 600$ mm (6 pomiarów). Łącznie w modelu zbadano 36 kombinacji parametrów konstrukcyjnych i eksploatacyjnych przelewu (rys. 34).

Badania prowadzono w warunkach swobodnego przepływu wody przez przelew, przy spełnieniu kryterium przelewów ostrokrawędziowych $s < h/2$ [46, 84]. Szerokość korony (o przekroju prostokątnym) $s = 5$ mm.

Schemat stanowiska doświadczalnego przedstawiono na rys. 33. W wersji podstawowej (serie pomiarowe nr I i II) kanał dopływowy miał przekrój prostokąta, o szerokości $b = 315$ mm i wysokości $H_K = 400$ mm. Długość kanału przed komorą przelewową wynosiła 3,70 m. Komora przelewowa miała długość $l_{p\text{ max}} = 1200$ mm. Krawędzie przelewowe umieszczono na wysokości $p = 210$ mm nad dnem kanału. Komora uspokajająca przepływ za przelewem bocznym miała długość – $l_u = 600$ mm ($\cong 2b$). W III i IV serii zastosowano kanał o przekroju złożonym, kołowo-prostokątny, o średnicy równej szerokości: $D = b = 287$ mm i wysokości $H_K = 400$ mm. Krawędź przelewowa miała wówczas wysokość $p = 204$ mm. Badania prowadzono przy spadku dna kanału (równemu spadkowi krawędzi przelewowych) $i = 3,3\%$. Do budowy modelu użyto winiduru. Rurę dławiacą o średnicy $d_r = 152$ mm i długości 2,6 m zamontowano ze spadkiem $i_r = 6,6\%$. Do regulacji (dławienia) strumienia objętości Q_o zastosowano zasuwę. Strumień objętości na dopływie (Q_d) mierzono za pomocą kołowego przelewu pomiarowego, wywzorcowanego metodą objętościową. Strumienie objętości odpływu (Q i Q_o) określano na podstawie pomiaru czasu napełniania zbiorników pomiarowych (po uprzednim wyznaczeniu ich charakterystyk). Pomiary przeprowadzono w Laboratorium Hydraulicznym Akademii Rolniczej we Wrocławiu. Widok stanowiska pomiarowego przedstawiają fotografie na rysunku 35.

Wyniki wzorcowania kanałów dopływowych, z określeniem warunków przepływów w obrębie przelewu, podano w tabeli 8. Parametry ruchu krytycznego (H_{kr} i i_{kr}) w kanale prostokątnym o chropowatości $n = 0,01$ obliczono ze wzorów (87) i (100) dla $\alpha = 1,16$ (określonym z całkowania bryły prędkości w ruchu równomiernym). Dla kanału o przekroju złożonym wykorzystano wzory (99), (100), (102), (102b) i (102c) dla $\alpha = 1,14$.

W badanym zakresie zmian strumienia objętości dopływu $Q_d \in \{16,92; 33,84; 50,76\}$ dm³/s dla $q_r \in \{1,0; 0,8; 0,6; 0,5\}$, zakres zmian wartości liczby Reynoldsa (66) w rurze dławiącej wynosił:



Rys. 34. Program i zakres badań modelowych w II etapie

Tabela 8. Wyniki wzorcowania kanałów dopływowych z określeniem warunków przepływu na przelewie (II etap badań)

Strumień objętości Q_d	Kształt prostokątny ($b = 315$ mm)			Kształt złożony ($b = D = 287$ mm)		
	Wypełnienie normalne H_n	Wypełnienie krytyczne H_{kr}	Spadek krytyczny i_{kr}	Wypełnienie normalne H_n	Wypełnienie krytyczne H_{kr}	Spadek krytyczny i_{kr}
dm ³ /s	mm	mm	‰	mm	mm	‰
16,92	70,3	69,9	3,4 ¹	100,6	103,9	3,0 ²
33,84	114,5	110,9	3,6 ¹	148,3	148,3	3,3 ²
50,76	154,0	145,4	3,9 ¹	190,9	186,0	3,7 ¹
Parametry przelewu	$p = 210$ mm; $p > H_{kr}$; $i = 3,3$ ‰			$p = 204$ mm; $p > H_{kr}$; $i = 3,3$ ‰		
¹ I grupa przepływów spokojnych ($i < i_{kr}$; $p > H_{kr}$; $p > H_n$),						
² II grupa przepływów spokojnych ($i \geq i_{kr}$; $p > H_{kr}$).						

$23800 \leq Re \leq 129500$ – ruch turbulentny,

a liczby Froude'a (67) w kanałach dopływowych przed przelewem – w przekroju początkowym komory przelewowej ($l = 0$):

$0,14 \leq Fr_0 \leq 0,35$ – ruch spokojny (kanał prostokątny),

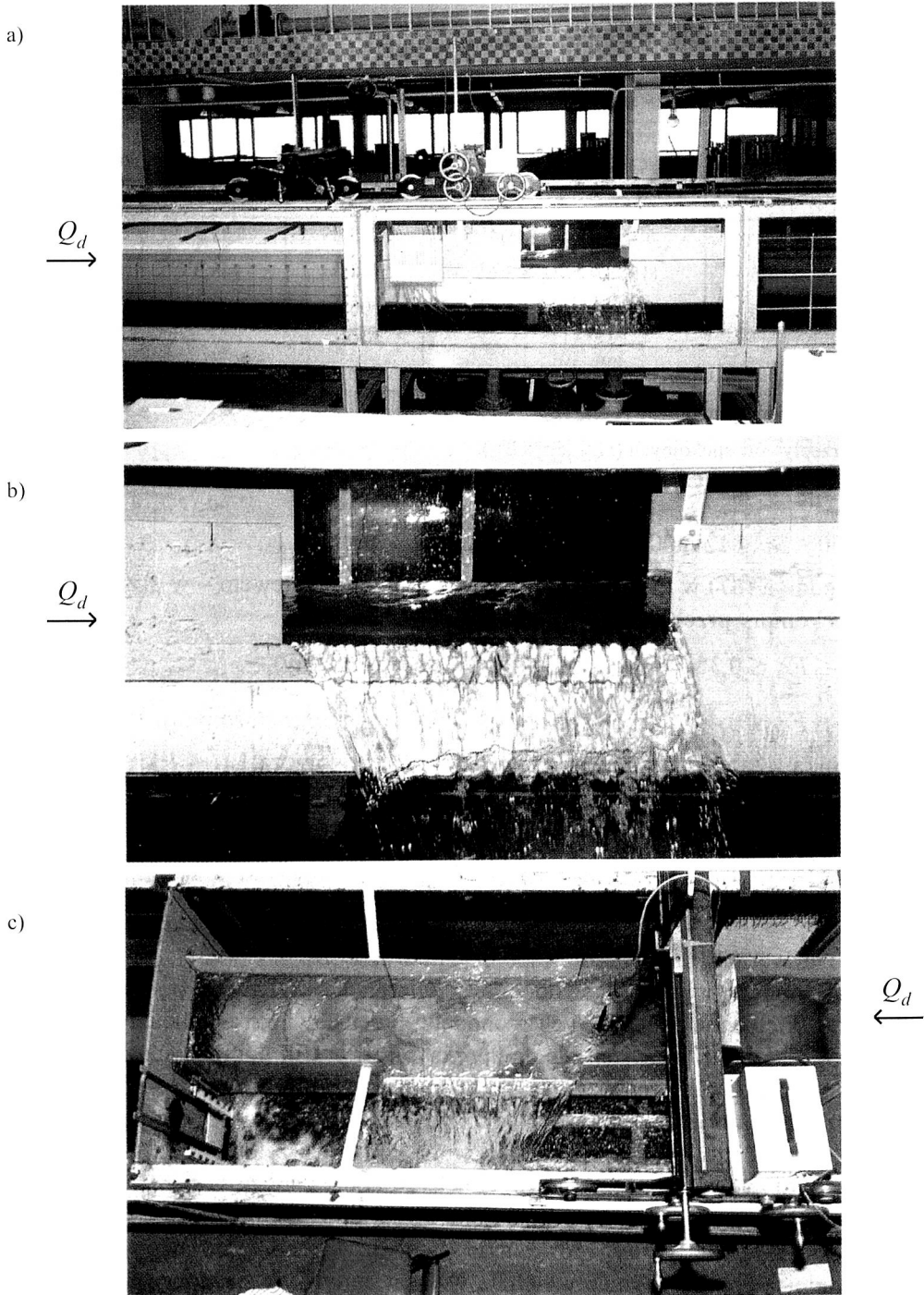
$0,17 \leq Fr_0 \leq 0,46$ – ruch spokojny (kanał o przekroju złożonym).

Jak wynika z tab. 8 warunki przepływu w modelu dotyczą I ($i < i_{kr}$) i II ($i \geq i_{kr}$) grupy przepływów spokojnych – $p > H_{kr}$ ($p > H_n$ – ruch wolnozmienny, opóźniony – rys. 8).

Wyniki pomiarów rozkładów prędkości miejscowych i strumieni objętości przepływu w badanych przekrojach poprzecznych kanału podano dla przykładu w tabeli 9 i na rysunkach 39, 40, 41 i 42 – w rozdziale 6.2.2 – gdzie dokonano ich analizy i dyskusji ze względu na wartość i zmienność współczynników α i β .

Wyniki pomiarów wysokości swobodnego zwierciadła wody w osi podłużnej kanału, dla wszystkich serii pomiarowych w modelu, przedstawiono w tabeli 11 – w rozdziale 6.2.3 – gdzie wykorzystano je do aproksymacji profili podłużnych zwierciadła wody, a następnie do obliczeń współczynników przepływu μ przelewu.

Pomierzone w modelu wysokości swobodnego zwierciadła wody (za pomocą głębokościomierza kolcowego), bezpośrednio w osi komory przelewowej, uspokajającej i w kanale dopływowym oraz w piezometrach, zamontowanych w danym przekroju poprzecznym kanału (rys. 33), były takie same – w granicach błędów odczytu (tab. 11). Świadczy to o hydrostatycznym rozkładzie ciśnienia w modelu, wobec niewielkich wartości średnich prędkości przepływu (tab. 9). Tym samym wykazano, że postać (197) równania ruchu jest w tych warunkach właściwa.



Rys. 35. Widok ogólny stanowiska doświadczalnego w II etapie badań (a). Działanie przelewu bocznej dwustronnej (pomiar 4.2.2 – b) i jednostronnej (pomiar 1.2.2 – c)

6.2.2. Współczynniki energii kinetycznej i pędu

Strumień objętości przepływu Q w danym przekroju przepływowym A kanału wyraża się wzorem:

$$Q = \int_A v dA, \quad (201)$$

gdzie: v – prędkość miejscowa strugi elementarnej,
 dA – elementarne pole powierzchni prostopadłe do wektora v prędkości miejscowej.

W praktyce korzysta się powszechnie z pojęcia prędkości średniej. Prędkość średnia v jest zatem ilorzadem strumienia objętości przepływu Q i pola przekroju przepływowego A kanału:

$$v = \frac{Q}{A} = \frac{\int v dA}{A}. \quad (202)$$

Posługiwanie się prędkością średnią przy stosowaniu uogólnionego równania Bernoulliego dla strugi cieczy rzeczywistej wymaga wprowadzenia współczynnika poprawkowego α przy składniku energii kinetycznej. Energia kinetyczna E_K elementarnej strugi cieczy wynosi:

$$E_K = \frac{dm v^2}{2} = \frac{1}{2} \rho v dA v^2 dt = \frac{1}{2} \rho v^3 dA dt, \quad (203)$$

gdzie: dt – dowolnie mały czas przepływu, w którym obliczana jest energia strugi elementarnej.

Energia kinetyczna masy cieczy odpowiadająca całej strudze jest sumą energii poszczególnych strug elementarnych:

$$E_{KS} = \frac{1}{2} \rho dt \int_A v^3 dA. \quad (204)$$

Jeśli cały strumień poruszałby się z prędkością średnią v to jego energia kinetyczna, obliczona w czasie dt , byłaby równa:

$$E_{KSS} = \frac{1}{2} \rho dt v^3 A. \quad (205)$$

Można wykazać, że E_{KS} i E_{KSS} spełniają relację:

$$\frac{1}{2} \rho dt v^3 A < \frac{1}{2} \rho dt \int_A v^3 dA, \quad (206)$$

stąd (analogicznie do (23)):

$$\frac{E_{KS}}{E_{KSS}} = \frac{\int v^3 dA}{v^3 A} = \alpha > 1. \quad (206a)$$

Współczynnik poprawkowy α wyraża zatem stosunek rzeczywistej energii kinetycznej strugi do energii wyrażonej za pomocą prędkości średniej. Współczynnik α , zwany współczynnikiem Coriolisa, pozwala na skorygowanie błędu, jaki popełnia się podczas obliczania wysokości prędkości $v^2/2g$ w równaniu Bernoulliego, postaci (25) i (68). Podobnie dzieje się w wypadku określania parametrów ruchu krytycznego (99) w kanale, takich jak wypełnienie krytyczne (97) czy spadek krytyczny dna kanału (100).

Istotę współczynnika poprawkowego β , zwanego współczynnikiem pędu lub współczynnikiem Boussinesqa (24), opisano w rozdz. 2.3 i 6.1.1 pracy.

W ruchu równomiernym współczynniki α i β są dostatecznie rozpoznane¹¹, zarówno w odniesieniu do przepływów laminarnych, jak i turbulentnych, ale w długich rurociągach i kanałach otwartych. W ruchu nierównomiernym, w szczególności wolnozmiennym – opóźnionym, występującym w kanałach z przelewami bocznymi o wysokich koronach przelewowych brak jest jak dotychczas podstaw do określania wartości tych współczynników. Są one niezbędne do analitycznego opisu badanego zjawiska. Podjęto więc badania zmierzające do określenia zależności dla współczynników α i β w ruchu ustalonym, nierównomiernym, turbulentnym ($3970 \leq Re_k \leq 46200$ (65)), zarówno w kanale dopływowym, jak i wewnątrz komory przelewowej, o prostokątnym i złożonym kształcie przekroju poprzecznego, w tym z przelewem jedno- i dwustronnym. Pomiar, ze względu na pracochłonność¹², ograniczono do 3 serii (wariantów):

I – kanał prostokątny; wariant 3 ($l_p = 1200$ mm); subwariant 3.2 ($Q_d = 33,84$ dm³/s); pomiary dla $Q/Q_d \in \{1,0; 0,8; 0,6; 0,5\}$,

III – kanał o kształcie złożonym; wariant 5 ($l_p = 1200$ mm); subwariant 5.2 ($Q_d = 33,84$ dm³/s); pomiary j.w.,

IV – kanał o kształcie złożonym; wariant 6 ($l_p = 2 \cdot 600$ mm); subwariant 6.2 ($Q_d = 33,84$ dm³/s); pomiary j.w.

Następujące parametry ruchu: profile swobodnego zwierciadła wody, rozkłady prędkości miejscowych i ciśnienia piezometryczne mierzono w 12 przekrojach poprzecznych zlokalizowanych w kanale dopływowym przed przelewem, wewnątrz komory przelewowej oraz w komorze uspokajającej za przelewem. Kierunki wektorów strug bocznego odpływu (wizualizacja za pomocą nitki) oraz strumień objętości przepływu przez przelew boczny (pomiar metodą objętościową) badano w 3–6 przekrojach poprzecznych komory przelewowej, w zależności od długości krawędzi przelewowych (rys. 33).

¹¹ Do ich opisu potrzebna jest znajomość rozkładu prędkości i naprężeń stycznych w przekroju przepływowym oraz wartości współczynnika oporu hydraulicznego i prędkości średniej [26, 44].

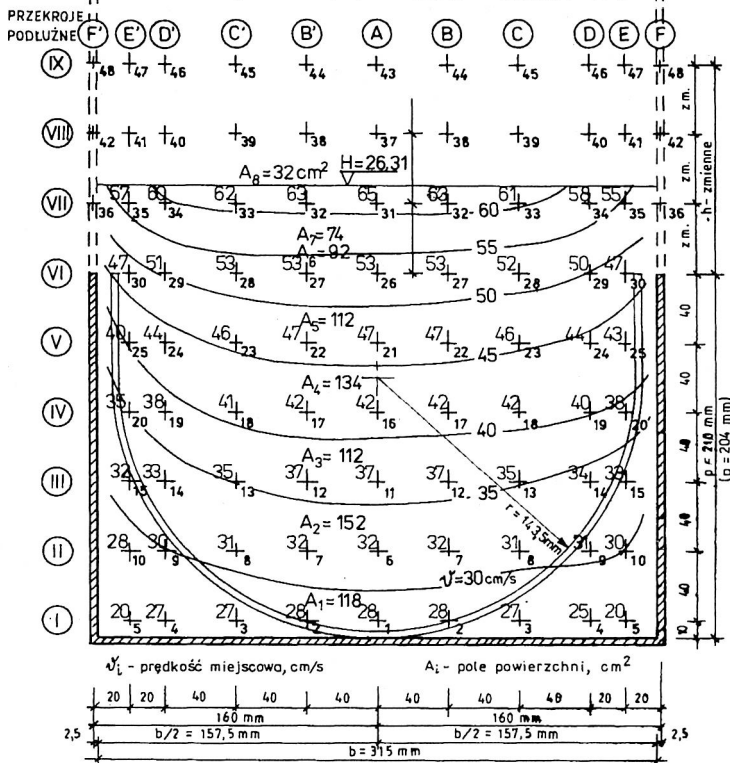
¹² Łącznie w modelu wykonano około 5600 pomiarów prędkości miejscowych.

Przekrój poprzeczny nr 9

SERIA I Przelew jednostronny
 WARIANT 3 Długość krawędzi przelewowej $l_p = 1200$ mm
 SUBWAR. 3.2 Natężenie dopływu do kanału $Q_d = 33,84$ dm³/s
 POMIAR 3.2.2 Nat. odpływu przez rurę dławiącą $Q_d = 6,77$ dm³/s
 Nat. odpływu przez przelew $Q = 27,07$ dm³/s
 Stosunek odpływu $Q/Q_d = 0,8$
 Temperatura wody $t_w = 288$ K

$l_p = 1200$ mm
 $Q_d = 33,84$ dm³/s
 $Q_d = 6,77$ dm³/s
 $Q = 27,07$ dm³/s

SKALA 1: 2



Rys. 36. Izolinie prędkości w przekroju nr 9 przed przelewem w kanale prostokątnym (pomiar 3.2.2)

Prędkości miejscowe mierzono w 87 stałych punktach danego przekroju poprzecznego kanału o przekroju prostokątnym lub w 67 punktach pomiarowych – w kanale o przekroju złożonym (rys. 36, 37 i 38 – notatniki pomiarowe badań). Do pomiaru prędkości miejscowych zastosowano mikromłynec hydrometryczny, wzorcowany (przed, w trakcie i po pomiarach danej serii) w kanale mierniczym o długości 10 m.

Dla ilustracji na rysunkach 39, 40 i 41 przedstawiono izolinie (izotachy) prędkości miejscowych, kolejno w przekrojach nr 9 (przed przelewem) nr 8 (na początku komory przelewowej) i nr 3 (na końcu przelewu) przy pomiarach 5.2.2 – kanał o przekroju złożonym, przelew jednostronny ($l_p = 1200$ mm, $Q_d = 33,84$ dm³/s, $Q/Q_d = 0,8$). Na rysunku 42 podano natomiast rozkłady prędkości (tachoidy) w osi kanału i komory przelewowej również dla pomiaru 5.2.2.

WYNIKI OBLICZEN WSPÓLCZYNNIKÓW ALFA I BETA (SERIA III, WARIANT 5, POMIARY 5.2.1 - 5.2.4)

	LP	NS	NP	QDX	HZM	ZX	WX	F1	V1	F2	V2	F3	V3	F4	V4	F5	V5	F6	V6
Q/Qd=1	1	521	12	33.84	26.80	.79	26.01	80.0	30.0	184.0	47.5	148.0	52.5	130.0	57.5	90.0	62.5	40.0	65.0
	2	521	9	33.84	26.80	.59	26.21	52.0	26.5	80.0	42.5	136.0	47.5	136.0	52.5	124.0	57.5	92.0	62.5
	3	521	8	32.96	27.00	.53	26.47	24.0	23.3	92.0	37.5	172.0	42.5	140.0	47.5	56.0	52.5	58.0	57.5
	4	521	7	28.56	27.30	.46	26.84	40.0	13.3	22.0	22.5	90.0	27.5	102.0	32.5	146.0	37.5	78.0	42.5
	5	521	6	23.10	27.50	.40	27.10	164.0	13.3	90.0	22.5	92.0	27.5	82.0	32.5	56.0	37.5	56.0	42.5
	6	521	5	17.24	27.70	.33	27.37	192.0	10.0	126.0	17.5	78.0	22.5	76.0	27.5	36.0	32.5	58.0	37.5
	7	521	4	11.08	27.70	.26	27.44	348.0	10.0	172.0	17.5	98.0	22.5	36.0	27.5	30.0	32.5	14.0	37.5
	8	521	3	4.44	27.80	.20	27.60	436.0	3.3	150.0	7.5	72.0	12.5	24.0	17.5	18.0	22.5	2.0	27.5

	LP	NS	NP	QDX	HZM	ZX	WX	F1	V1	F2	V2	F3	V3	F4	V4	F5	V5	F6	V6
Q/Qd=0.8	1	522	12	33.84	25.90	.79	25.11	40.0	30.0	120.0	47.5	124.0	52.5	194.0	57.5	138.0	62.5	14.0	67.0
	2	522	9	33.84	25.90	.59	25.31	70.0	30.0	102.0	47.5	134.0	52.5	114.0	57.5	216.0	62.5	.0	.0
	3	522	8	33.15	26.00	.53	25.47	154.0	30.0	114.0	47.5	86.0	52.5	72.0	57.5	90.0	62.5	80.0	67.5
	4	522	7	29.76	26.40	.46	25.94	80.0	23.3	140.0	37.5	124.0	42.5	52.0	47.5	72.0	52.5	120.0	57.5
	5	522	6	25.68	26.60	.40	26.20	108.0	20.0	146.0	32.5	154.0	37.5	60.0	42.5	44.0	47.5	62.0	52.5
	6	522	5	21.13	26.70	.33	26.37	124.0	13.3	138.0	22.5	104.0	27.5	50.0	32.5	52.0	37.5	60.0	42.5
	7	522	4	16.13	26.80	.26	26.54	132.0	10.0	220.0	17.5	80.0	22.5	50.0	27.5	62.0	32.5	58.0	37.5
	8	522	3	10.81	26.90	.20	26.70	192.0	6.7	216.0	12.5	84.0	17.5	44.0	22.5	50.0	27.5	40.0	32.5

	LP	NS	NP	QDX	HZM	ZX	WX	F1	V1	F2	V2	F3	V3	F4	V4	F5	V5	F6	V6
Q/Qd=0.6	1	523	12	33.84	24.80	.79	24.01	20.0	30.0	60.0	47.5	104.0	52.5	162.0	57.5	106.0	62.5	122.0	67.5
	2	523	9	33.84	24.80	.59	24.21	32.0	30.0	68.0	47.5	96.0	52.5	152.0	57.5	92.0	62.5	128.0	67.5
	3	523	8	33.33	25.00	.53	24.47	36.0	30.0	100.0	47.5	104.0	52.5	120.0	57.5	84.0	62.5	140.0	67.5
	4	523	7	30.91	25.20	.46	24.74	80.0	26.7	104.0	42.5	112.0	47.5	92.0	52.5	80.0	57.5	110.0	62.5
	5	523	6	27.89	25.40	.40	25.00	20.0	20.0	72.0	32.5	84.0	37.5	164.0	42.5	74.0	47.5	88.0	52.5
	6	523	5	24.50	25.60	.33	25.27	40.0	16.7	40.0	27.5	148.0	32.5	104.0	37.5	82.0	42.5	72.0	47.5
	7	523	4	20.72	25.70	.26	25.44	80.0	13.3	124.0	22.5	80.0	27.5	92.0	32.5	72.0	37.5	48.0	42.5
	8	523	3	16.55	25.90	.20	25.70	180.0	13.3	144.0	22.5	68.0	27.5	56.0	32.5	68.0	37.5	68.0	42.5

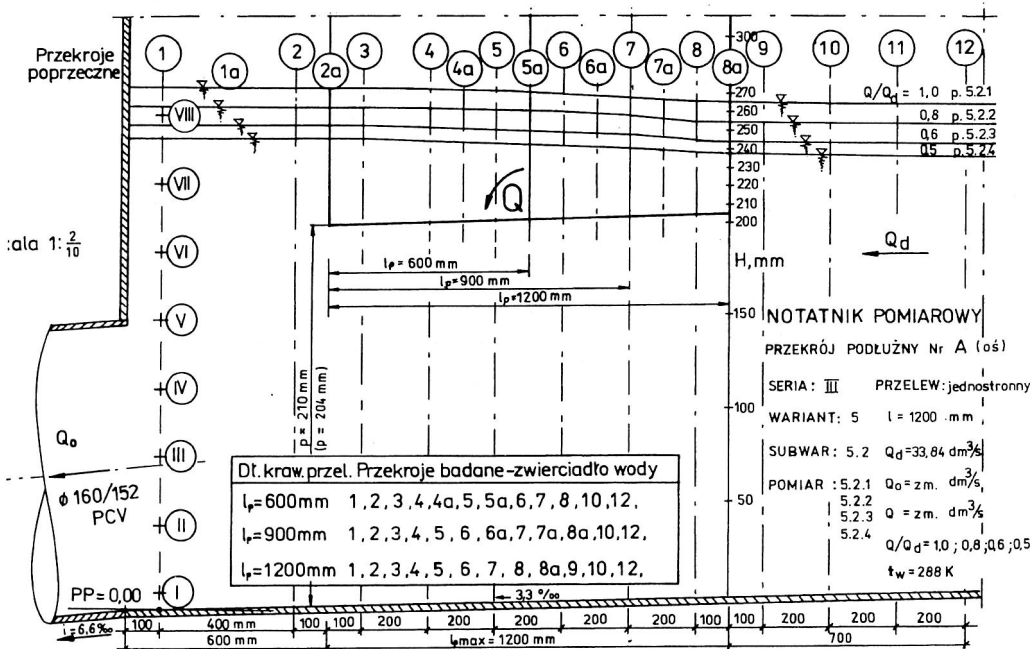
	LP	NS	NP	QDX	HZM	ZX	WX	F1	V1	F2	V2	F3	V3	F4	V4	F5	V5	F6	V6
Q/Qd=0.5	1	524	12	33.84	24.30	.79	23.51	76.0	33.3	100.0	52.5	128.0	57.5	76.0	62.5	92.0	67.5	104.0	70.0
	2	524	9	33.84	24.30	.59	23.71	14.0	30.0	32.0	47.5	88.0	52.5	142.0	57.5	94.0	62.5	110.0	67.5
	3	524	8	33.46	24.30	.53	23.77	18.0	30.0	100.0	47.5	104.0	52.5	108.0	57.5	58.0	62.5	84.0	67.5
	4	524	7	31.34	24.60	.46	24.14	80.0	30.0	80.0	47.5	128.0	52.5	138.0	57.5	114.0	62.5	60.0	67.5
	5	524	6	28.66	24.70	.40	24.30	32.0	23.3	60.0	37.5	128.0	42.5	148.0	47.5	68.0	52.5	68.0	57.5
	6	524	5	25.73	24.90	.33	24.57	12.0	16.7	34.0	27.5	80.0	32.5	124.0	37.5	108.0	42.5	62.0	47.5
	7	524	4	22.59	25.00	.26	24.74	80.0	16.7	80.0	27.5	120.0	32.5	80.0	37.5	72.0	42.5	48.0	47.5
	8	524	3	19.27	25.20	.20	25.00	140.0	13.3	100.0	22.5	80.0	27.5	60.0	32.5	76.0	37.5	72.0	42.5

TABELA 9

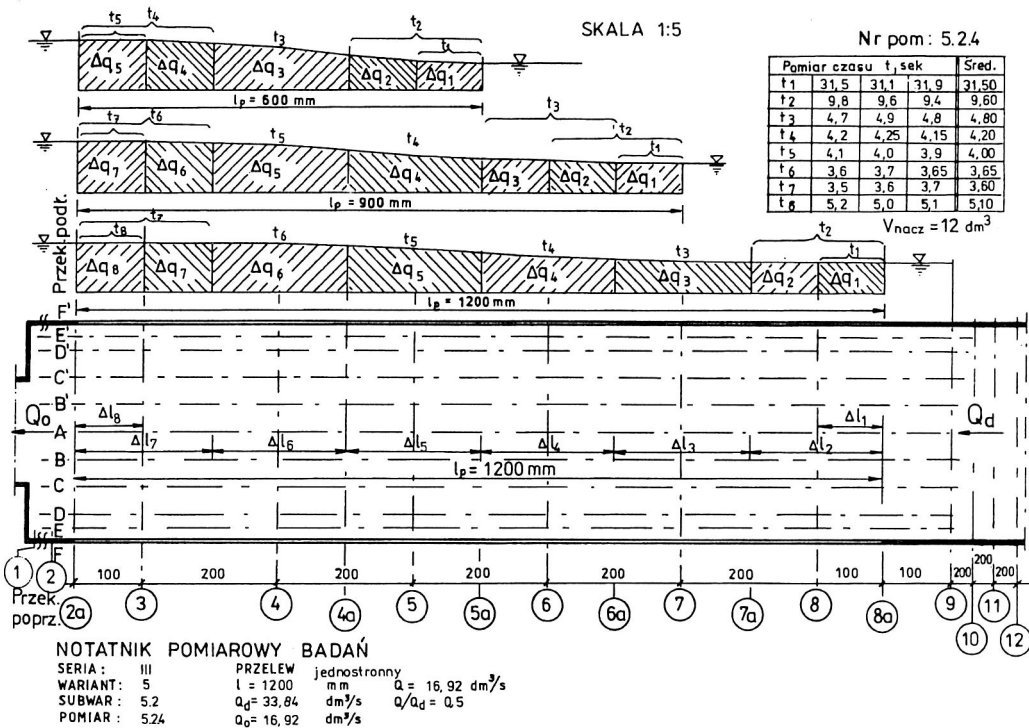
F7	V7	F8	V8	F9	V9	F10	V10	VSRX	ALFAX	BETAX	FRX2	FRX2/FRO2	QZP	BWQZ	
.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	51.43	1.128	1.060	.1037	1.0000	34.61	-2.28	
44.0	65.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	50.99	1.131	1.054	.1011	1.0000	34.12	-.82	
56.0	62.5	46.0	67.5	38.0	70.0	.0	.0	49.11	1.174	1.069	.0929	.9186	33.51	-1.67	
50.0	47.5	38.0	52.5	34.0	60.0	86.0	67.5	41.89	1.278	1.063	.0666	.6592	27.82	2.58	
48.0	47.5	40.0	52.5	34.0	57.5	28.0	62.5	33.52	1.450	1.099	.0423	.4179	21.97	4.91	
48.0	42.5	42.0	47.5	28.0	52.5	18.0	57.5	24.74	2.208	1.389	.0228	.2254	17.86	-3.57	
8.0	42.5	.0	.0	.0	.0	.0	.0	15.85	1.982	1.310	.0093	.0923	11.53	-4.02	
.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	6.31	3.364	1.514	.0015	.0145	4.34	2.17	
Wartosci srednie =											1.71	1.19			-3.34
F7	V7	F8	V8	F9	V9	F10	V10	VSRX	ALFAX	BETAX	FRX2	FRX2/FRO2	QZP	BWQZ	
.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	53.53	1.100	1.044	.1163	1.0000	34.13	-.85	
.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	53.05	1.119	1.049	.1134	1.0000	34.03	-.58	
46.0	72.5	.0	.0	.0	.0	.0	.0	51.60	1.208	1.069	.1066	.9400	33.05	.30	
48.0	62.5	20.0	67.5	.0	.0	.0	.0	45.37	1.218	1.078	.0809	.7136	29.88	-.42	
86.0	57.5	16.0	62.5	.0	.0	.0	.0	38.71	1.366	1.146	.0583	.5143	26.52	-3.27	
72.0	47.5	56.0	52.5	12.0	57.5	.0	.0	31.62	1.477	1.139	.0386	.3409	20.79	1.61	
50.0	42.5	16.0	47.5	4.0	50.0	.0	.0	23.96	1.566	1.144	.0221	.1945	15.62	3.16	
28.0	37.5	22.0	42.0	.0	.0	.0	.0	15.95	2.527	1.441	.0097	.0857	11.09	-2.59	
Wartosci srednie =											1.45	1.14			-3.33
F7	V7	F8	V8	F9	V9	F10	V10	VSRX	ALFAX	BETAX	FRX2	FRX2/FRO2	QZP	BWQZ	
28.0	70.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	56.35	1.171	1.092	.1348	1.0000	35.05	-3.56	
32.0	71.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	55.82	1.178	1.087	.1312	1.0000	34.63	-2.34	
24.0	70.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	54.31	1.235	1.119	.1229	.9366	34.57	-3.72	
40.0	67.5	.0	.0	.0	.0	.0	.0	49.74	1.166	1.059	.1019	.7770	30.88	.09	
92.0	57.5	36.0	62.5	.0	.0	.0	.0	44.34	1.214	1.094	.0802	.6112	28.54	-2.31	
60.0	52.5	90.0	57.5	.0	.0	.0	.0	38.48	1.417	1.185	.0597	.4553	25.71	-4.93	
44.0	47.5	50.0	52.5	48.0	55.0	.0	.0	32.30	1.566	1.203	.0418	.3186	21.14	-2.02	
60.0	47.5	.0	.0	.0	.0	.0	.0	25.50	1.918	1.349	.0258	.1966	17.61	-6.43	
Wartosci srednie =											1.36	1.15			-3.15
F7	V7	F8	V8	F9	V9	F10	V10	VSRX	ALFAX	BETAX	FRX2	FRX2/FRO2	QZP	BWQZ	
.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	57.73	1.101	1.028	.1445	1.0000	33.38	1.36	
96.0	70.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	57.17	1.205	1.104	.1405	1.0000	34.75	-2.67	
112.0	70.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	56.36	1.178	1.084	.1362	.9696	34.10	-1.90	
.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	51.86	1.207	1.095	.1136	.8084	32.03	-2.20	
62.0	62.5	34.0	67.5	.0	.0	.0	.0	47.07	1.222	1.094	.0929	.6615	29.12	-1.59	
66.0	52.5	96.0	57.5	28.0	62.5	.0	.0	41.73	1.331	1.147	.0722	.5141	26.66	-3.60	
54.0	52.5	58.0	57.5	12.0	62.5	.0	.0	36.35	1.435	1.154	.0544	.3874	22.70	-.47	
46.0	47.5	54.0	51.0	.0	.0	.0	.0	30.64	1.483	1.152	.0383	.2724	19.11	.83	
Wartosci srednie =											1.27	1.11			-1.28

Tabela 10. Wyniki obliczeń regresji wykładniczej współczynników α i β od stosunku kwadratów liczb Froude'a Fr_x^2/Fr_0^2

Lp.	Wariant	Liczba pomiarów m_i	Model	Współczynnik korelacji R	Wartość krytyczna [126] $R_{kr}(0,001; m_s)$	Błąd standardowy δ	Nr rys.
Współczynnik energii kinetycznej $\alpha = y, Fr_x^2/Fr_0^2 = x$							
1	3	32	$y = 1,186x^{-0,257}$	0,944	0,561	0,088	43
2	5	32	$y = 1,143x^{-0,267}$	0,963	0,561	0,072	44
3	6	24	$y = 1,142x^{-0,295}$	0,917	0,619	0,096	45
4	3 + 5 + 6	88	$y = 1,157x^{-0,269}$	0,945	0,343	0,084	46
Współczynnik pędu $\beta = y, Fr_x^2/Fr_0^2 = x$							
5	3	32	$y = 1,059x^{-0,114}$	0,943	0,561	0,039	47
6	5	32	$y = 1,066x^{-0,0938}$	0,903	0,561	0,043	48
7	6	24	$y = 1,051x^{-0,110}$	0,916	0,619	0,036	49
8	3 + 5 + 6	88	$y = 1,058x^{-0,106}$	0,923	0,343	0,040	50



Rys. 37. Układ zwierciadła wody i wysokości ciśnienia piezometrycznego w osi kanału, przy pomiarach $Q/Q_d \in \{1,0; 0,8; 0,6; 0,5\}$ – w subwariancie 5.2



Rys. 38. Pomiar strumienia objętości odpływu przez przelew boczny (seria III, pomiar 5.2.4)

Do określenia wartości współczynników energii kinetycznej α i pędu β wykorzystano wzory (23) i (24), w których całkowanie bryły prędkości wykonano metodą izotach (Culmana) po uprzednim splanimetrowaniu powierzchni cząstkowych pól pomiędzy kolejnymi izoliniami prędkości miejscowych (rys. 36, 39, 40 i 41). Przykładowe wyniki obliczeń (seria III) przedstawiono w tabeli 9. W kolumnach 1÷3 tej tabeli, podano kolejno liczbę porządkową przekroju (LP), numer pomiaru (NS) i numer przekroju poprzecznego kanału (NP). W kol. 4÷7 podano, odnoszące się do danego przekroju poprzecznego kanału: strumień objętości przepływu (QDX), zmierzona wysokość zwierciadła wody¹³ (HZM), wysokość położenia dna kanału (ZX) oraz wysokość wypełnienia w osi kanału (WX). W kolumnach 8÷27 zestawiono pola powierzchni cząstkowych (F_i) i przyjęte za średnie prędkości (V_i) przepływu w tych polach. W kolumnie 28 podano średnią prędkość przepływu w danym przekroju kanału ($VSRX = QDX / \sum F_i$). Natomiast w kolumnach 29 do 32 zestawiono wyniki obliczeń α (ALFAX) i β (BETAX), przy kwadracie liczby Froude'a (FRX2) oraz stosunku $FRX2/FR02$ (gdzie

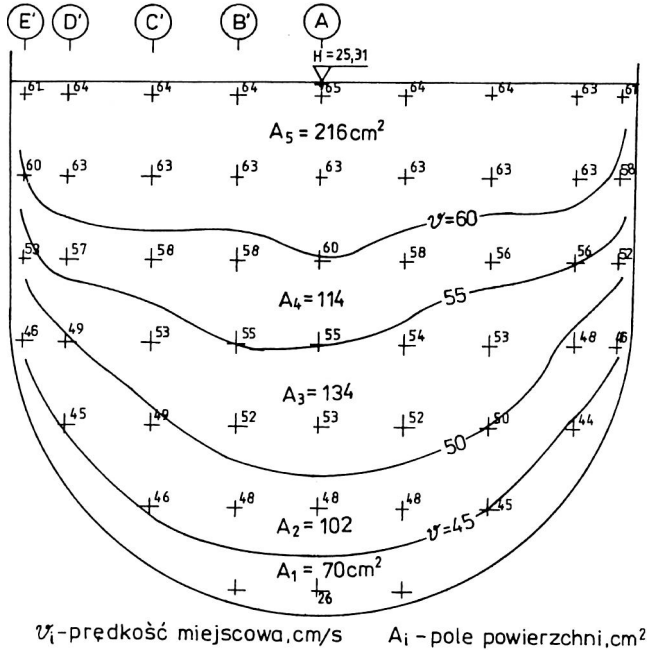
¹³ Poziom odniesienia (0,00) przyjęto na dnie komory uspokajającej, w przekroju poprzecznym nr 1 (rys. 37).

Przekrój poprzeczny nr 9

$l_p = 1200 \text{ mm}$
 $Q_d = 33,84 \text{ dm}^3/\text{s}$
 $Q_o = 6,77 \text{ dm}^3/\text{s}$
 $Q = 27,07 \text{ dm}^3/\text{s}$

Pomiar 5.2.2

Skala 1:2



Rys. 39. Izolinie prędkości miejscowych w przekroju nr 9 (w kanale dopływowym przed przelewem – pomiar 5.2.2)

FRO2 oznacza kwadrat liczby Froude'a w przekroju nr 9 – bezpośrednio przed komorą przelewową). W dwóch ostatnich kolumnach (tab. 9) podano wyniki sprawdzające dokładność przyjętej metodyki obliczeń. Mianowicie strumień objętości przepływu (QZP), obliczony na podstawie wzoru (201), oraz błąd względny różnicy strumieni $BWQ\% = 100(QDX - QZP) / QDX$, gdzie QDX (w przekroju X) określano z bilansu strumienia objętości przepływu w komorze przelewowej, stosując pomiary odpływu bocznego przez przelew (rys. 38):

$$QDX \equiv Q_{(X)} = Q_d - \left(\frac{1}{2} \Delta q_i + \sum_{i=2}^{i-1} \Delta q_i \right), \quad (207)$$

gdzie: Δq_i – strumień objętości odpływu bocznego na długości krawędzi $\Delta l_i = 200 \text{ mm}$ (zmierzony metodą objętościową),

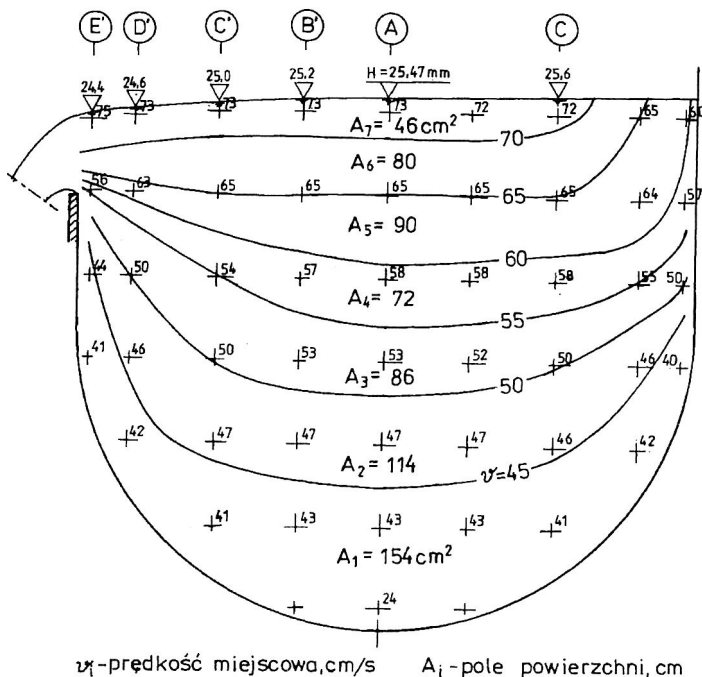
X – numer przekroju poprzecznego; przy $l_p = 1200 \text{ mm}$ $X \in \{7, 6, 5, 4, 3\}$ – zgodnie z kierunkiem przepływu,

Przekrój poprzeczny nr 8

$l_p = 1200 \text{ mm}$
 $Q_d = 33,84 \text{ dm}^3/\text{s}$
 $Q_o = 6,77 \text{ dm}^3/\text{s}$
 $Q = 27,07 \text{ dm}^3/\text{s}$

Pomiar 5.2.2

Skala 1 : 2



Rys. 40. Izolinie prędkości miejscowych w przekroju nr 8 (na początku komory przelewowej – pomiar 5.2.2)

i – numer przedziału $\Delta l_i = 200 \text{ mm}$, $i \in \{3, 4, 5, 6, 7\}$,
 przy czym w przekroju nr 8 ($\Delta l_1 = 100 \text{ mm}$):

$$Q_{(8)} = Q_d - \Delta q_1, \quad (207a)$$

oraz w przekroju nr 2a (na końcu komory):

$$Q_{(2a)} = Q_d - (Q_{(3)} + \Delta q_{(8)}) = Q_d - Q. \quad (207b)$$

Jak wynika z tab. 9, błąd względny pomiarów i obliczeń strumieni objętości (z całkowania bryty prędkości i z bilansu strumienia objętości przepływu w danym przekroju poprzecznym), wynosił maksymalnie od +4,9% do -6,4%. Średni błąd względny wynosił -1,3%.

Do uogólnienia wyników badań przyjęto model wykładniczy, regresji współczynników α i β od stosunku kwadratów liczb Froude'a (Fr_x^2/Fr_0^2), postaci:

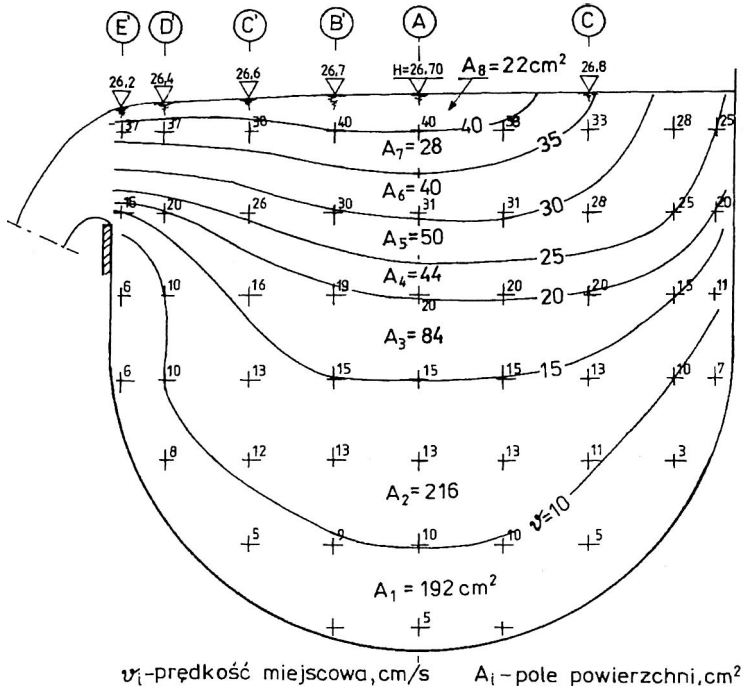
$$\hat{y} = a_0 x^a, \quad (208)$$

Przekrój poprzeczny nr 3

$l_p = 1200 \text{ mm}$
 $Q_d = 33,84 \text{ dm}^3/\text{s}$
 $Q_o = 6,77 \text{ dm}^3/\text{s}$
 $Q = 27,07 \text{ dm}^3/\text{s}$

Pomiar 5.2.2

Skala 1: 2



Rys. 41. Izolinie prędkości miejscowych w przekroju nr 8 (na końcu komory przelewowej – pomiar 5.2.2)

gdzie: \hat{y} – oszacowana wartość funkcji na podstawie pomiarów α i β w modelu,
 x – stosunek kwadratu liczby Froude’a w danym przekroju przepływowym komory przelewowej do kwadratu liczby Froude’a w kanale na początku przelewu: $x = Fr_x^2 / Fr_0^2$.

Wyniki aproksymacji przedstawiono w tabeli 10 i na rysunkach 43÷50.

W badanym zakresie zmian parametrów modelu najistotniejszy wpływ na zmienność współczynników α i β na długości komory przelewowej ma współczynnik rozdziału przepływów na przelewie $q_r = Q/Q_d$ (tab.9) Dobrą miarą statystyczną tego parametru okazał się kwadrat liczby Froude’a, ujmujący zmienność prędkości średniej wzdłuż przelewu, wobec nieznacznych zmian pola przekroju przepływowego na długości komory. Strugi bocznego odpływu, dla danego q_r , zmniejszająca w istotny sposób teoretyczny (wykładniczy) rozkład prędkości, występujący w osi kanału dopływowego przed przelewem. W serii III – pomiar 5.2.2, której rozkłady prędkości podano

dla przykładu na rys. 42, w przekrojach nr 12 i nr 9 (w kanale przed przelewem) obliczone wartości współczynników α i β przedstawiają się następująco (tab. 9; $q_r = 0,8$):

$$\alpha_{(12)} = 1,100 \text{ i } \beta_{(12)} = 1,044 ,$$

$$\alpha_{(9)} = 1,119 \text{ i } \beta_{(9)} = 1,049 .$$

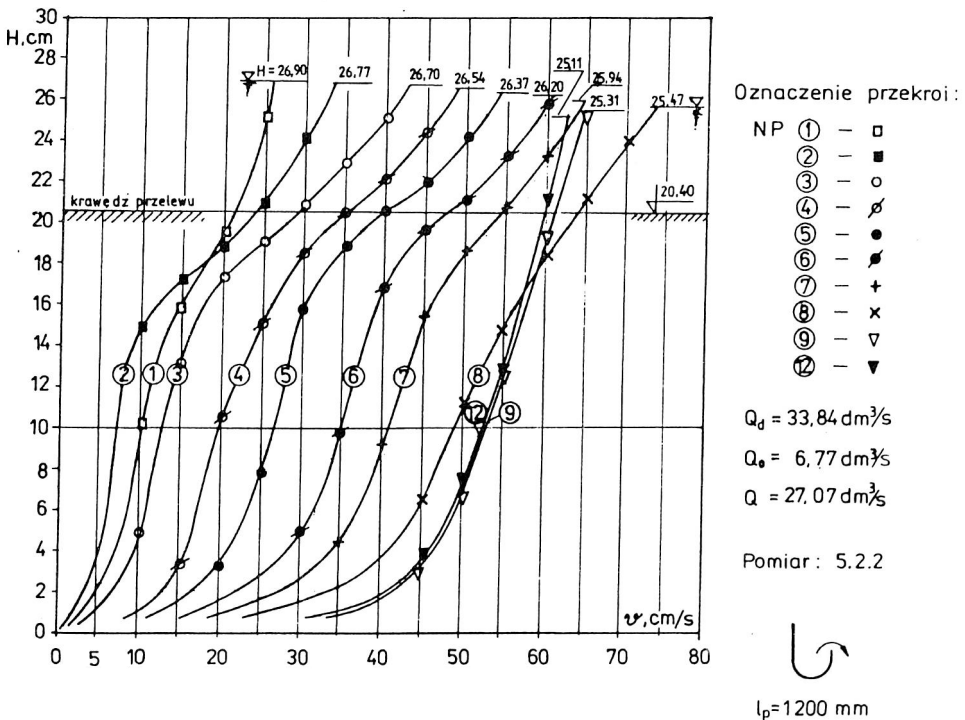
W przekroju nr 9 – bezpośrednio przed przelewem, wartości współczynników α i β są więc wyższe w porównaniu z przekrojem nr 12 – najbardziej odległym od przelewu. W przekroju nr 8, zlokalizowanym wewnątrz komory przelewowej, osiowego rozkładu prędkości nie można już opisać krzywą wykładniczą. Powoduje to, że wartości współczynników α i β wzrastają:

$$\alpha_{(8)} = 1,208 \text{ i } \beta_{(8)} = 1,069.$$

Dalsze deformacje rozkładu prędkości w osi kanału, w kolejnych przekrojach poprzecznych komory przelewowej (rys. 42), prowadzą do dalszego wzrostu wartości współczynników α i β :

$$\alpha_{(3)} = 2,527 \text{ i } \beta_{(3)} = 1,441,$$

– w ostatnim przekroju wewnątrz komory przelewowej.



Rys. 42. Rozkłady prędkości w osi podłużnej kanału (pomiar 5.2.2)

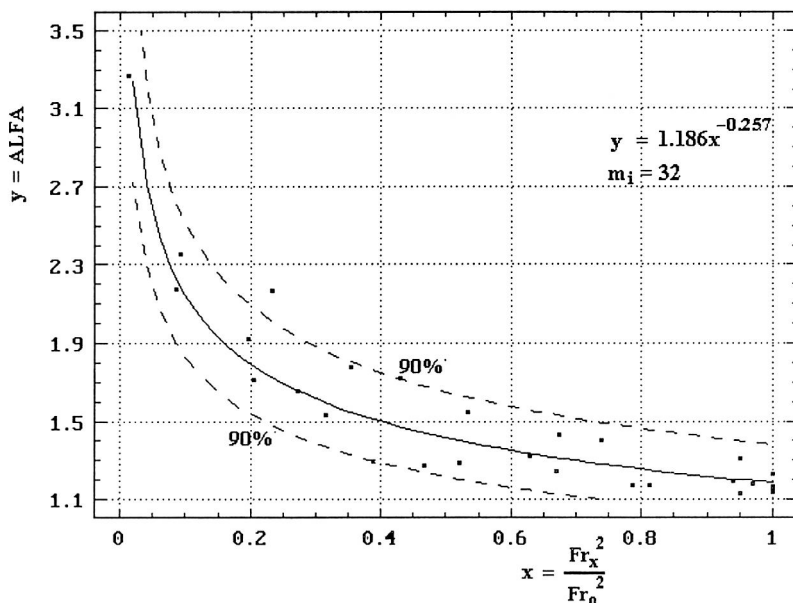
Wyniki pomiarów współczynnika energii kinetycznej α , podano na rysunkach 43, 44, 45 i 46 a współczynnika pędu β – na rysunkach 47, 48, 49 i 50 (kolejno dla wariantu 3, 5 i 6 oraz łącznie dla wszystkich wyników pomiarów).

Analiza uogólnień współczynnika α upoważnia do stwierdzenia, że kształt przekroju poprzecznego kanału dopływowego ma pewien wpływ na wartość współczynnika α (tab. 10, rys. 43÷45). Wynika to z różnic rozkładów prędkości (a więc i naprężeń stycznych) występujących w obu badanych kształtach przekroju poprzecznego kanału dopływowego. W nierównomiernym ruchu opóźnionym, w kanale prostokątnym przed przelewem – $\alpha = 1,186$ (wariant 3), a w kanale o kształcie złożonym – $\alpha = 1,143$ (wariant 5). Liczba krawędzi przelewowych nie ma tutaj znaczenia: $\alpha = 1,142$ (wariant 6). Statystycznie najdokładniejsze okazało się uogólnienie wyników pomiarów dla trzech badanych wariantów, w postaci (rys. 46):

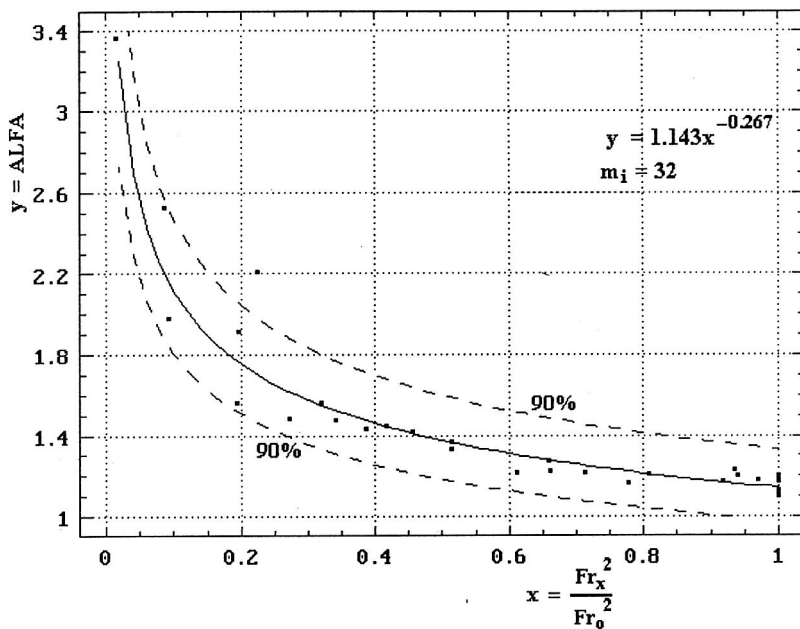
$$\alpha = 1,157 (Fr_x^2 / Fr_0^2)^{-0,269}, \quad (209)$$

dla wartości odchylenia standardowego $\delta = 0,084$ i współczynnika korelacji $R = 0,945 > R_{kr}(0,001; m_s) = 0,343$, podczas gdy:

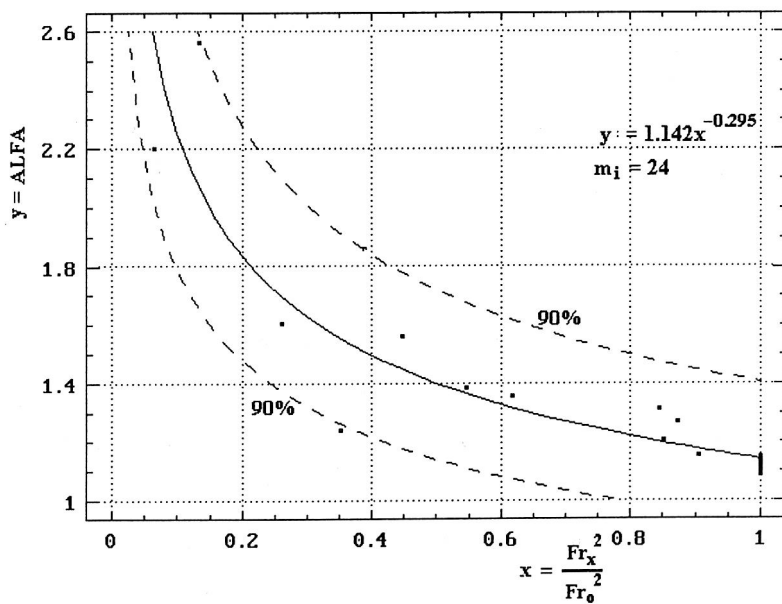
$$\begin{aligned} 1,06 &\leq \alpha \leq 3,37, \\ 0,01 &\leq Fr_x^2 / Fr_0^2 \leq 1,0, \\ 0,5 &\leq q_r \leq 1,0. \end{aligned} \quad (209a)$$



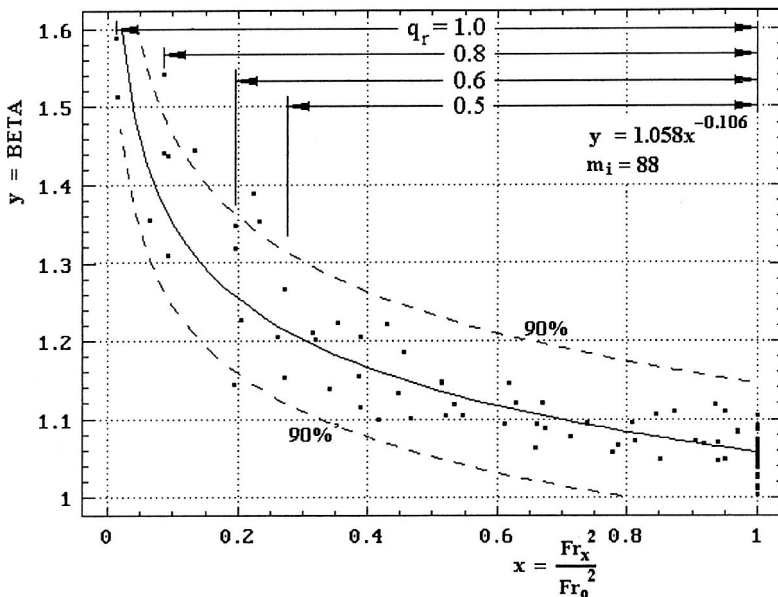
Rys. 43. Regresja współczynnika α od Fr_x^2 / Fr_0^2 dla wariantu 3



Rys. 44. Regresja współczynnika α od Fr_x^2/Fr_0^2 dla wariantu 5



Rys. 45. Regresja współczynnika α od Fr_x^2/Fr_0^2 dla wariantu 6



Rys. 50. Regresja współczynnika β od Fr_x^2/Fr_0^2 dla wariantu 3, 5 i 6

Wartość współczynnika pędu β praktycznie nie zależy od kształtu kanału¹⁴ i liczby krawędzi przelewowych (tab.10).

W nierównomiernym ruchu opóźnionym, w kanale dopływowym przed przelewem, $\beta \in <1,051; 1,066>$. Uogólnienie wyników badań współczynnika pędu przedstawiono w postaci (rys.50):

$$\beta = 1,058 (Fr_x^2/Fr_0^2)^{-0,106}, \quad (210)$$

dla wartości odchylenia standardowego $\delta = 0,04$ i $R = 0,923$ oraz

$$1,01 \leq \beta \leq 1,59,$$

$$0,01 \leq Fr_x^2/Fr_0^2 \leq 1,0, \quad (210a)$$

$$0,5 \leq q_r \leq 1,0 .$$

6.2.3. Współczynnik przepływu przelewu

Przyjęcie udoskonalonego modelu przelewu bocznego z rurą dławiacą – tj. z komorą uspokajającą ($l_u = 2b$) przepływ za przelewem, spowodowało pewną zmianę profilu

¹⁴ Wpływ kształtu kanału na wartość współczynnika β jest statystycznie mniej istotny, w porównaniu z jego wpływem na α . Tłumaczyć to można faktem, iż dla tego samego rozkładu prędkości, w danym przekroju poprzecznym komory, $\beta = f_1(v^2)$, a $\alpha = f_2(v^3)$.

zwierciadła wody w osi podłużnej komory przelewowej (rys. 37) w porównaniu z kształtem tego zwierciadła w I etapie badań (rys. 8). Uspokojenie warunków przepływu wewnątrz komory, spowodowane odsunięciem ściany czołowej z rurą dławiącą poza obręb przelewu, stwierdzono na podstawie wizualizacji linii prądu (w obu modelach) za pomocą aeratora grzebieniowego. Wyeliminowano więc tym samym dodatkowe piętrzenie (walec wodny) przy ścianie czołowej, kończącej komorę przelewową występujące w modelu z I etapu badań. Do opisu kształtu (profilu) zwierciadła wody w osi podłużnej komory przelewowej, w modelu II etapu badań, zastosowano wielomian trzeciego stopnia¹⁵ (krzywa wypukła ku dołowi – na samym początku przelewu oraz wypukła ku górze – na pozostałej długości komory). Do interpretacji wyników pomiarów współczynnika przepływu μ przelewu zastosowano metodykę opracowaną w I etapie badań (rozd. 5.3 i 5.4).

Wyniki aproksymacji wielomianowej wysokości zwierciadła wody w osi komory względem krawędzi przelewowej przedstawiono w tab. 11. W kolumnach 1÷7 tej tabeli, podano kolejno: numer wariantu (WAR), numer pomiaru (NS), strumienie objętości dopływu (QD) i odpływu (QO), długość krawędzi przelewowej (DK), strumień objętości przepływu przez przelew (Q) oraz wypełnienie w osi kanału, na początku przelewu ($WLX \equiv H_p$).

Wprowadzając warunek początkowy dla wielomianu trzeciego stopnia (analogicznie do (146)):

$$\zeta - P_0 = W_0 + W_1\xi + W_2\xi^2 + W_3\xi^3, \quad (211)$$

tj. podstawiając

$$W_0 \equiv \frac{WLX - p}{WLX} = \frac{h_p}{H_p}, \quad (211a)$$

gdzie: W_0 – punkt początkowy wielomianu dla bezwymiarowej współrzędnej długości $\xi = 0$ – przyjęty z pomiarów w modelu.

Współczynnik przepływu μ przelewu obliczono ze wzoru (145). Do całkowania równania interpolacyjnego postaci:

$$(\zeta - P_0)^{3/2} = (W_0 + W_1\xi + W_2\xi^2 + W_3\xi^3)^{3/2}, \quad (212)$$

w granicach od $\xi = 0$ do $\xi = L_0$, zastosowano metodę trapezów. Obliczenia wykonano własnym programem o nazwie KZWW. Dokładność aproksymacji zmierzonych wysokości h , w osi komory przelewowej, w badanych przekrojach poprzecznych, podano w kolumnach 8÷28 (tab. 11). Oznaczono tam: HX – wysokość h zmierzona w modelu w przekroju X; HXO – wysokość h obliczona w przekroju X; BWX% – błąd względny procentowy różnicy wysokości, zmierzonej i obliczonej, względem zmierzonej w modelu. Średnie błędy względne (SRBW%) aproksymacji wysokości h , w badanych przekrojach wynoszą od -1,12% do +0,12%.

¹⁵ Do opisu kształtu zwierciadła wody w I etapie badań odpowiedni był wielomian czwartego stopnia (krzywa wypukła ku dołowi, ku górze i ku dołowi – p. 5.4)

WYNIKI APROKSYMACJI WIELOMIANOWEJ WYSOKOSCI ZWIERCADLA WODY (h) W OSI KORMY PRZEL

WAR	NS	QD	QO	DK	Q	WLX	H8	H8O	BW8Z	H7	H7O	BW7Z	H6	H6O	BW6Z	H5	H5O	BW5Z
1	112	.01692	.00338	.6	.01354	.2669	.0000	.0000	.000	.0000	.0000	.000	.0000	.0000	.000	.0577	.0576	.113
1	121	.03384	.00000	.6	.03384	.3124	.0000	.0000	.000	.0000	.0000	.000	.0000	.0000	.000	.1027	.1029	-.158
1	122	.03384	.00677	.6	.02707	.2959	.0000	.0000	.000	.0000	.0000	.000	.0000	.0000	.000	.0867	.0868	-.112
1	123	.03384	.01354	.6	.02030	.2834	.0000	.0000	.000	.0000	.0000	.000	.0000	.0000	.000	.0747	.0747	.000
1	124	.03384	.01692	.6	.01692	.2749	.0000	.0000	.000	.0000	.0000	.000	.0000	.0000	.000	.0657	.0660	-.394
1	132	.05076	.01015	.6	.04061	.3244	.0000	.0000	.000	.0000	.0000	.000	.0000	.0000	.000	.1167	.1167	.028
2	212	.01692	.00338	.9	.01354	.2494	.0000	.0000	.000	.0000	.0000	.000	.0410	.0410	.158	.0427	.0427	-.077
2	221	.03384	.00000	.9	.03384	.2874	.0000	.0000	.000	.0000	.0000	.000	.0790	.0790	.009	.0807	.0808	-.075
2	222	.03384	.00677	.9	.02707	.2734	.0000	.0000	.000	.0000	.0000	.000	.0660	.0662	-.229	.0687	.0685	.279
2	223	.03384	.01354	.9	.02030	.2624	.0000	.0000	.000	.0000	.0000	.000	.0540	.0543	-.456	.0567	.0564	.525
2	224	.03384	.01692	.9	.01692	.2544	.0000	.0000	.000	.0000	.0000	.000	.0480	.0478	.533	.0497	.0499	-.493
2	232	.05076	.01015	.9	.04061	.2954	.0000	.0000	.000	.0000	.0000	.000	.0880	.0881	-.094	.0917	.0917	-.017
3	312	.01692	.00338	1.2	.01354	.2419	.0327	.0326	.256	.0344	.0341	.887	.0350	.0354	-1.162	.0367	.0368	-.159
3	321	.03384	.00000	1.2	.03384	.2724	.0627	.0628	-.182	.0644	.0643	.144	.0660	.0662	-.308	.0687	.0684	.430
3	322	.03384	.00677	1.2	.02707	.2634	.0537	.0540	-.444	.0554	.0553	.074	.0570	.0570	.155	.0587	.0587	.028
3	323	.03384	.01354	1.2	.02030	.2489	.0397	.0398	-.270	.0424	.0420	.924	.0440	.0444	-.767	.0467	.0468	-.238
3	324	.03384	.01692	1.2	.01692	.2434	.0337	.0345	-2.459	.0374	.0369	1.352	.0390	.0392	-.384	.0417	.0415	.546
3	332	.05076	.01015	1.2	.04061	.2784	.0687	.0694	-.967	.0714	.0714	-.079	.0740	.0735	.670	.0757	.0757	.038
4	412	.01692	.00338	.6	.00677	.2444	.0000	.0000	.000	.0000	.0000	.000	.0000	.0000	.000	.0347	.0346	.279
4	421	.03384	.00000	.6	.01692	.2724	.0000	.0000	.000	.0000	.0000	.000	.0000	.0000	.000	.0637	.0641	-.661
4	422	.03384	.00677	.6	.01354	.2629	.0000	.0000	.000	.0000	.0000	.000	.0000	.0000	.000	.0547	.0545	.355
4	423	.03384	.01354	.6	.01015	.2544	.0000	.0000	.000	.0000	.0000	.000	.0000	.0000	.000	.0457	.0455	.496
4	424	.03384	.01692	.6	.00846	.2489	.0000	.0000	.000	.0000	.0000	.000	.0000	.0000	.000	.0397	.0397	.000
4	432	.05076	.01015	.6	.02031	.2834	.0000	.0000	.000	.0000	.0000	.000	.0000	.0000	.000	.0747	.0750	-.346
5	512	.01692	.00338	1.2	.01354	.2344	.0307	.0314	-2.312	.0334	.0334	-.180	.0360	.0353	1.986	.0367	.0370	-.939
5	521	.03384	.00000	1.2	.03384	.2634	.0607	.0612	-.799	.0644	.0644	-.012	.0670	.0670	.031	.0697	.0692	.786
5	522	.03384	.00677	1.2	.02707	.2539	.0507	.0518	-2.034	.0554	.0550	.661	.0580	.0577	.579	.0597	.0599	-.292
5	523	.03384	.01354	1.2	.02030	.2434	.0407	.0407	-.039	.0434	.0434	-.093	.0460	.0460	.018	.0487	.0485	.422
5	524	.03384	.01692	1.2	.01692	.2374	.0337	.0345	-2.459	.0374	.0369	1.353	.0390	.0392	-.384	.0417	.0415	.545
5	532	.05076	.01015	1.2	.04061	.2699	.0667	.0679	-1.785	.0714	.0719	-.758	.0770	.0756	1.816	.0787	.0788	-.094
6	612	.01692	.00338	.6	.00677	.2389	.0000	.0000	.000	.0000	.0000	.000	.0000	.0000	.000	.0357	.0355	.453
6	621	.03384	.00000	.6	.01692	.2689	.0000	.0000	.000	.0000	.0000	.000	.0000	.0000	.000	.0667	.0667	-.049
6	622	.03384	.00677	.6	.01354	.2569	.0000	.0000	.000	.0000	.0000	.000	.0000	.0000	.000	.0557	.0554	.582
6	623	.03384	.01354	.6	.01015	.2479	.0000	.0000	.000	.0000	.0000	.000	.0000	.0000	.000	.0457	.0455	.425
6	624	.03384	.01692	.6	.00846	.2434	.0000	.0000	.000	.0000	.0000	.000	.0000	.0000	.000	.0407	.0404	.716
6	632	.05076	.01015	.6	.02031	.2779	.0000	.0000	.000	.0000	.0000	.000	.0000	.0000	.000	.0757	.0755	.299

SRB8B Z = -1.124 SRB7 Z = .356 SRB6 Z = .121 SRB5 Z = .090

H4	H40	BW4%	H3	H30	BW3%	H2a	H2a0	BW2a%	W1	W2	AW	A1	A2	A3	SKO	MI
.0584	.0584	-.123	.0590	.0590	.109	.0593	.0594	-.048	.2710	.2697	.2131	.00940	-.00514	.00125	.00000020	.543
.1054	.1052	.171	.1070	.1072	-.151	.1074	.1073	.067	.3200	.3177	.3277	.00112	.01350	-.00511	.00000092	.561
.0904	.0903	.119	.0930	.0931	-.105	.0934	.0933	.046	.3050	.3037	.2902	.00456	.01596	-.00596	.00000037	.565
.0764	.0764	.000	.0780	.0780	.000	.0793	.0793	.000	.2930	.2907	.2589	.01597	-.00850	.00268	.00000000	.543
.0684	.0681	.421	.0690	.0693	-.375	.0693	.0692	.166	.2810	.2797	.2360	.01038	.00196	-.00155	.00000305	.542
.1194	.1194	-.030	.1210	.1210	.027	.1218	.1219	-.012	.3340	.3327	.3526	.02710	-.01448	.00356	.00000003	.559
.0444	.0444	-.176	.0460	.0459	.314	.0463	.0464	-.164	.2580	.2567	.1579	.00721	.00118	-.00028	.00000061	.569
.0824	.0822	.145	.0830	.0831	-.156	.0833	.0833	.073	.2960	.2937	.2693	.00754	.00143	-.00056	.00000047	.553
.0704	.0704	-.105	.0720	.0721	-.068	.0729	.0728	.056	.2860	.2837	.2318	.01546	-.00203	.00016	.00000092	.565
.0584	.0584	-.148	.0600	.0601	-.197	.0609	.0608	.140	.2730	.2717	.1996	.00854	.00161	-.00040	.00000259	.564
.0514	.0514	-.103	.0530	.0527	.535	.0533	.0535	-.309	.2650	.2637	.1745	.02104	-.00569	.00074	.00000365	.571
.0954	.0951	.239	.0970	.0973	-.338	.0979	.0977	.169	.3100	.3087	.2891	.00988	.00693	-.00186	.00000222	.545
.0384	.0380	.902	.0390	.0392	-.512	.0398	.0398	.111	.2520	.2507	.1318	.00756	-.00023	.00001	.00000736	.558
.0704	.0705	-.160	.0720	.0721	-.180	.0729	.0727	.140	.2860	.2837	.2290	.00332	.00324	-.00046	.00000256	.545
.0604	.0604	-.105	.0620	.0621	-.063	.0628	.0628	.075	.2750	.2737	.2027	.00521	.00131	-.00016	.00000107	.548
.0494	.0491	.518	.0510	.0511	-.103	.0519	.0519	-.052	.2640	.2627	.1563	.00878	.00157	-.00024	.00000582	.588
.0434	.0437	-.781	.0460	.0458	.378	.0469	.0469	-.070	.2590	.2577	.1372	.01157	.00008	-.00003	.00001964	.589
.0774	.0778	-.548	.0800	.0798	.218	.0808	.0808	.005	.2930	.2917	.2457	.00981	.00038	-.00006	.00001163	.562
.0354	.0355	-.305	.0370	.0369	.263	.0379	.0379	-.114	.2500	.2487	.1406	.00171	.00148	.00009	.00000054	.567
.0684	.0679	.684	.0700	.0704	-.601	.0708	.0707	.264	.2830	.2817	.2290	.01588	.00553	-.00293	.00000819	.545
.0574	.0576	-.376	.0600	.0598	.324	.0604	.0604	-.143	.2720	.2707	.2011	.01628	.00057	-.00095	.00000187	.557
.0474	.0476	-.532	.0500	.0498	.453	.0509	.0510	-.198	.2640	.2617	.1744	.01125	-.00063	.00022	.00000272	.551
.0414	.0414	.000	.0430	.0430	.000	.0438	.0438	.000	.2560	.2547	.1562	.00830	.00000	.00000	.00000000	.568
.0794	.0791	.363	.0820	.0823	-.316	.0828	.0827	.139	.2960	.2937	.2589	.01271	.01052	-.00432	.00000287	.519
.0384	.0386	-.531	.0400	.0398	.441	.0404	.0404	-.079	.2460	.2447	.1297	.01050	-.00020	-.00004	.000002208	.560
.0704	.0708	-.685	.0720	.0721	-.169	.0728	.0727	.257	.2790	.2777	.2255	.01893	-.00208	.00008	.000001179	.545
.0614	.0616	-.355	.0630	.0629	.244	.0633	.0634	-.034	.2690	.2677	.1965	.01942	-.00206	.00007	.000002193	.545
.0504	.0507	-.740	.0530	.0527	.659	.0534	.0535	-.286	.2590	.2577	.1618	.01342	.00013	-.00009	.00000555	.561
.0434	.0437	-.782	.0460	.0458	.378	.0468	.0469	-.070	.2530	.2517	.1407	.01156	.00007	-.00003	.000002065	.589
.0804	.0810	-.825	.0820	.0821	-.088	.0823	.0821	.314	.2880	.2867	.2441	.02008	.00052	-.00045	.000005747	.544
.0364	.0365	-.495	.0380	.0379	.426	.0389	.0389	-.185	.2450	.2437	.1460	.00781	-.00315	.00109	.00000158	.544
.0704	.0703	.051	.0730	.0731	-.044	.0739	.0738	.019	.2800	.2787	.2413	.01833	.00124	-.00124	.00000005	.515
.0594	.0597	-.606	.0630	.0627	.514	.0633	.0635	-.227	.2690	.2677	.2058	.02582	-.00164	-.00078	.00000545	.530
.0484	.0486	-.446	.0510	.0508	.381	.0513	.0514	-.168	.2570	.2557	.1770	.01628	.00054	-.00085	.00000211	.540
.0424	.0427	-.764	.0450	.0447	.647	.0453	.0455	-.286	.2510	.2497	.1618	.00969	.00201	-.00073	.00000492	.543
.0784	.0786	-.321	.0820	.0818	.276	.0834	.0835	-.121	.2920	.2887	.2658	.01625	-.00069	.00026	.00000228	.520
SRBW4 % = -.179		SRBW3 % = .087		SRBW2a % = -.015		SRSKO = .00000653										.5531

W kolumnach 29 i 30 (tab. 11) podano wysokości wypełnienia w osi podłużnej komory uspokajającej w przekrojach nr 1 ($W1 \equiv H_1$) oraz nr 2 ($W2 \equiv H_2$). Uwzględniając spadek dna komory, wysokości wypełnienia wskazują na poziomy układ zwierciadła wody w osi podłużnej komory uspokajającej za przelewem.

W kolumnach 31+35 (tab. 11) podano kolejno wartość wyrazu wolnego wielomianu ($AW \equiv W_0$) oraz współczynniki ($A_i \equiv W_i$) tego wielomianu (211), a także sumę kwadratów odchyleń (SKO) aproksymacji. W ostatniej kolumnie podano natomiast wyniki obliczeń wartości współczynnika przepływu ($MI \equiv \mu$) oraz wartość średnią współczynnika $\bar{\mu} = 0,553$ dla wszystkich pomiarów w II etapie badań.

Z pomiarów w modelu, badanym w I etapie, współczynnik $\bar{\mu} = 0,617$ (tab. 6). Wynika stąd, że wprowadzenie komory uspokajającej przepływ za przelewem ($l_u = 2b$) przyczynia się do zmniejszenia sprawności hydraulicznej przelewu, której miarą jest wartość współczynnika przepływu $\mu = \varepsilon\psi$. (rozd. 5.4.). Na zmniejszenie wartości współczynnika μ (o około 10% w stosunku do przelewu z I etapu) wpływa w decydujący sposób kontrakcja strugi ε na dodatkowej pionowej krawędzi kończącej przelew. Linie prądu w tym rejonie komory przelewowej wykazują znaczne zakrzywienia, a kąt φ , odchylenia strugi bocznego odpływu od osi komory, mierzony na wysokości krawędzi przelewowej jest większy od 90° (osiąga wartość około 115° dla $q_r = 1$ – mniejsza wartość μ , oraz około 100° dla $q_r = 0,5$ – większa wartość współczynnika μ w danej serii pomiarowej).

Na rysunku 51 przedstawiono wykres regresji bezwymiarowego strumienia objętości przepływu ($Q/(g^{0,5}h_{sw}^{2,5})$) od stosunku długości krawędzi przelewowej do średniej ważonej wysokości warstwy przelewowej¹⁶ (l_p/h_{sw}) dla wszystkich wyników pomiarów w modelu II etapu. Stąd na podstawie wzorów (118) i (125) otrzymano ($R = 0,9986$):

$$Q = M \frac{2}{3} \mu_0 \left(\frac{l_p}{h_{sw}} \right)^{0,034} \sqrt{2g} l_p h_{sw}^{1,5}, \quad (213)$$

gdzie: $M = 1$ dla przelewów jednostronnych,
 $M = 2$ dla przelewów dwustronnych,

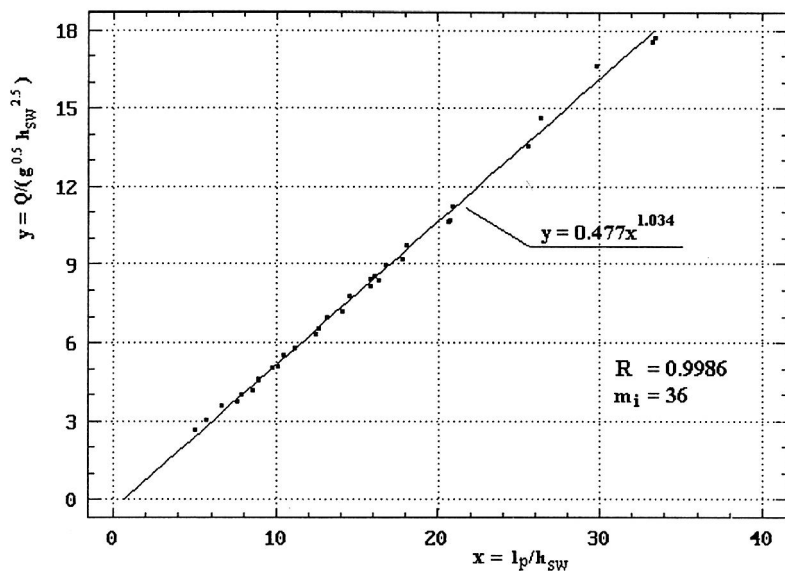
$$\mu_0 \left(\frac{l_p}{h_{sw}} \right)^{0,034} = \mu, \quad (214)$$

$$\mu_0 = 0,506 \text{ przy } 5,1 < l_p/h_{sw} < 33,5.$$

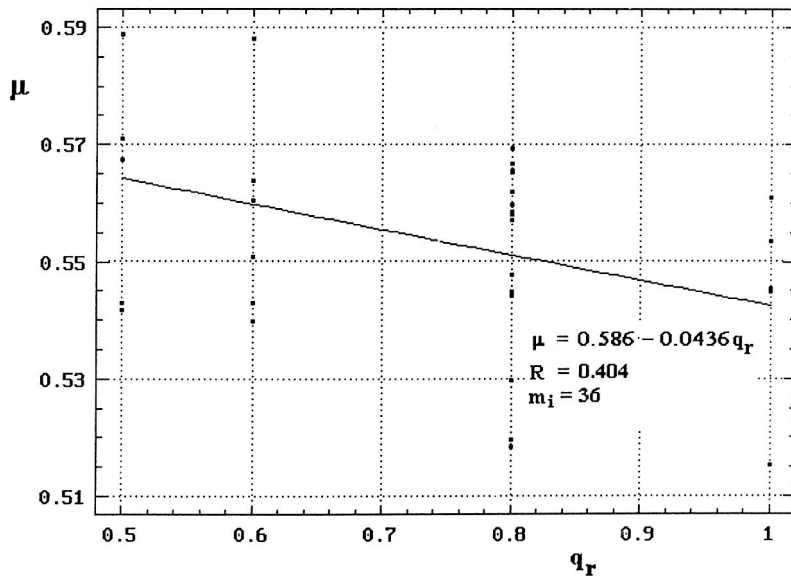
Wzór (213) różni się istotnie od wzorów (119) i (127) z I etapu badań funkcją współczynnika przepływu μ przelewu, a zwłaszcza mniejszą wartością współczynnika μ_0 .

Wyniki obliczeń współczynnika μ , wg wzoru (145) – zestawione w tab. 11, poddano szczegółowej analizie regresji. Wyniki tej analizy zamieszczono w tabeli 12 i na

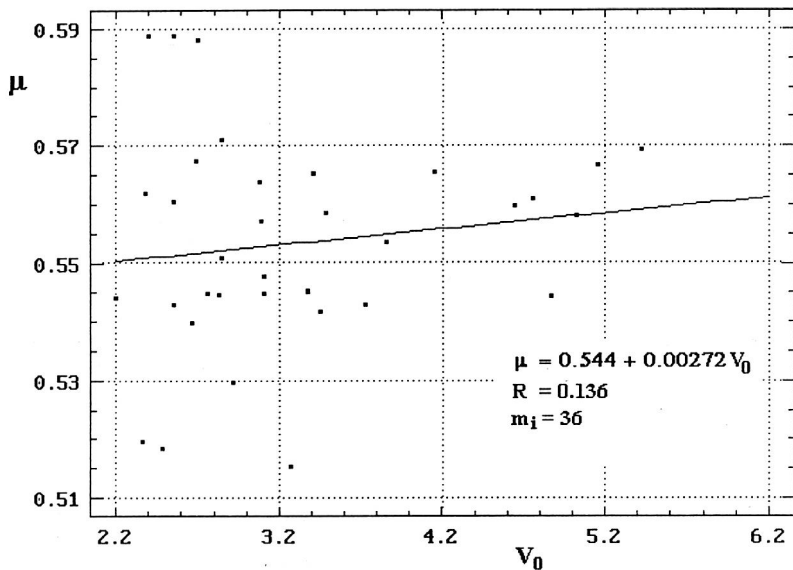
¹⁶ W II etapie badań: $h_{sw} \equiv h_{ma}$ – ze wzoru (134) – rozdz. 5.4



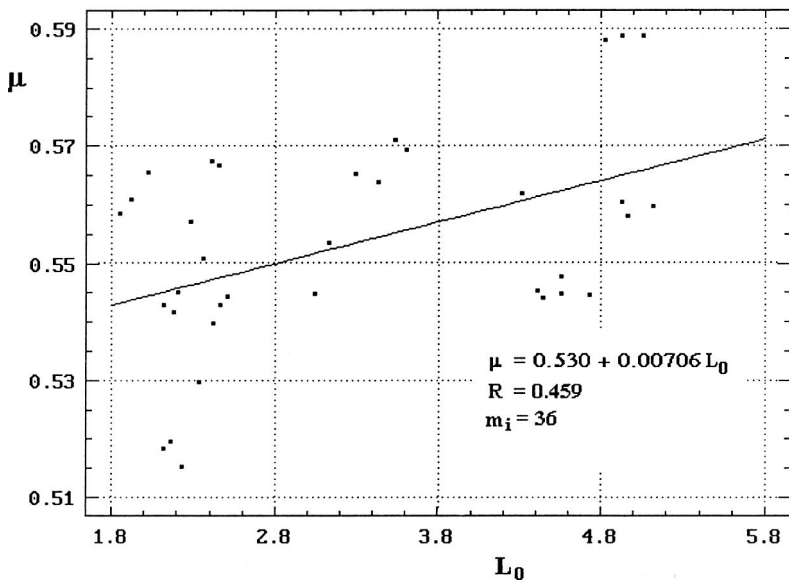
Rys. 51. Regresja bezwymiarowego strumienia objętości $Q/(g^{1/2} h_{sw}^{5/2})$ od l_p/h_{sw}



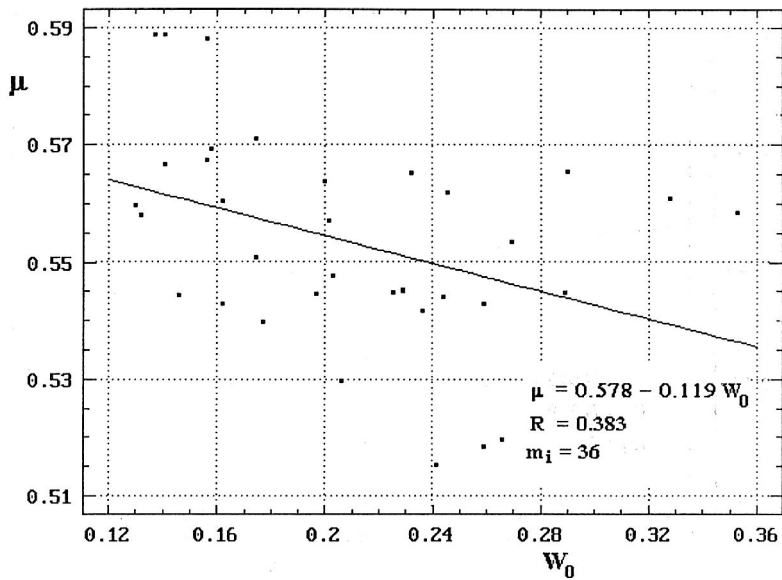
Rys. 52. Regresja współczynnika μ przelewu od współczynnika rozdziału przepływów q_r na przelewie



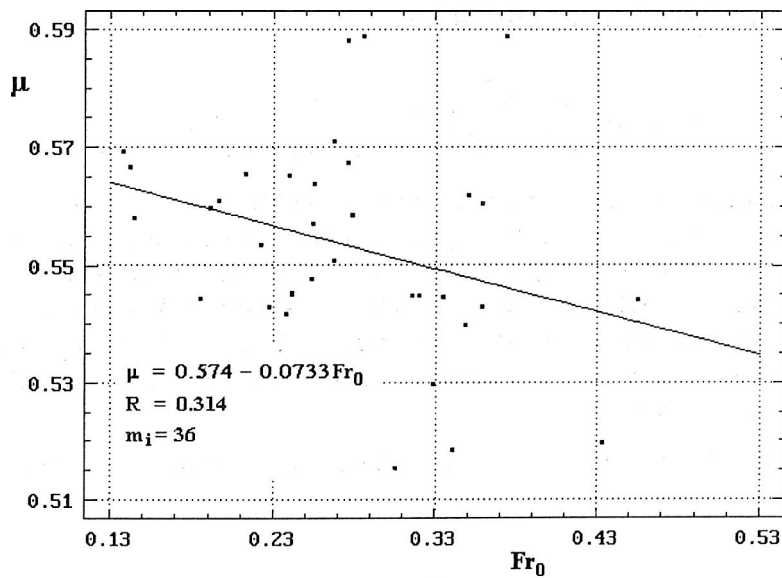
Rys. 53. Regresja współczynnika μ przelewu od bezwymiarowej liczby podobieństwa przepływów V_0 na początku przelewu



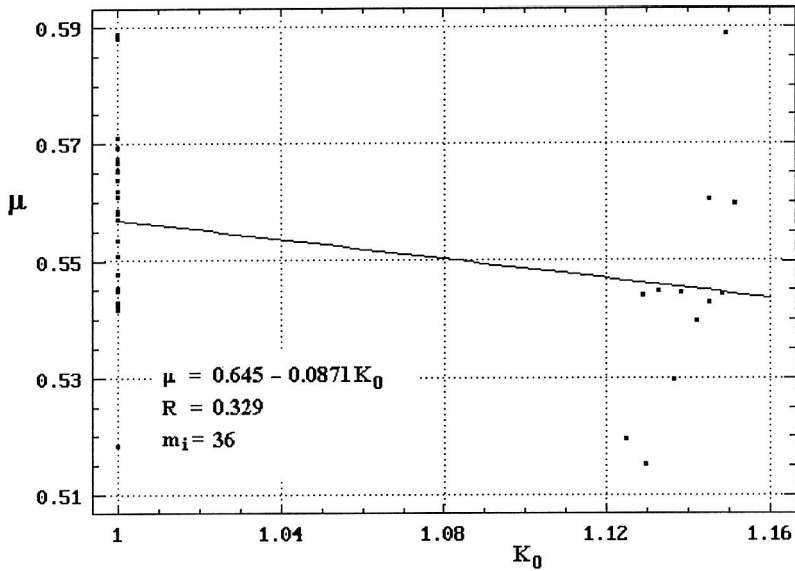
Rys. 54. Regresja współczynnika μ przelewu od względnej długości krawędzi przelewowej L_0



Rys. 55. Regresja współczynnika μ przelewu od względnej wysokości warstwy przelewowej W_0 na początku przelewu



Rys. 56. Regresja współczynnika μ przelewu od liczby Froude'a - Fr_0 na początku przelewu



Rys. 57. Regresja współczynnika μ przelewu od liczby kształtu K_0 kanału na początku przelewu

wykresach – rys. 52÷58. Na podstawie wzorów (145) i (197) współczynnik μ przelewu jest funkcją bezwymiarowych parametrów ruchu (liczb podobieństwa):

$$\mu = f(q_r, V_0, L_0, W_0, Fr_0, K_0). \quad (215)$$

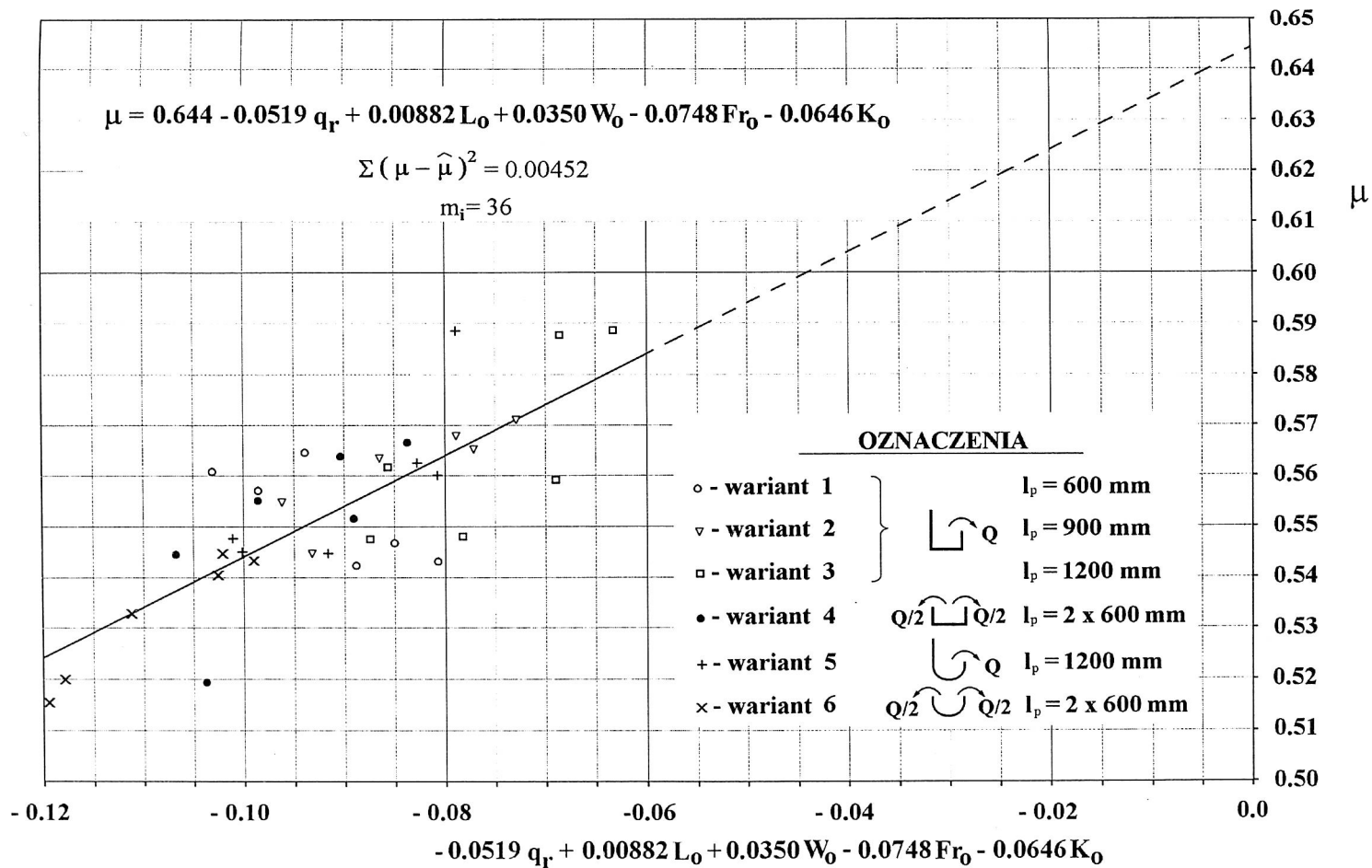
Przyjęto następującą postać tej funkcji:

$$\mu = \mu_0 + \mu \left(\frac{Q}{Q_d}, \frac{2H_p^{5/2} \sqrt{2g}}{3Q_d}, \frac{l_p}{H_p}, \frac{h_p}{H_p}, \frac{Q_d}{A_0 \sqrt{gH_p}}, \frac{bH_p}{A_0} \right). \quad (216)$$

W wierszach 1÷6 (tab. 12) przedstawiono wyniki badań istotności wpływu na μ poszczególnych bezwymiarowych liczb podobieństwa. Wykazano tam, że wpływ liczb q_r , L_0 , W_0 i K_0 jest istotny na poziomie¹⁷ $\alpha = 0,05$ [126]. Uwzględniając dodatkowo sumę kwadratów odchyłek, wpływ liczby Fr_0 na współczynnik μ można uznać również za istotny (na poziomie $\alpha = 0,10$), w przeciwieństwie do liczby V_0 . Wniosek ten znalazł potwierdzenie w wynikach regresji wielokrotnej (wiersze 7, 8 i 9). Ostatecznie uznano, że wzór postaci:

$$\mu = 0,644 - 0,0519q_r + 0,00882L_0 + 0,0350W_0 - 0,0748Fr_0 - 0,0646K_0, \quad (217)$$

¹⁷ Przy uogólnianiu wyników badań współczynnika μ postanowiono nie usuwać wyników pomiarów obarczonych błędami grubymi, po stwierdzeniu ich normalnego rozkładu i wobec liniowej klasy funkcji (rozdz. 5.4).



Rys. 58. Regresja współczynnika μ od bezwymiarowych parametrów ruchu (liczb podobieństwa)

Wyniki obliczeń regresji współczynnika przepływu μ od bezwymiarowych liczb podobieństwa

Tabela 12

Lp.	Liczba podobieństwa (x_i)	Model $\hat{y} = a_0 + ax_i$ ($\hat{y} = \hat{\mu}$; $a_0 = \mu_0$)	Badany przedział zmienności liczb podobieństwa	Współczynnik korelacji R	Wartość krytyczna [126] R_{kr} (0.05; m_s)	Suma kwadratów odchyień $\Sigma (\mu - \hat{\mu})^2$	Nr rys.
1	2	3	4	5	6	7	8
1	q_r	$\mu = 0.586 - 0.0436 q_r$	$0.5 \leq q_r \leq 1.0$	0.404	0.325	0.0091	52
2	V_0	$\mu = 0.544 + 0.00272 V_0$	$2.20 \leq V_0 \leq 5.22$	0.136	0.325	0.0109	53
3	L_0	$\mu = 0.530 + 0.00706 L_0$	$1.83 \leq L_0 \leq 5.12$	0.459	0.325	0.0085	54
4	W_0	$\mu = 0.578 - 0.119 W_0$	$0.13 \leq W_0 \leq 0.35$	0.383	0.325	0.0093	55
5	Fr_0	$\mu = 0.574 - 0.0733 Fr_0$	$0.14 \leq Fr_0 \leq 0.46$	0.314	0.325	0.0102	56
6	K_0	$\mu = 0.645 - 0.0871 K_0$	$1.0 \leq K_0 \leq 1.15$	0.329	0.325	0.0098	57
		$\bar{\mu} = 0.553$	$0.516 < \mu < 0.588$	$m_i = 36$			
Lp.	Uwzględnione liczby podobieństwa (x_i)	Model $\hat{y} = a_0 + a_1x_1 + a_2x_2 + \dots + a_nx_n$ ($\hat{y} = \hat{\mu}$; $a_0 = \mu_0$)	Suma kwadratów odchyień $\Sigma (\mu - \hat{\mu})^2$	Pominięte liczby podobieństwa (x_i)	Nr rys.		
1	2	3	4	5	6		
7	q_r, L_0, W_0, K_0	$\mu = 0.689 - 0.0337 \cdot q_r + 0.00726 L_0 - 0.0394 W_0 - 0.121 K_0$	0.00502	V_0, Fr_0	----		
8	q_r, L_0, W_0, Fr_0, K_0	$\mu = 0.644 - 0.0519 q_r + 0.00882 L_0 + 0.0350 W_0 - 0.0748 Fr_0 - 0.0646 K_0$	0.00452	V_0	58		
9	$q_r, V_0, L_0, W_0, Fr_0, K_0$	$\mu = 0.645 - 0.0514 q_r - 0.00197 V_0 + 0.00879 L_0 + 0.0415 W_0 - 0.103 Fr_0 - 0.0531 K_0$	0.00450	----	----		

dostatecznie dokładnie opisuje wyniki pomiarów w modelu (rys. 58), w badanym zakresie zmian liczb podobieństwa (tab. 12). Zakres ten należy uznać za szeroki m.in. ze względu na badany zakres zmian współczynnika rozdziału przepływów na przelewie ($q_r \in \{1,0; 0,8; 0,6; 0,5\}$), długości krawędzi przelewowych ($l_p \in \{2b; 3b; 4b\}$) i wysokości warstwy przelewowej ($h_p/H_p \in <0,13; 0,35>$). Ponadto współczynnik kształtu kanału K_0 pozwala na uwzględnienie wpływu na μ innego niż prostokątny ($K_0 = 1$) przekrój poprzeczny kanału ($K_0 > 1$).

Z analizy wyników pomiarów przedstawionych na rys. 58 wynika, że współczynnik przepływu μ przelewów bocznych jednostronnych przyjmuje ogólnie wyższą wartość ($\bar{\mu} = 0,56$ – dla wariantów 3 i 5) w porównaniu do przelewów bocznych dwustronnych ($\bar{\mu} = 0,54$ – dla wariantów 4 i 6). Jest to zgodne z literaturą, jednak nie co do wielkości tych różnic¹⁸. Wynika to z bezpośredniego porównania wartości μ w obu przelewach, działających w tych samych warunkach (Q_d, q_r, p, \dots) i równej sumarycznej długości krawędzi przelewowych (np: $l_{p1} = 1200$ mm i $l_{p2} = 2 \cdot 600$ mm). Wówczas liczby podobieństwa (L_0, W_0, Fr_0, K_0 i V_0) zależne od h_p i H_p są różne. Ścisłej, wartości h_p i H_p są nieznacznie niższe w przelewach jednostronnych w porównaniu z przelewami dwustronnymi (tab. 11).

6.2.4. Uogólniona zależność określająca spadek hydrauliczny w komorze przelewowej

Na podstawie metodologii opracowanej w rozdziale 5.5 przyjęto proporcjonalność współczynnika $\chi(l)$, tj. stosunku lokalnej wartości spadku hydraulicznego J wzdłuż długości komory przelewowej do wartości J_0 na początku komory przelewowej ($l = 0$). Dla dowolnego kształtu przekroju poprzecznego kanału dopływowego i komory przelewowej (pole A wg (195)), równanie wyjściowe (155) przyjmuje postać:

$$\frac{n^2 q^2 Q_d^2}{A_0^2 [1 + K_0(\zeta - 1)]^2 \left(\frac{A_0 [1 + K_0(\zeta - 1)]}{O_z} \right)^{4/3}} = \chi \frac{n^2 Q_d^2}{A_0^2 \left(\frac{A_0}{O_{z0}} \right)^{4/3}}, \quad (218)$$

przy czym

$$n^2 Q_d^2 / (A_0^2 (A_0 / O_{z0})^{4/3}) = J_0 \quad (218a)$$

Obwód zwilżony O_z , przekroju przepływowego (A) komory przelewowej, można również przedstawić w postaci dogodnej do uogólnienia wyników badań na dowolny kształt przekroju poprzecznego:

$$O_z = O_{z0} + (H - H_p) = O_{z0} + (\zeta H_p - H_p) = O_{z0} + H_p (\zeta - 1), \quad (219)$$

gdzie: O_{z0} – obwód zwilżony komory na początku przelewu ($l = 0$).

¹⁸ Wskazują na to również wyniki badań modelowych I etapu – rozdz. 5.3.1.2.

Po uwzględnieniu (218) i (219) otrzymamy ostatecznie:

$$\chi_u = \frac{[O_{z0} + H_p (\zeta - 1)]^{4/3}}{[1 + K_0 (\zeta - 1)]^{10/3} O_{z0}^{4/3}} q^2, \quad (220)$$

gdzie: χ_u – uogólniona postać współczynnika χ : $\chi_u \in <0, 1>$; $q \in <1, 1 - q_r>$; $q = q(\xi)$.

Wyniki obliczeń spadków hydraulicznych (spowodowanych oporami tarcia) w komorze przelewowej, dla wszystkich pomiarów w modelu II etapu badań, zamieszczono w tabeli 13. W kolumnach 1÷7 tabeli podano kolejno: numer wariantu (WAR), numer pomiaru (NS), strumienie objętości dopływu (QD) i odpływu (QO), długość krawędzi przelewowej (DK), strumień objętości przepływu przez przelew (Q) oraz wypełnienie w osi kanału na początku przelewu ($WLX \equiv H_p$). Obliczenia przeprowadzono własnym programem o nazwie KAPPA dla trzech wybranych przekrojów przepływowych wewnątrz komory przelewowej: $\xi_{(1)} = 0,25$, $\xi_{(2)} = 0,5$ i $\xi_{(3)} = 0,75$. W kolumnach 8, 9 i 10 (tab. 13) podano wartości względnego strumienia objętości przepływu ($Q_i \equiv q(\xi_i)$) w kolejnych przekrojach poprzecznych komory przelewowej, a w kolumnach 11,12 i 13 – bezwzględne wartości tego strumienia ($Q_{is} \equiv Q(l_i)$). W kolumnach 14, 15 i 16 podano natomiast obliczone wartości stosunku spadków hydraulicznych (KAPPA_i), tj. $\chi(\xi_i)$, a w kolumnach 17÷23 wyniki obliczeń sprawdzających kolejno: spadki hydrauliczne na początku przelewu ($Jf_0 \equiv J_0$) i w wybranych przekrojach ($Jf_i \equiv J_{(i)}$) oraz wartości względnej wysokości wypełnienia w komorze przelewowej ($Y_i \equiv \zeta_{(i)}$) – aproksymowanej wielomianem trzeciego stopnia.

Wyniki obliczeń χ_u według (220), dla wyników pomiarów II etapu badań, naniesiono na wykresy przedstawione na rys. 30, w rozdziale 5.5 pracy. Jak wynika z rys. 30 współczynnik χ_u można aproksymować dostatecznie dokładnie sparametryzowaną funkcją¹⁹ (159) – ustaloną w I etapie badań, dla $\xi \in <0,1>$ oraz $q_r \in \{1,0; 0,8; 0,6; 0,5\}$. Stąd ostateczna postać zmodyfikowanego równania ruchu (197) będzie następująca:

$$\frac{d\zeta}{d\xi} = \frac{L_0(i - \chi_u J_0) - \left[\eta q \frac{dq}{d\xi} + q^2 \frac{d\beta}{d\xi} \right] \frac{Fr_0^2}{[K_0 \zeta - (K_0 - 1)]^2}}{1 - \frac{\beta Fr_0^2 K_0 q^2}{[K_0 \zeta - (K_0 - 1)]^3}}. \quad (221)$$

6.3. Rozwiązanie zmodyfikowanego równania ruchu

6.3.1. Sposób rozwiązania równania ruchu

Bezwymiarowe, zmodyfikowane równanie ruchu postaci (197) lub (221) jest równaniem różniczkowym zwyczajnym pierwszego rzędu, w którym zmienną niezależną

¹⁹ Wobec niewielkich strat liniowych w modelu.

jest bezwymiarowa odcięta $\xi \in \langle 0, 1 \rangle$ – liczona od początku przelewu, a zmienną zależną jest $\zeta \geq 1$ – reprezentująca bezwymiarową głębokość wody w osi komory przelewowej. Jak widać jest ono mocno nieliniowe i ma skomplikowaną postać (takie bowiem wielkości jak J , η , q i β są również funkcjami ξ). Ponieważ rozwiązanie analityczne takiego równania jest niemożliwe do uzyskania, więc należy je rozwiązać numerycznie. Potrzebna jest do tego znajomość funkcji opisujących współczynniki η i β , a także muszą być znane funkcje opisujące zależności wielkości J i q od zmiennej niezależnej ξ i parametrów ruchu, a wreszcie warunek początkowy, który jest postaci: $\zeta(0) = 1$. Bezwymiarowy strumień objętości q cieczy przepływającej przez komorę przelewową przedstawia wzór²⁰

$$q = 1 - \frac{2}{3} \mu \frac{l_p H_p \sqrt{2gH_p}}{Q_d} \int_0^\xi (\zeta - P_0)^{3/2} d\xi, \quad (222)$$

z którego wynika, że potrzebny jest również wzór do obliczania współczynnika m przelewu.

Podstawienie wymienionych wielkości do równania (197) lub (221) umożliwi już numeryczne rozwiązanie problemu, które można uzyskać stosując np. procedurę ND-Solve programu Mathematica. Procedura ta przedstawia, obliczone numerycznie, rozwiązanie równania różniczkowego – profilu zwierciadła wody w osi komory przelewowej we współrzędnych ξ , ζ za pomocą funkcji aproksymacji (jako obiekt typu *Interpolating Function*), oparte na wielomianach trzeciego stopnia. Funkcje aproksymacji można różniczkować, całkować oraz sporządzić wykres obliczonego rozwiązania.

Do rozwiązania problemu przyjęto ostatecznie postać (221) równania ruchu – ze współczynnikiem χ_u (wg wzoru (220)) do opisu spadku hydraulicznego J na długości ξ komory przelewowej. Współczynniki L_0 , J_0 , Fr_0^2 i K_0 , stanowiące równocześnie liczby podobieństwa, zostały zdefiniowane w rozdziałach 5.4, 5.5 i 6.1.4, współczynnik pędu β zaś – w rozdziale 6.1.1, a współczynnik χ_u – rozdziale 6.2.4. Ostatni ze współczynników zawartych w równaniu ruchu (221), oznaczony jako $\eta = 2\beta - \eta_b$ (wzór (198)) będzie wyznaczony wprost z tego równania, znane są bowiem (zmierzone) profile zwierciadła wody wzdłuż osi podłużnej komory przelewowej i dane są lub zbadane zostaną pozostałe współczynniki, w tym współczynnik μ przelewu. Wyznaczenie współczynnika η , a właściwie $\eta_b = \beta_b k$ (wzór (191)), na podstawie bezpośrednich pomiarów w modelu, okazało się technicznie niemożliwe ze względu na zbyt małą skalę modelu²¹.

6.3.2. Metody i kryteria aproksymacji współczynników w równaniu ruchu

W II etapie badań modelowych (rozdz. 6.2.3) ustalono kształt 36 profili zwierciadła wody, przy zmieniających się strumieniach objętości przed i za przelewem. Ponadto

²⁰ Wynika on ze wzorów (186) i (187) po uwzględnieniu przekształcenia zmiennych (193), gdzie $Q(l) = Q$.

²¹ Przede wszystkim brak możliwości zbadania rozkładów prędkości strug bocznego odpływu – β_b

WYNIKI OBLICZEN SPADKOW HYDRAULICZNYCH W WYBRANYCH PRZEKROJACH

WAR	NS	QD	QD	DK	Q	WLX	Q1	Q2	Q3	Q1s	Q2s	Q3s
1	112	.01692	.00338	.6	.01354	.2669	.80448	.60511	.40358	.01361	.01024	.00683
1	121	.03384	.00000	.6	.03384	.3124	.75829	.51128	.25768	.02566	.01730	.00872
1	122	.03384	.00677	.6	.02707	.2959	.81153	.61547	.41053	.02746	.02083	.01389
1	123	.03384	.01354	.6	.02030	.2834	.85587	.70754	.55597	.02896	.02394	.01881
1	124	.03384	.01692	.6	.01692	.2749	.88064	.75680	.62926	.02980	.02561	.02129
1	132	.05076	.01015	.6	.04061	.3244	.80721	.60827	.40561	.04097	.03088	.02059
2	212	.01692	.00338	.9	.01354	.2494	.81944	.62580	.41865	.01386	.01059	.00708
2	221	.03384	.00000	.9	.03384	.2874	.76198	.51510	.26012	.02579	.01743	.00880
2	222	.03384	.00677	.9	.02707	.2734	.81610	.62015	.41428	.02762	.02099	.01402
2	223	.03384	.01354	.9	.02030	.2624	.86332	.71769	.56284	.02921	.02429	.01905
2	224	.03384	.01692	.9	.01692	.2544	.88794	.76515	.63548	.03005	.02589	.02150
2	232	.05076	.01015	.9	.04061	.2954	.81752	.62311	.41592	.04150	.03163	.02111
3	312	.01692	.00338	1.2	.01354	.2419	.82486	.63267	.42410	.01396	.01070	.00718
3	321	.03384	.00000	1.2	.03384	.2724	.77319	.53252	.27420	.02616	.01802	.00928
3	322	.03384	.00677	1.2	.02707	.2634	.81853	.62570	.41956	.02770	.02117	.01420
3	323	.03384	.01354	1.2	.02030	.2489	.87511	.73407	.57524	.02961	.02484	.01947
3	324	.03384	.01692	1.2	.01692	.2434	.89848	.78151	.64867	.03040	.02645	.02195
3	332	.05076	.01015	1.2	.04061	.2784	.81879	.62532	.41906	.04156	.03174	.02127
4	412	.01692	.00338	.6	.00677	.2444	.80954	.61455	.41231	.01370	.01040	.00698
4	421	.03384	.00000	.6	.01692	.2724	.77071	.52597	.26708	.02608	.01780	.00904
4	422	.03384	.00677	.6	.01354	.2629	.81650	.62078	.41429	.02763	.02101	.01402
4	423	.03384	.01354	.6	.01015	.2544	.86143	.71538	.56174	.02915	.02421	.01901
4	424	.03384	.01692	.6	.00846	.2489	.88342	.76128	.63350	.02989	.02576	.02144
4	432	.05076	.01015	.6	.02031	.2834	.81579	.62056	.41398	.04141	.03150	.02101
5	512	.01692	.00338	1.2	.01354	.2344	.83277	.64211	.42997	.01409	.01086	.00728
5	521	.03384	.00000	1.2	.03384	.2634	.77985	.53608	.27442	.02639	.01814	.00929
5	522	.03384	.00677	1.2	.02707	.2539	.82818	.63404	.42299	.02803	.02146	.01431
5	523	.03384	.01354	1.2	.02030	.2434	.87633	.73448	.57504	.02966	.02485	.01946
5	524	.03384	.01692	1.2	.01692	.2374	.89848	.78151	.64868	.03040	.02645	.02195
5	532	.05076	.01015	1.2	.04061	.2699	.82820	.63432	.42215	.04204	.03220	.02143
6	612	.01692	.00338	.6	.00677	.2389	.81043	.61437	.41187	.01371	.01040	.00697
6	621	.03384	.00000	.6	.01692	.2689	.76986	.52521	.26746	.02605	.01777	.00905
6	622	.03384	.00677	.6	.01354	.2569	.82234	.62766	.41879	.02783	.02124	.01417
6	623	.03384	.01354	.6	.01015	.2479	.86467	.71851	.56277	.02926	.02431	.01904
6	624	.03384	.01692	.6	.00846	.2434	.88570	.76416	.63526	.02997	.02586	.02150
6	632	.05076	.01015	.6	.02031	.2779	.81348	.61808	.41369	.04129	.03137	.02100

Kappa1	Kappa2	Kappa3	If0	If1	If2	If3	Y1	Y2	Y3
.640	.360	.160	.00008053	.00005154	.00002900	.00001285	1.0039	1.0059	1.0072
.570	.255	.064	.00020536	.00011705	.00005234	.00001310	1.0031	1.0090	1.0143
.648	.363	.158	.00023963	.00015531	.00008705	.00003787	1.0056	1.0148	1.0229
.719	.486	.297	.00027111	.00019496	.00013170	.00008038	1.0065	1.0106	1.0146
.762	.554	.379	.00029587	.00022555	.00016391	.00011211	1.0060	1.0117	1.0154
.634	.354	.156	.00041530	.00026326	.00014713	.00006475	1.0098	1.0155	1.0192
.658	.375	.164	.00009799	.00006443	.00003673	.00001610	1.0073	1.0152	1.0226
.570	.256	.064	.00026041	.00014842	.00006656	.00001673	1.0065	1.0132	1.0184
.645	.363	.158	.00030053	.00019373	.00010899	.00004763	1.0114	1.0206	1.0281
.728	.490	.294	.00033831	.00024623	.00016582	.00009959	1.0083	1.0173	1.0258
.756	.547	.371	.00037001	.00027969	.00020255	.00013735	1.0147	1.0235	1.0295
.648	.362	.156	.00054172	.00035122	.00019630	.00008462	1.0107	1.0245	1.0365
.663	.381	.167	.00010707	.00007097	.00004075	.00001791	1.0090	1.0174	1.0253
.586	.269	.069	.00030369	.00017796	.00008179	.00002099	1.0070	1.0181	1.0297
.656	.373	.163	.00033457	.00021944	.00012484	.00005458	1.0074	1.0168	1.0267
.739	.499	.294	.00039419	.00029123	.00019664	.00011609	1.0124	1.0270	1.0410
.775	.563	.373	.00042065	.00032582	.00023674	.00015691	1.0143	1.0285	1.0424
.650	.367	.160	.00064182	.00041705	.00023556	.00010248	1.0109	1.0223	1.0337
.652	.373	.166	.00010394	.00006780	.00003875	.00001723	1.0016	1.0045	1.0087
.577	.261	.066	.00030375	.00017537	.00007932	.00002001	1.0099	1.0203	1.0281
.649	.366	.160	.00033649	.00021841	.00012320	.00005382	1.0093	1.0179	1.0248
.728	.493	.299	.00037006	.00026953	.00018256	.00011054	1.0065	1.0127	1.0191
.769	.563	.384	.00039428	.00030328	.00022200	.00015154	1.0050	1.0100	1.0150
.649	.364	.158	.00060999	.00039563	.00022188	.00009622	1.0090	1.0201	1.0294
.664	.380	.165	.00018791	.00012485	.00007144	.00003102	1.0130	1.0248	1.0349
.573	.259	.066	.00051343	.00029396	.00013287	.00003374	1.0190	1.0332	1.0435
.643	.359	.155	.00057818	.00037171	.00020777	.00008945	1.0202	1.0353	1.0460
.728	.486	.285	.00066372	.00048300	.00032254	.00018914	1.0166	1.0324	1.0466
.769	.555	.366	.00072064	.00055443	.00040024	.00026367	1.0147	1.0293	1.0434
.639	.353	.150	.00106831	.00068290	.00037680	.00016009	1.0223	1.0423	1.0561
.648	.369	.164	.00017650	.00011443	.00006511	.00002890	1.0039	1.0070	1.0108
.573	.259	.065	.00048059	.00027557	.00012434	.00003144	1.0104	1.0203	1.0284
.646	.362	.156	.00055671	.00035951	.00020146	.00008712	1.0144	1.0267	1.0360
.724	.486	.291	.00062521	.00045271	.00030357	.00018198	1.0099	1.0190	1.0262
.768	.559	.378	.00066390	.00050975	.00037086	.00025098	1.0066	1.0136	1.0201
.644	.362	.158	.00097359	.00062699	.00035252	.00015381	1.0086	1.0171	1.0256

wykonano pomiary prędkości miejscowych (opisanych w rozdz. 6.2.2.) mające na celu wyznaczenie rozkładu współczynnika β na długości kanału z przelewem bocznym, w zależności od parametrów ruchu (warianty 3, 5 i 6 dla $q_r \in \{1,0; 0,8; 0,6; 0,5\}$).

Do aproksymacji współczynników μ , β i η w obrębie komory przelewowej, w tym rozdziale pracy²², przyjęto po 60 zmierzonych bądź obliczonych ich wartości – po 24 wartości z 3 i 5 wariantu ($l_p = 1200$ mm – 6 przekrojów poprzecznych) oraz 12 wartości z 6 wariantu ($l_p = 2 \cdot 600$ mm – 3 przekroje).

Wszystkie wartości parametrów ruchu, spełniające również rolę zmiennych niezależnych ($q_r, L_0, J_0, W_0, Fr_0^2, K_0$) funkcji opisujących poszukiwane współczynniki, unormowano do przedziału²³ $\langle 0, 1 \rangle$ przez przekształcenie:

$$x_1 = \frac{x - \omega_{mn}}{\omega_{mx} - \omega_{mn}}, \quad (223)$$

gdzie: x_1 – nowa wartość parametru x : $x_1 \in \langle 0, 1 \rangle$,

x – zmierzona wartość parametru,

ω – zmierzona ekstremalna wartość parametru x , odpowiednio:

ω_{mn} – minimalna (zaokrąglona w dół),

ω_{mx} – maksymalna (zaokrąglona w górę).

Dzięki przekształceniu (223) można aproksymować poszukiwane współczynniki przesuniętymi wielomianami Czebyszewa²⁴, stosując za kryterium aproksymacji minimum sumy kwadratów odchyłek wartości x_1 od wartości aproksymującego ją wielomianu Czebyszewa. Poza tym, podobnie jak zalecają autorzy prac [69, 70], zwracano uwagę na to, aby aproksymowana funkcja zachowała sens fizyczny przy możliwie niskim stopniu wielomianu aproksymującego. Kryterium to, chociaż niewymierne, jest istotne i w wypadku zmian współczynnika β wewnątrz komory przelewowej, doprowadziło do zastosowania funkcji wykładniczej, zamiast wielomianu. Do aproksymacji zastosowano procedurę *Fit programu Mathematica*, który umożliwia także wykreślenie otrzymywanych krzywych na tle punktów pomiarowych (w tym z zaznaczonym błędem pomiarowym).

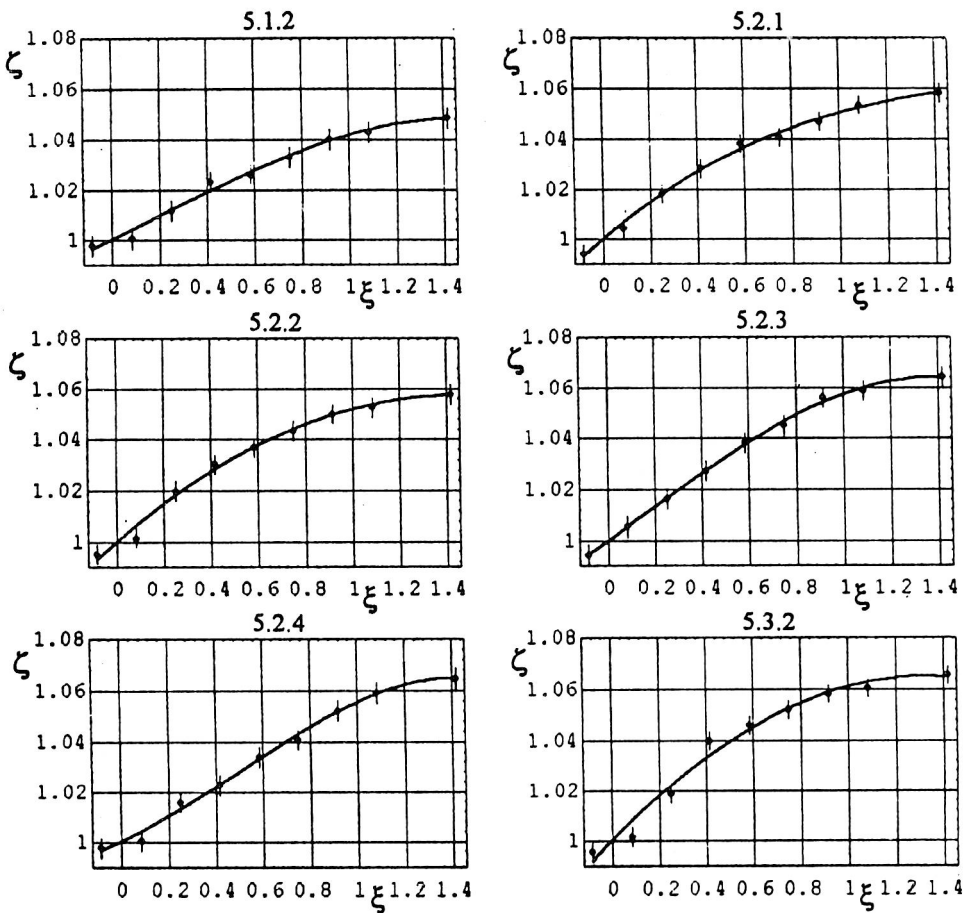
6.3.3. Przebieg obliczeń współczynników równania ruchu

Do obliczenia wartości współczynnika η (198) potrzebna jest znajomość liczb podobieństwa L_0, J_0, Fr_0^2 i K_0 oraz funkcji $\zeta = \zeta(\xi)$, $\chi = \chi(\xi)$, $q = q(\xi)$ i $\beta = \beta(\xi)$, przy czym bezwymiarowy strumień objętości przepływu q w komorze przelewowej wyznacza wzór (222). Bezpośrednimi danymi do obliczeń były wyniki pomiarów wysokości zwiercia-

²² Do aproksymacji współczynnika β wewnątrz komory przelewowej przyjęto ostatecznie 45 zmierzonych wartości tego współczynnika, po wyeliminowaniu wyników pomiarów przy $q_r = 1,0$, ze względu na występujące tutaj błędy grube.

²³ Zmienna niezależna $\xi \in \langle 0, 1 \rangle$, wzór (193).

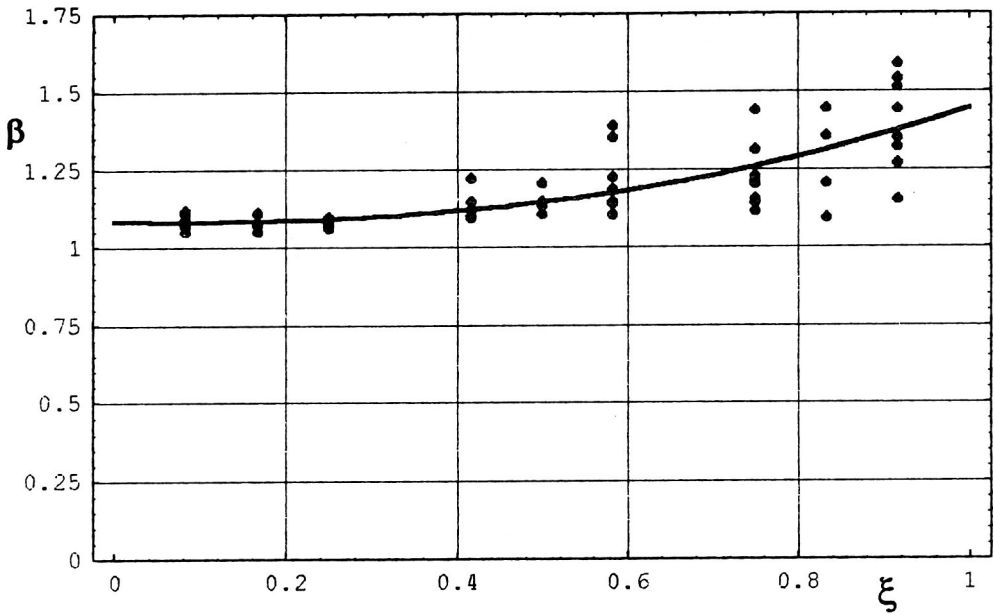
²⁴ Wielomiany Czebyszewa są ortogonalne i optymalne (w sensie sumy najmniejszych kwadratów) spośród wszystkich wielomianów [78].



Rys. 59. Bezwymiarowa wysokość zwierciadła wody (ζ) aproksymowana wielomianem 3 stopnia wzdłuż przelewu ($\xi \in <0,1>$) i komory uspokajającej (wariant 5 – pomiary 5.1.2, 5.2.1+5.2.4, 5.3.2)

dła wody wzdłuż osi kanału wraz z odpowiadającymi im strumieniami objętości przepływu, a ponadto wartości współczynnika β z 60 przekrojów pomiarowych wewnątrz komory przelewowej – warianty 3, 5 i 6.

Na podstawie wyników pomiarów aproksymowano najpierw zależność bezwymiarowej głębokości wody w rejonie komory przelewowej (rozpoczynając od bezpośrednio poprzedzającego ją przekroju pomiarowego i kończąc na dwóch przekrojach pomiarowych za przelewem (rys. 33)). Bezwymiarowymi współzrędnymi była odległość od poprzedzającego komorę przelewową przekroju, odniesiona do długości całego badanego odcinka oraz głębokość wypełnienia kanału, odniesiona do jej najmniejszej wartości na tym odcinku. Następnie zmieniono współzrędnę na ξ i ζ (wzór (193)), gdyż można już było obliczyć wysokość wypełnienia kanału na początku przelewu, która nie była mierzona. Kierując się kryteriami opisanymi w rozdz. 6.3.2 uznano za wystar-



Rys. 60. Rozkład współczynnika β na długości komory przelewowej (zależność cząstkowa $\beta = 0,511 - 0,622 \xi + 0,573 \exp \xi$, ze wzoru (224))

czający przesunięty wielomian Czebyszewa trzeciego stopnia²⁴. Wynikiem obliczeń była lista 36 takich wielomianów dla wszystkich pomiarów II etapu.

Przykład przebiegów bezwymiarowych głębokości wody w kanale z wariantu 5 przedstawiono na rys. 59. (Przelew boczny zajmuje odcinek $\xi < 0, 1 >$, bezwzględna wartość błędów pomiarów wysokości H wynosi 1 mm).

Następnym krokiem było obliczenie wartości liczb L_0 , J_0 , Fr_0 i K_0 oraz współczynnika μ przelewu (ze wzoru (222) – całkowanie w granicach $< 0, 1 >$, $q = q_r$), otrzymując po 36 wartości tych wielkości, unormowanych następnie do przedziału $< 0, 1 >$. Rozpatrzono wiele wariantów aproksymacji zależności współczynnika przepływu μ od parametrów ruchu i parametrów geometrycznych przelewu (wzór (215)). Ostatecznie uznano, że wzór (217) dostatecznie dokładnie aproksymuje wyniki pomiarów w modelu.

Przebadano kilkanaście różnych kombinacji wielomianów Czebyszewa aproksymujących współczynnik pędu β (na długości komory przelewowej) w zależności od wartości unormowanych parametrów q_{r1} , L_{01} , J_{01} , W_{01} , Fr_{01}^2 , K_{01} i ξ . W rezultacie najlepszy okazał się wzór, w którym uwzględniono ponadto funkcję $\exp \xi$:

$$\beta = 0,287 + 0,180q_r + 0,116q_r^2 + 0,807W_0 - 3,43W_0^2 - 0,622\xi + 0,573\exp\xi, \quad (224)$$

Wzór (224) spełnia fizyczne wymaganie (wynikające z badań β – rozdz.6.2.2), że współczynnik β rośnie wzdłuż długości komory przelewowej. We wzorze (224) para-

²⁵ Analogicznie do stopnia wielomianu, przyjęte w rozdz. 6.2.3.

metry mają już swój normalny sens, co uzyskano podstawiając, do otrzymanych wzorów aproksymujących współczynnik β , odpowiednie wyrażenia wg przekształconego wzoru (223).

Na rysunku 60 pokazano przebieg zmian współczynnika β na długości komory przelewowej – krzywa przedstawia cząstkową [70] zależność β od ξ (punkty to wyniki pomiarów), na podstawie wzoru (224), wybranego do dalszych obliczeń.

Jak widać z wykresu i wzoru (224) zmiany współczynnika β na długości komory przelewowej, co do jego wartości i wartości jego pochodnej, są znaczne. Oznacza to, że założenie stałości współczynnika β nie jest słuszne (rozd. 2.3). Przyjęcie równania ruchu w postaci (192) lub (221) jest nie tylko uzasadnione, ale nawet konieczne.

Spadek hydrauliczny $J = \chi_u J_0$, obliczano na podstawie wzoru Manninga (92), dla $n = 0,01$ i wzoru (220), uzyskując 60 wartości tego spadku (w tych samych przekrojach co współczynnik β). Okazało się, że wartości spadku hydraulicznego są co najmniej o rząd mniejsze od wartości spadku dna ($i = 0,0033$), podczas gdy spadek zwierciadła wody (ujemny) był o rząd większy (co do wartości bezwzględnej) od spadku dna²⁶.

Kolejnym krokiem mogło być obliczenie wartości współczynnika η , z równania ruchu (221), których otrzymano w sumie 60. Do obliczeń wartości współczynnika η zastosowano wzór (217) określający μ , wzór (222) – parametr q i wzór (224) – współczynnik β oraz tablicę wartości spadku hydraulicznego J w 60 przekrojach pomiarowych.

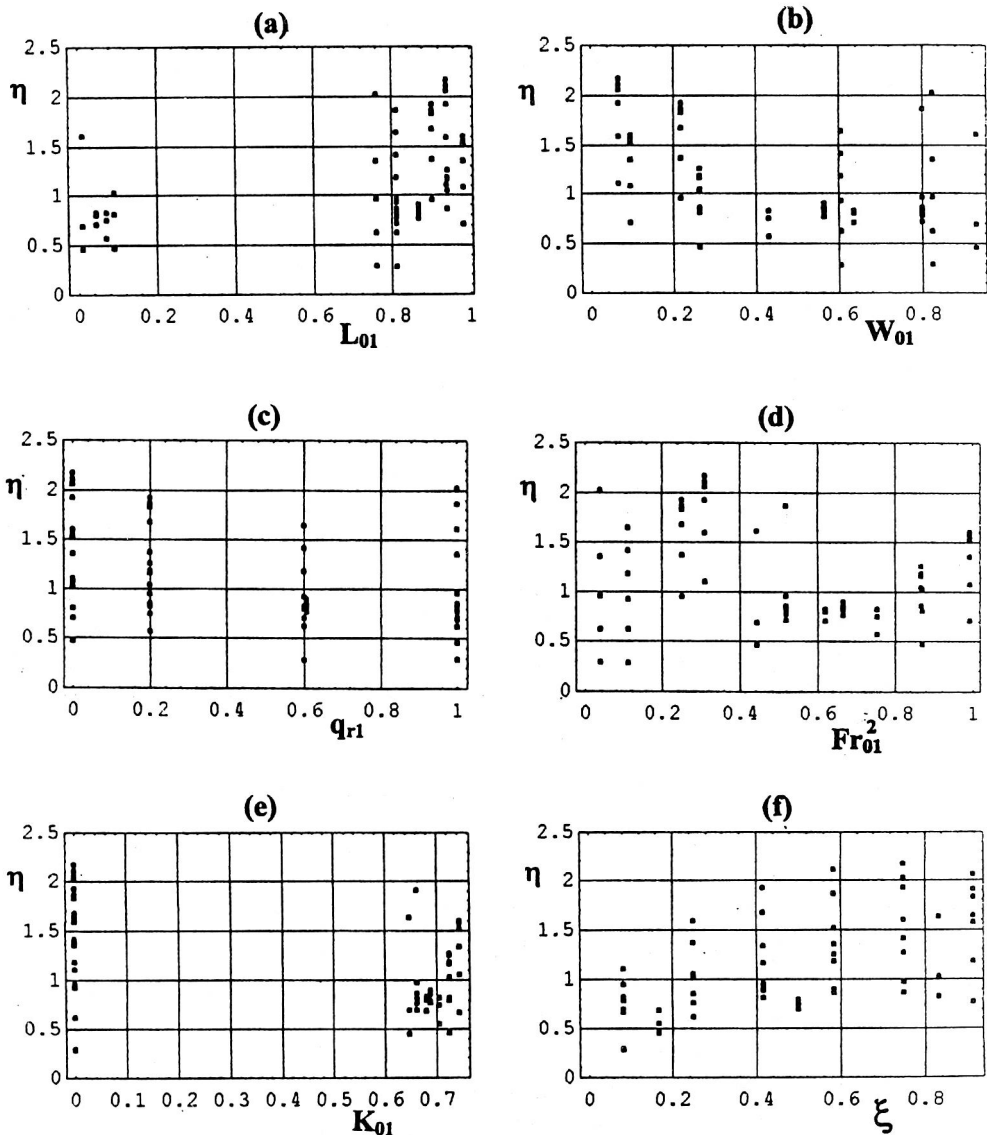
6.3.4. Aproksymacja współczynnika η

W dotychczas przeprowadzonych w pracy aproksymacjach bardzo pomocna okazała się analiza rozkładów punktów uzyskanych z pomiarów w zależności od domniemych zmiennych, od których miała zależeć (cząstkowo) wartość poszukiwanej funkcji. W wypadku współczynnika η analiza obliczonych, z równania (221), wartości tego współczynnika w zależności od unormowanych wartości parametrów²⁷ L_{01} , W_{01} , q_{r1} , Fr_{01}^2 , K_{01} a zwłaszcza od współrzędnej ξ okazała się szczególnie przydatna (rys. 61). Mianowicie, jak wynika z rys. 61(f) – pomierzone punkty układają się wzdłuż rodziny parabol rozciągniętych na płaszczyźnie ξ , η . Wyraźnie widać to było po podzieleniu całego zbioru 60 punktów na podzbiory, odpowiadające poszczególnym wariantom (2 razy po 24 punkty dla wariantów 3 i 5 – rozbite na 6 przekrojów pomiarowych w każdym z nich oraz 12 punktów w wariacie 6 – rozbitych na 3 przekroje pomiarowe). Można więc było aproksymować rozkład współczynnika η wzdłuż bezwymiarowej długości ξ komory przelewowej, dla określonego q_r w każdym wariacie, otrzymując zbiór 12 parabol, postaci:

$$\eta = a_0 + a_1 \xi + a_2 \xi^2, \quad (225)$$

²⁶ Spadek hydrauliczny J można zatem w praktycznych obliczeniach pomijać

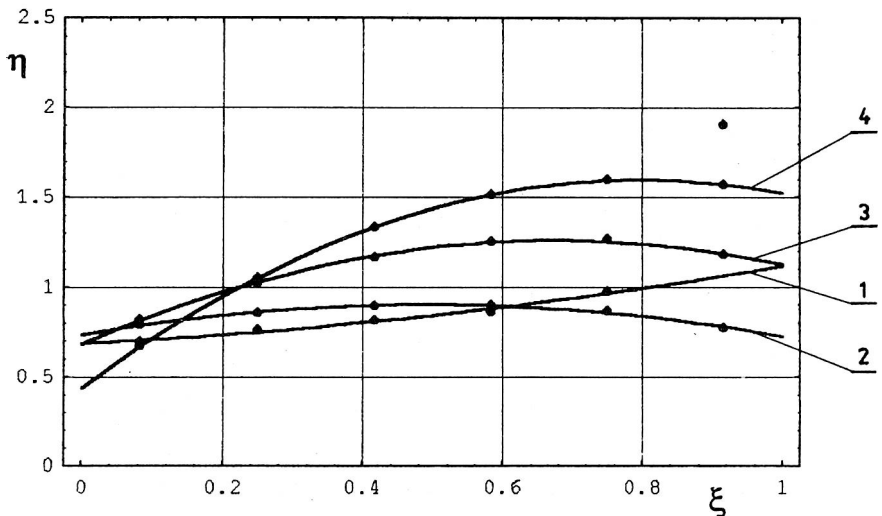
²⁷ Wpływ parametru J_0 na η okazał się nieistotny.



Rys. 61. Rozkłady wartości współczynnika η w zależności od unormowanych parametrów L_{01} (a), W_{01} (b), q_{r1} (c), Fr_{01}^2 (d), K_{01} (e) i ξ (f) – warianty 3, 5 i 6; $q_r \in \{1,0; 0,8; 0,6; 0,5\}$

w której: a_0, a_1, a_2 – współczynniki wielomianu, różne w każdym wariantcie i pomiarze.

Przykład przebiegu rodziny parabol wraz z punktami oznaczającymi obliczone wartości współczynnika η , z równania (221), w poszczególnych przekrojach (w liczbie 6) przedstawiono na rys. 62. Dotyczy on wariantu 5 ($l_p = 1200$ mm). Parametry odpowiadające każdej z tych 4 krzywych zestawiono w tabeli 14.



Rys. 62. Rozkłady współczynnika η na długości ξ komory przelewowej w wariancie 5;
 1 - $q_r = 1,0$; 2 - $q_r = 0,8$; 3 - $q_r = 0,6$; 4 - $q_r = 0,5$

Gdy, oprócz długości ξ , uwzględniono pozostałe parametry, okazało się, że współczynnik η najlepiej przybliża następujący wzór:

$$\eta = 6,46 + 5,61q_r - 1,30q_r^2 - 0,0531L_0 - 59,2W_0 + 80,4W_0^2 - 4,94Fr_0^2 - 0,460K_0 + 2,11\xi - 1,27\xi^2, \quad (226)$$

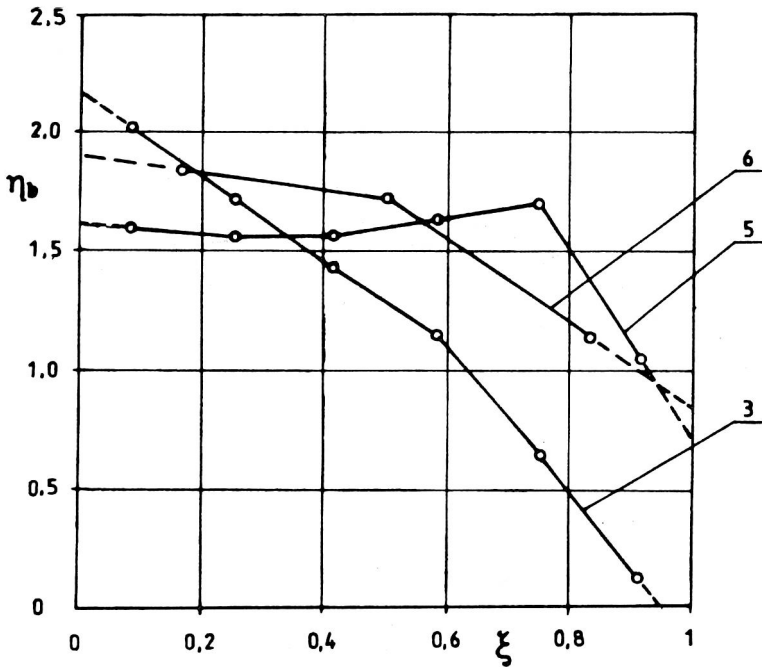
dla $\xi \in <0, 1>$ i przedziałów zmienności wartości parametrów ruchu, podanych w tabeli 12.

Poprawność przyjętych wzorów określających współczynniki χ_w , β , η oraz μ , równania (221), zostanie potwierdzona przykładem rozwiązania tego równania (rozdz. 6.3.5.).

Z przyjętego oznaczenia współczynnika $\eta = 2\beta - \eta_b$ (wzór (198)) wynika, że

Tabela 14. Parametry rodziny parabol opisujących rozkłady współczynnika η na długości ξ komory przelewowej w wariancie 5

Nr paraboli	Współczynnik rozdziału przepływów q_r	Względna długość przelewu L_0	Względna wysokość warstwy przelewowej W_0	Liczba Froude'a $Fr_0^2 \cdot 10^{-1}$	Liczba kształtu kanału K_0	Spadek hydrauliczny $J_0 \cdot 10^{-3}$
1	1,0	4,556	0,0226	0,992	1,133	0,513
2	0,8	4,726	0,0197	1,121	1,139	0,578
3	0,6	4,930	0,0162	1,286	1,145	0,664
4	0,5	5,055	0,0141	1,398	1,149	0,721



Rys. 63. Obliczone wartości współczynnika η_b w przekrojach poprzecznych komory przelewowej w wariantach 3, 5 i 6 dla $q_r = 1,0$

$$\eta_b = 2\beta - \eta, \quad (227)$$

gdzie²⁸: $\eta_b = \beta_b k$ (wzór (191)) dla $k = U/v$.

Współczynnik η_b jest więc iloczynem współczynnika (poprawkowego) pędu β_b strugi bocznej oraz stosunku współrzędnej U , składowej wektora prędkości v_b , do prędkości średniej v głównej strugi cieczy w kanale (rozdz. 6.1.3). Korzystając z obliczonych wartości η i pomierzonych wartości β w badanych przekrojach poprzecznych komory przelewowej, można ze wzoru (227) obliczyć wartości współczynnika η_b w tych przekrojach. Zarówno współczynnik η , jak i η_b zmieniają się wzdłuż krawędzi przelewowej.

Na rysunku 63 przedstawiono dla przykładu, obliczone ze wzoru (227), wartości współczynnika η_b w wariantach 3, 5 i 6 dla $q_r = 1,0$ ($Q_o = 0$). Przyjmując założenie, że $\beta_b \approx 1,0$ (co wydaje się prawdopodobne wobec faktu, że β_b dotyczy profilu prędkości, nie zaś bryły prędkości, jak jest w wypadku współczynnika β), wartości współczynnika η_b mogą być w przybliżeniu równe współczynnikowi k . Wówczas przy: $\eta_b > 1$ na długości krawędzi (rys. 63) zachodzi następująca relacja prędkości $U > v$, a przy $\eta_b < 1$

²⁸ Współczynniki β_b jak i k są możliwe do zbadania jedynie na obiektach rzeczywistych. W przyjętej skali liniowej modelu $\xi_r = 5$, kilkucentymetrowa wysokość warstwy przelewowej (tab. 11), uniemożliwiła bowiem zbadanie rozkładów prędkości miejscowych strug bocznego odpływu.

– relacja $U < v$. Z rysunku 63 wynika ponadto, że na końcowych odcinkach przelewu (gdy $q_r = 1$) $U < v$, a nawet możliwe jest wystąpienie ujemnej wartości U , wskutek kontrakcji strugi na pionowej krawędzi kończącej przelew ($\xi = 1$) – wariant 3 (kanał prostokątny).

6.3.5. Przykład rozwiązania równania ruchu

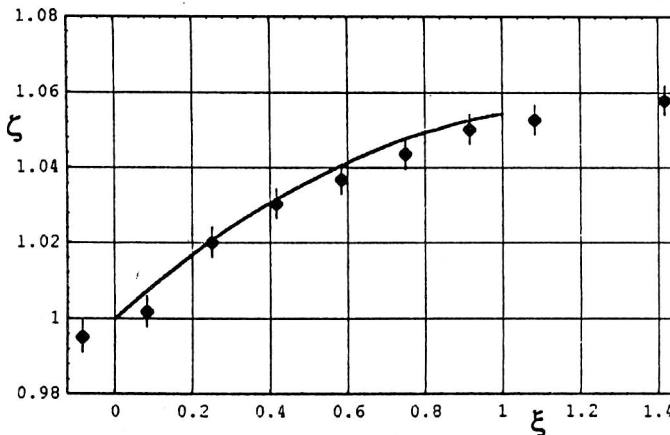
Równanie ruchu (221) zostało rozwiązane numerycznie z zastosowaniem programu Mathematica (procedura NDSolve) oraz wzorów wyprowadzonych w pracy, a także warunku początkowego $\zeta(0) = 1$. Wynik rozwiązania równania jest dany przez program w postaci funkcji interpolacyjnej w przedziale $\xi \in <0, 1>$.

Dokładność rozwiązania równania, w odniesieniu do wyników pomiarów, a więc i jakość zaproponowanego modelu matematycznego przepływów cieczy w komorze przelewowej (równanie (221)) zilustrowano na przykładzie. Na rysunku 64 przedstawiono wykres bezwymiarowej wysokości zwierciadła wody $\zeta(\xi)$ wzdłuż osi podłużnej komory przelewowej ($\xi \in <0, 1>$), obliczony numerycznie, dla pomiaru 5.2.2 o parametrach (tab. 14):

$$q_r = 0,8, L_0 = 4,726, W_0 = 0,197, Fr_0^2 = 0,112, K_0 = 1,139, J_0 = 0,000578$$

wykonywany za pomocą instrukcji Plot (wyniki pomiarów naniesiono na wykres, stosując instrukcję ErrorListPlot).

Z rysunku 64 wynika, że zgodność obliczeń z wynikami pomiarów (z zaznaczonym błędem pomiaru wysokości – 1 mm) jest zadowalająca. Mianowicie, krzywa spięzzenia w obrębie przelewu obliczona według modelu matematycznego zjawiska opisuje wyniki badań w modelu hydraulicznym w granicach błędu pomiaru wysokości zwierciadła wody.



Rys. 64. Bezwymiarowa wysokość zwierciadła wody ζ wzdłuż długości przelewu $\xi \in <0, 1>$ obliczona (—) z równania ruchu (221) i pomierzona (• – z zaznaczonym błędem pomiaru) – pomiar 5.2.2

7. WYMIAROWANIE BOCZNYCH PRZELEWÓW BURZOWYCH Z RURĄ DŁAWIĄCĄ I KOMORĄ USPOKAJAJĄCĄ

7.1. Opis procedury obliczeniowej PBZRDIKU

7.1.1. Założenia wstępne i tok postępowania

Model matematyczny działania przedmiotowych przelewów oparto na zmodyfikowanym równaniu ruchu (221) określającym swobodne przepływy w komorze przelewowej (rozd. 6.3.) oraz na uogólnionym równaniu Bernoulliego (68) określającym ciśnieniowy przepływ w rurze dławiącej (podany w rozdz. 7.1.2).

Do opracowania procedury, o nazwie PBZRDIKU do wymiarowania bocznych przelewów burzowych o wysokich krawędziach przelewowych ($p > H_{kr}(Q_d)$) z komorami uspokajającymi ($l_u = 2b$) i zatopionym odpływem ścieków z rury dławiącej, przyjęto następujący tok postępowania:

a) dla wyjściowych wartości strumieni objętości dopływu ścieków do przelewu (Q_{sc} , Q_{gr} , Q_d) ustala się wymiary i określa się parametry przepływu w kanałach dopływowym, odpływowym i burzowym oraz w rurze dławiącej,

b) przyjmuje się odpowiednią wysokość p krawędzi przelewowej (dla Q_{gr}), z uwzględnieniem warunków hydraulicznych – brzegowych wystąpienia na przelewie spokojnego przepływu, a następnie oblicza się niezbędną długość l_r rury dławiącej (z równania Bernoulliego),

c) określa się żądany rozdział przepływów na przelewie (dla Q_d); dla strumienia Q_o oblicza się straty ΔH_o w rurze dławiącej i wyznacza się wysokość warstwy przelewowej h_k – na końcu przelewu; dla strumienia Q i wysokości h_k oblicza się iteracyjnie niezbędną długość krawędzi przelewowej l_p (z równania ruchu (221)), zakładając dyskretnie wysokość h_p – na początku przelewu.

Przyjęto przy tym pewne założenia techniczne dotyczące geometrii komory przelewowej i uspokajającej, korony przelewowej oraz położenia kanału burzowego.

Komora przelewowa i uspokajająca

Szerokość b komór przelewowej i uspokajającej jest równa szerokości kanału dopływowego o kształcie prostokątnym (w tym złożonym, np.: kołowo-prostokątnym, pięciokątnym itp.) lub szerokości kanału w jego pachach w wypadku kanałów cylindrycznych (np. kołowych – $b = D$, jajowych, gruszkowych itp.).

Kształt przekroju poprzecznego komór, do wysokości pach kanałów, jest taki sam jak kanałów dopływowych. Powyżej jej wysokości komory mają przekrój prostokątny (tj. powyżej $D/2$ – kanał kołowy; $2H_K/3$ – kanał jajowy itp.).

W wypadku kanałów o kształcie prostokątnym, w tym złożonym, długość komory uspokajającej za przelewem wynosi $l_u = 2b$. W wypadku kanałów cylindrycznych, celowe byłoby zastosowanie dwóch komór uspokajających przepływ – przed i za przelewem – o podobnych długościach ($l_u = 2D$ [25, 94]).

Korona przelewowa

Szerokość korony przelewowej (o profilu praktycznym) powinna spełniać nierówność $s \leq h_p/2$, wynikającą z warunku ostrokrawędziowego działania przelewu.

Kanał burzowy

Sklepienie burzowca (kanału odpływowego w kierunku odbiornika) powinno być zlokalizowane co najwyżej na wysokości równej wysokości p krawędzi przelewowej – z warunku jej niezatopienia – rys. 67 [55].

Tak więc liniowe parametry przelewu, takie jak: b , p , l_u , d_r , i_r będą przyjmowane (projektowane) dla wyjściowych strumieni objętości dopływu ścieków do przelewu ($Q_{śc}$, Q_{gr} bądź Q_d) a pozostałe parametry zostaną obliczone (wyznaczone):

- l_r , $\Delta H'_o$ dla strumienia Q_{gr} ,
- l_p , h_p , h_k , s , ΔH_o dla strumienia $Q_d = Q + Q_o$.

7.1.2. Przebieg wymiarowania przelewu

7.1.2.1. Projektowane parametry przelewu

Kanał dopływowy

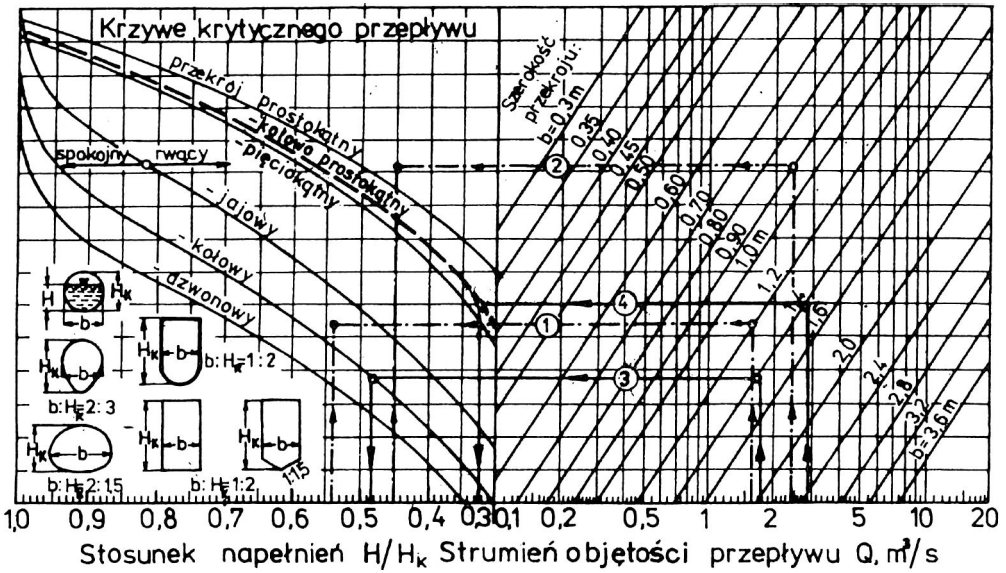
Dla obliczeniowego strumienia objętości dopływu ścieków (ogólnospławnych) Q_d oraz przyjętego spadku dna i należy określić wymiar kanału dopływowego – tj. dla dowolnego kształtu przekroju poprzecznego kanału – parametry b i H_K lub dla przekroju kołowego – D , a następnie określić wypełnienia normalne (rys. 66):

- $H_n(Q_d)$ – dla strumienia objętości przepływu Q_d , określonego ze wzoru (3),
- $H_n(Q_{gr})$ – dla strumienia objętości Q_{gr} , określonego ze wzorów (1) i (2) lub (2a),
- $H_n(Q_{śc})$ – dla strumienia objętości $Q_{śc}$,

oraz wypełnienie krytyczne – $H_{kr}(Q_d)$ – z równania (99) ruchu krytycznego lub z wykresów na rysunku 65.

Krawędź przelewowa

Przyjąć wysokość krawędzi przelewowej p oraz (wstępnie) wysokość warstwy przelewowej h_p , uwzględniając zbadane warunki hydrauliczne wystąpienia na przelewie spokojnego przepływu bądź wynikające z zakresu przeprowadzonych badań (rys. 66):



Rys. 65. Określanie rodzaju przepływu i wysokości krytycznej w kanałach o różnych przekrojach poprzecznych wg [120] oraz propozycji autora

1 – kanał jajowy $b = 1,2 m$; $H = 0,97 m$; dla $H/H_K = \frac{0,97}{1,2 \cdot 3/2} = 0,54$ oraz $Q = 1,6 m^3/s \rightarrow$ przepływ spokojny.

2 – kanał prostokątny $b = 0,9 m$; $H = 0,81 m$; dla $H/H_K = \frac{0,81}{0,9 \cdot 2/1} = 0,45$ oraz $Q = 2,4 m^3/s \rightarrow$ przepływ rwący.

3 – kanał kołowy $b = 1,43 m$; dla $Q = 1,73 m^3/s$, $H_{kr}/H_K = 0,485$, stąd $H_{kr} = 0,485 \cdot 1,43 = 0,69 m$.

4 – kanał kołowo-prostokątny $b = 1,43 m$; dla $Q = 2,84 m^3/s$, $H_{kr}/H_K = 0,325$, stąd $H_{kr} = 0,325 \cdot 2,86 = 0,93 m$.

$$p > H_n(Q_{gr}), \quad (228)$$

$$p \geq H_{kr}(Q_d), \quad (229)$$

$$H_p \equiv p + h_p > H_n(Q_d), \quad (230)$$

$$H_p \leq 0,95 H_K \text{ (lub } D), \quad (231)$$

$$0,13 \leq \frac{h_p}{H_p} \leq 0,35. \quad (232)$$

Sprawdzić warunek minimalnej prędkości przepływu w komorze przelewowej przy granicznym strumieniu objętości, spiętrzonemu do wysokości p krawędzi przelewowej [75]:

$$v_{mn}(Q_{gr sp}) \geq 0,30 m/s. \quad (233)$$

Jeśli warunek (233) nie jest spełniony, to należy obniżyć wysokość p przelewu.

Rura dławiąca

Dla strumienia objętości przepływu $Q_{\dot{s}c}$ dobrać średnicę d_r i spadek dna i_r rury dławiącej ($d_r < p$) oraz określić wypełnienie (normalne) w rurze dławiącej – $h_r(Q_{\dot{s}c})$, z uwzględnieniem warunków:

– wypełnienie względne [10, 74]

$$\frac{h_r}{d_r} \leq 0,6, \quad (234)$$

– średnica wewnętrzna [11, 83, 85]

$$d_r \geq 0,20 \text{ m} \quad (235)$$

– minimalny spadek dna¹, obliczany np. ze wzoru [10]:

$$i_{r \text{ mn}} = \frac{0,25}{R_h} = \frac{1}{d_r}, \quad (236)$$

gdzie $R_h = d_r/4$; $[d_r] = \text{m}$; $[R_h] = \text{m}$; $[i_{r \text{ mn}}] = \text{‰}$.

Z warunku wyrównania zwierciadeł ścieków dla strumienia przepływu $Q_{\dot{s}c}$ wynika zawsze konieczność obniżania dna rury dławiącej (na jej początku), względem dna komory uspokajającej, o wartość Δh_1 (rys. 66):

$$\Delta h_1 = h_r(Q_{\dot{s}c}) - H_n(Q_{\dot{s}c}). \quad (237)$$

7.1.2.2. Obliczane parametry przelewu dla Q_{gr}

Długość rury dławiącej obliczyć należy z równania Bernoulliego (przy Q_{gr}), postaci (rys.6 i 66):

$$i l_u + p + \Delta h_1 + i_r l_r - z'_2 \equiv \Delta H'_o(Q_{gr}) = \zeta_w \frac{v_{gr}^2}{2g} + l_r \frac{\lambda'}{d_r} \frac{v_{gr}^2}{2g} + \frac{\alpha' v_{gr}^2}{2g}, \quad (238)$$

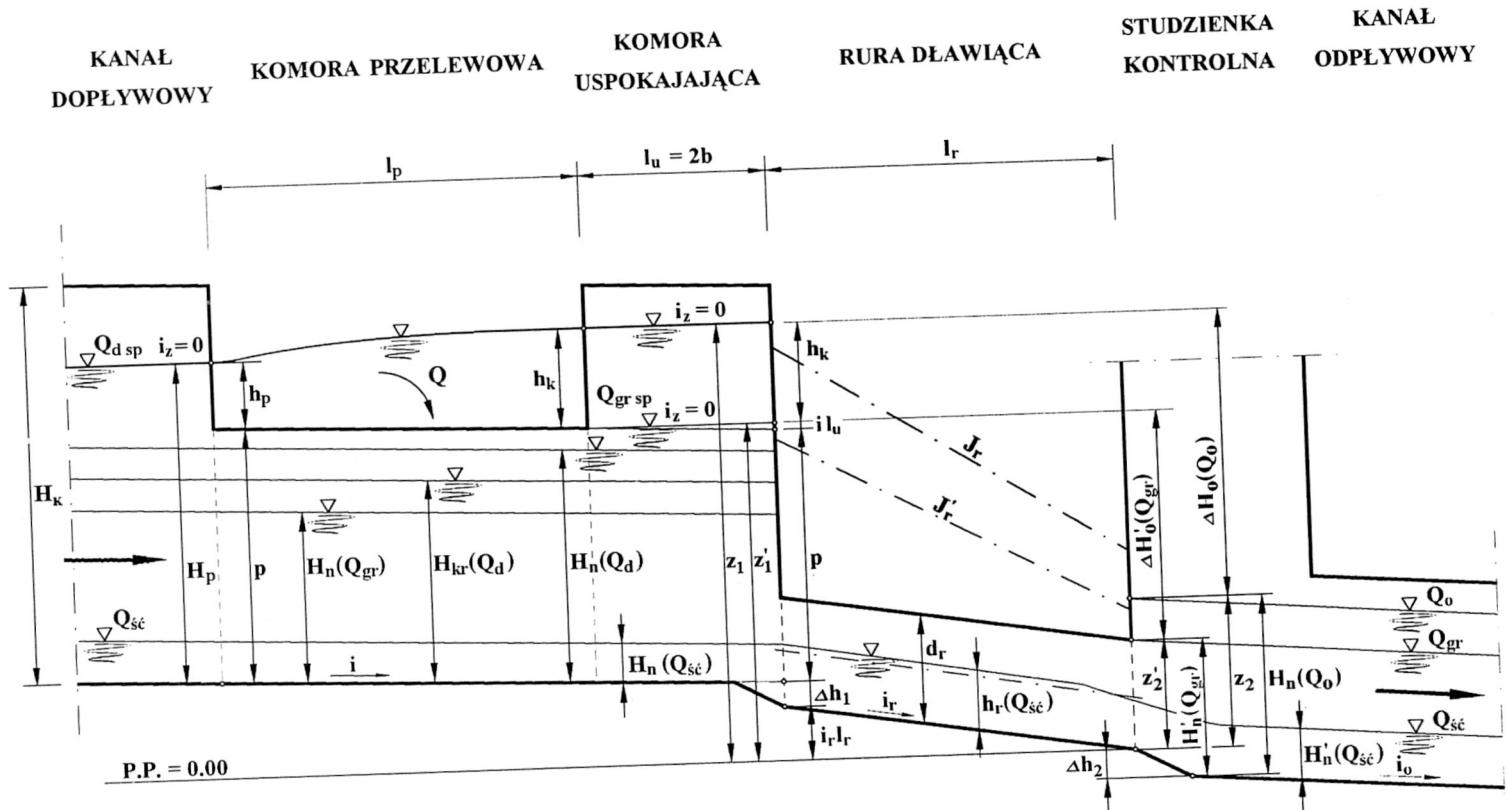
w którym: z'_2 – wypełnienie w kanale odpływowym – u wylotu rury dławiącej, ponad przyjętym poziomem porównawczym ($z'_2 \geq d_r$)

$$z'_2 = Z d_r, \quad (239)$$

Z – współczynnik zatopienia: $Z \geq 1,0$

v_{gr} – średnia prędkość przepływu w rurze dławiącej przy Q_{gr} :

¹ Spadek maksymalny wynika z ograniczenia maksymalnej prędkości przepływu w rurze dławiącej przy strumieniu Q_o – najczęściej przyjmuje się $v_{\text{mx}} \leq 7,0 \text{ m/s}$ [11]; według [85] $v_{\text{mx}} \leq 10,0 \text{ m/s}$.



Rys. 66. Schemat do wymiarowania bocznych przelewów burzowych z rurą dławiącą i komorą uspokajającą

$$v_{gr} = \frac{4Q_{gr}}{\pi d_r^2}, \quad (240)$$

ζ_w – współczynnik strat wlotowych: $\zeta_w = 0,40$,

λ' – współczynnik oporów liniowych dla v_{gr} , wg (74) przy $k_z = 1,5$ mm (bądź wg (73)),

α' – współczynnik energii kinetycznej dla v_{gr} , wg (75).

Przekształcając równanie (238) możemy napisać:

$$l_r = \frac{i l_u + p + \Delta h_1 - z'_2 - (\alpha' + \zeta_w) \frac{8Q_{gr}^2}{g\pi^2 d_r^4}}{J'_r - i_r}, \quad (241)$$

gdzie: J'_r – spadek linii wysokości energii dla Q_{gr} , określony ze wzoru:

$$J'_r = \frac{\lambda' v_{gr}^2}{d_r 2g} = \lambda' \frac{8Q_{gr}^2}{g\pi^2 d_r^5}. \quad (242)$$

Długość rury dławiącej musi spełniać następujące warunki²:

– hydrauliczny [19, 44]: $l_r \geq 40d_r$, (243)

– eksploatacyjny [10, 11]: $l_r \leq 75$ m, (244)

Kanał odpływowy (do oczyszczalni ścieków)

Dla strumienia objętości przepływu Q_{gr} i przyjętego spadku i_o dna kanału odpływowego należy przyjąć wymiar kanału (H_K lub D) i określić wypełnienie normalne $H'_n(Q_{gr})$.

Najczęściej, w przypadku gdy

$$H'_n(Q_{gr}) > z'_2 \equiv Zd_r, \quad (245)$$

zachodzi konieczność obniżenia dna kanału odpływowego (względem przyjętego poziomu odniesienia) o wartość (rys.66):

$$\Delta h_2 = H'_n(Q_{gr}) - Zd_r. \quad (246)$$

Gdy $H'_n(Q_{gr}) < Zd_r$, wówczas należy dokonać korekty parametrów: Z bądź i_o , H_K lub D kanału odpływowego.

² Spełnienie warunku (243) umożliwia wytworzenie się odpowiedniego rozkładu prędkości w rurze dławiącej oraz uniknięcie tzw. efektu przystawki. Warunki (243) i (244) bywają też formułowane jako $20d_r \leq l_r \leq 50$ m [83, 85].

7.1.2.3. Obliczane parametry przelewu dla Q_d

Wysokość warstwy przelewowej h_k

Dla obliczeniowego strumienia objętości Q_d dopływu ścieków do przelewu, strumień odpływu Q_o w rurze dławiącej jest większy od Q_{gr} [10, 11, 31, 55]:

$$Q_o \in \langle 1,1Q_{gr}; 1,5Q_{gr} \rangle. \quad (247)$$

Dla przyjętego odpływu Q_o należy określić wypełnienie normalne $H_n(Q_o)$ – w kanale odpływowym, a następnie obliczyć straty $\Delta H_o(Q_o)$ – w rurze dławiącej ze wzoru (76), postaci:

$$\Delta H_o(Q_o) = \left(\alpha + \zeta_w + \frac{\lambda l_r}{d_r} \right) \frac{8Q_o^2}{g\pi^2 d_r^4}, \quad (248)$$

gdzie: α – współczynnik energii kinetycznej dla $v_o = 4Q_o/\pi d_r^2$ ze wzoru (75),

ζ_w – współczynnik start wlotowych $\zeta_w = 0,40$,

λ – współczynnik oporów liniowych ze wzoru (74) dla $k_z = 1,5$ mm (bądź (73)).

Następnie (z przekształcenia równania Bernoulliego) należy określić wysokość h_k – na końcu komory przelewowej³ (rys. 66):

$$h_k + i l_u + p + \Delta h_1 + i_r l_r + \Delta h_2 = H_n(Q_o) + \Delta H_o(Q_o), \quad (249)$$

stąd

$$h_k = H_n(Q_o) + \Delta H_o(Q_o) - (i l_u + p + \Delta h_1 + i_r l_r + \Delta h_2), \quad (250)$$

Wysokość h_k musi spełniać warunek, wynikający z zakresu prowadzonych badań modelowych:

$$1,05 \leq h_k/h_p \leq 1,40. \quad (251)$$

Jeżeli warunek (251) nie jest spełniony, należy dokonać korekty strumienia Q_o .

Długość krawędzi przelewowej l_p

Dla obliczeniowego strumienia dopływu Q_d i przyjętego odpływu Q_o , strumień objętości przepływu przez przelew wynosi:

$$Q = Q_d - Q_o. \quad (252)$$

Wysokość h_k została ustalona podczas wymiarowania rury dławiącej, gdyż określają ją straty hydrauliczne w czasie przepływu ścieków $Q_d - Q = Q_o$. Długość krawędzi przelewowej l_p musi być więc tak dobrana⁴, aby na końcu przelewu wysokość warstwy przelewowej (w osi kanału) wynosiła również h_k , przy czym:

$$2b \leq l_p \leq 4b. \quad (253)$$

³ Z badań modelowych II etapu wynika, że zwierciadło wody w komorze uspokajającej za przelewem jest poziome (rys. 37, tab. 11).

⁴ Wysokość h_p została przyjęta wstępnie w p. 7.1.2.1 przy określeniu wysokości p krawędzi przelewu.

Gdy: $l_p > 4b$ – wówczas należy zastosować przelew dwustronny, natomiast gdy: $l_p < 2b$ – należy dokonać korekty wysokości h_p bądź strumienia Q_o .

Niezbędną długość krawędzi przelewowych można obliczyć z bezwymiarowej postaci równania ruchu (221), posługując się wzorami określającymi współczynniki μ (217), χ (159), β (224) i η (226) wyprowadzonymi w pracy (rozdz. 5.5, 6.2 i 6.3). Należy więc obliczyć liczby podobieństwa – parametry ruchu (ze wzorów): P_0 (138c), W_0 (146a), Fr_0^2 (199), K_0 (196) i J_0 (218a) dla przyjętej wysokości $H_p(Q_d)$ oraz założonego współczynnika rozdziału przepływów na przelewie q_r (104).

Krok 1°

Oblicza się wstępnie długość przelewu (z przekształcenia wzoru (222)), dla przyjętej stałej wartości wysokości warstwy przelewowej – równej h_p (czyli $\zeta = 1$ na całej długości przelewu) oraz stałej wartości współczynnika przepływu⁵, np. $\mu = 0,55$:

$$l_{p(1)} = \frac{3q_r Q_d}{2\mu H_p \sqrt{2gH_p} (1 - P_0)^{3/2}}. \quad (254)$$

Krok 2°

Oblicza się pierwsze przybliżenie wartości liczby podobieństwa⁵ $L_{0(1)} = l_{p(1)}/H_p$ oraz współczynników $\mu_{(1)}$, $\chi_{(1)}$, $\beta_{(1)}$ i $\eta_{(1)}$, a następnie z równania (221) wyznacza się przybliżony przebieg wysokości zwierciadła wody w osi komory przelewowej $\zeta_{(1)} = \zeta_{(1)}(\xi)$; przy czym bezwymiarowy strumień objętości przepływu w komorze przelewowej $q_{(1)}(\xi)$ ze wzoru (222).

Krok 3°

Oblicza się bezwymiarowy strumień przepływu przez przelew $q_{(1)}(\xi_1)$, na odcinku $\xi_1 < 1$ tak dobranym, aby:

$$q_{(1)}(\xi_1) = \frac{2}{3} \mu \frac{l_{p(1)} H_p \sqrt{2gH_p}}{Q_d} \int_0^{\xi_1} (\zeta_{(1)}(\xi) - P_0)^{3/2} d\xi = q_r. \quad (255)$$

Krok 4°

Ponieważ w 1° kroku założono za małą wartość (rzeczywistej) wysokości warstwy przelewowej (stąd $l_{p(1)}$ będzie za duże i $q_{(1)}(1) > q_r$), więc trzeba rozpocząć kolejny cykl obliczeń (rozpoczynając od kroku 2°) biorąc teraz wartość:

$$L_{0(2)} = \xi_1 L_{0(1)}, \quad (256)$$

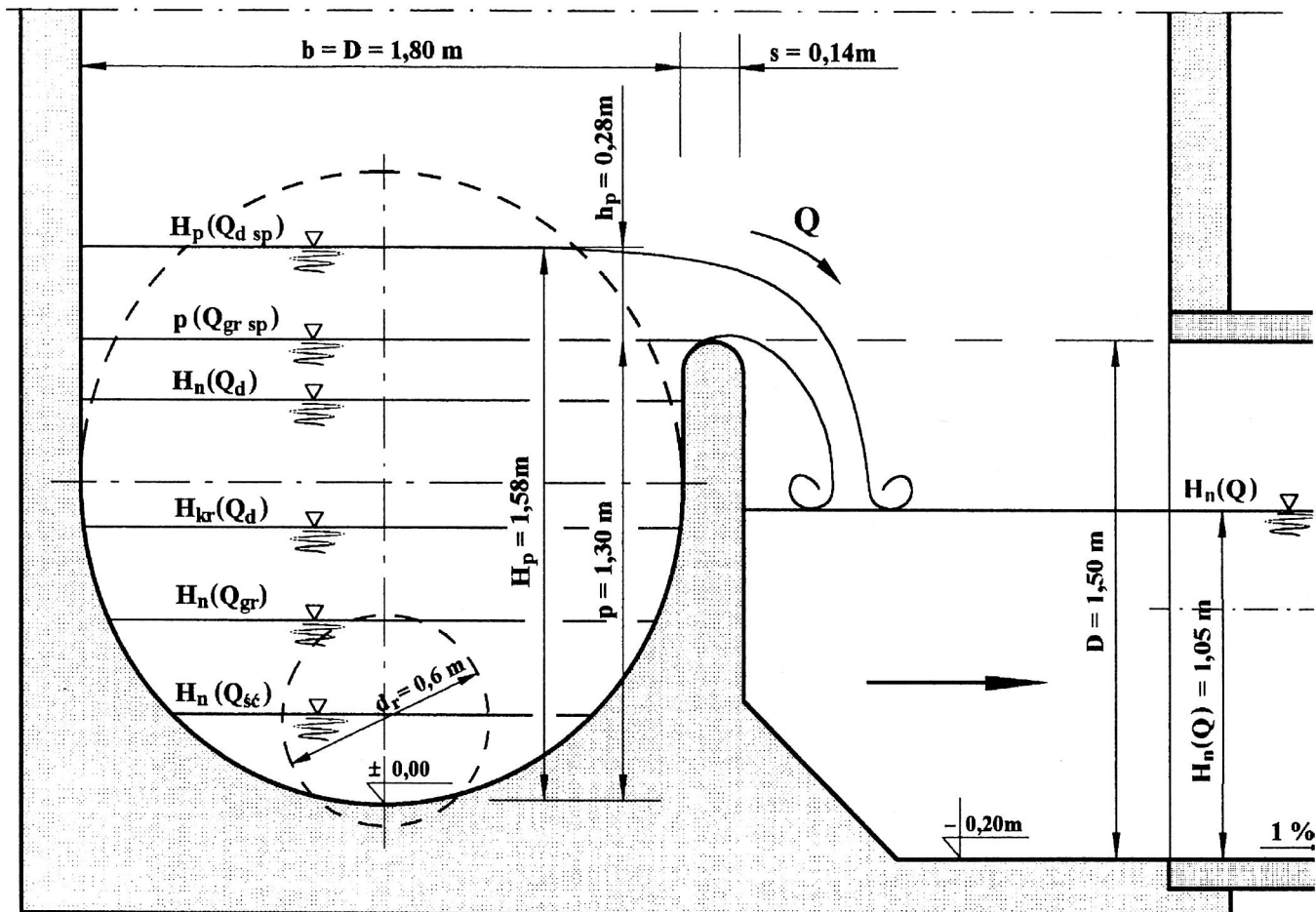
jako daną do następnego cyklu przybliżeń. Trwa to aż do momentu, gdy:

$$q_{(n)}(\xi_n) = q_{(n)}(1) = q_r, \quad (257)$$

z przyjętą dokładnością (techniczną) np: $\pm 0,01q_r$, wówczas

⁵ $\bar{\mu} = 0,55$ – średnia wartość współczynnika μ z pomiarów II etapu badań.

⁶ Dolny indeks (1) oznacza pierwsze przybliżenie.



Rys. 67. Przekrój poprzeczny komory przelewowej i kanału burzowego (do przykładu obliczeniowego)

$$l_{p(n)} = L_{0(n)} H_p, \quad (258)$$

Krok 5°

Po obliczeniu niezbędnej długości przelewu (dla wyjściowej wysokości h_p) należy obliczyć wysokość $h_{k(n)}$ – na końcu przelewu:

$$h_{k(n)} = \zeta_{(n)}(1) H_p - p. \quad (259)$$

Ponieważ najczęściej wartość h_k – z obliczeń rury dławiącej jest różna od $h_{k(n)}$ (o np. więcej niż 1 cm), należy:

- zwiększyć wysokość h_p dla $h_k > h_{k(n)}$,
- zmniejszyć wysokość h_p dla $h_k < h_{k(n)}$,

i proces iteracyjny rozpocząć od określenia nowych wartości liczb podobieństwa P_0 , W_0 , Fr_0^2 , K_0 i J_0 , aby następnie w m -tym kroku obliczyć nową wartość $l_{p(m)}$ i $h_{k(m)}$.

Korona przelewu

Szerokość krawędzi przelewowej musi spełniać warunek ostrokrawędziowego działania przelewu [46, 84]:

$$s \leq 0,5 h_p. \quad (260)$$

Kształt przekroju poprzecznego korony przelewowej powinien mieć tzw. praktyczny profil.

Kanał burzowy

Dla strumienia objętości przepływu Q według wzoru (252), przyjmując spadek dna należy określić wymiar kanału burzowego (parametry b i H_k bądź D) oraz wypełnienie normalne $H_n(Q)$. Sklepienie kanału burzowego może być co najwyżej równe wysokościowo wzniesieniu p krawędzi przelewowej – z warunku jej zatopienia.

7.2. Przykład obliczeniowy

7.2.1. Określenie strumieni objętości dopływu ścieków do przelewu

Dane wyjściowe:

- powierzchnia zlewni odwadnianej $A_z = 100$ ha,
- średni współczynnik spływu $\Psi = 0,3$,
- graniczny strumień spłukujący opadu $q_{gr} = 15$ dm³/s ha,
- strumień objętości dopływu ścieków komunalnych $Q_{śc} = 150$ dm³/s,
- strumień objętości dopływu ścieków deszczowych $Q_{op\,mx} = 2500$ dm³/s,
- spadek terenu w rejonie lokalizacji przelewu $i_t = 1,0$ ‰.

Graniczny strumień objętości przepływu ścieków ogólnospławnych⁷, według wzorów (1) i (2a):

⁷ Współczynnik początkowego rozcieńczenia $n_{pp} = 3$ – do wzoru (2).

$$Q_{gr} = Q_{\acute{s}\acute{c}} + q_{gr} \Psi A_z = 150 + 15 \cdot 0,3 \cdot 100 = 600 \text{ dm}^3/\text{s}.$$

Obliczeniowy strumień objętości przepływu ścieków, według wzoru (3):

$$Q_d = Q_{\acute{s}\acute{c}} + Q_{op\text{ mx}} = 150 + 2500 = 2650 \text{ dm}^3/\text{s}.$$

7.2.2. Projektowane parametry przelewu (według p. 7.1.2.1 procedury PBZRDIKU)

Kanał dopływowy

Dla obliczeniowego strumienia objętości $Q_d = 2,65 \text{ m}^3/\text{s}$ i przyjętego spadku dna kanału $i = 1\text{‰}$ dobrano kanał o przekroju kołowym $D = 1,8 \text{ m}$. Do obliczeń zastosowano nomogramy kanałów kołowych, według wzoru Manninga ($n = 0,013$), oraz wykresy na rys. 65 – do określenia rodzaju przepływu i wysokości krytycznej, a także schematy obliczeniowe przelewu przedstawione na rys. 66 i 67.

Wypełnienia normalne: $H_n(Q_d) = 1,12 \text{ m}$ ($v = 1,60 \text{ m/s}$),

$H_n(Q_{gr}) = 0,49 \text{ m}$ ($v = 1,00 \text{ m/s}$),

$H_n(Q_{\acute{s}\acute{c}}) = 0,25 \text{ m}$ ($v = 0,73 \text{ m/s}$).

Wypełnienie krytyczne: $H_{kr}(Q_d) = 0,77 \text{ m}$ ($v = 2,45 \text{ m/s}$).

($Q_d = 2,65 \text{ m}^3/\text{s}$, $b = D = 1,8 \text{ m} \Rightarrow H_{kr} = 0,43 \cdot 1,8 = 0,77 \text{ m}$ – rys. 65).

Krawędź przelewową

Uwzględniając warunki (228)÷(232) przyjęto: $p = 1,30 \text{ m}$, $h_p = 0,28 \text{ m}$, stąd $H_p = p + h_p = 1,30 + 0,28 = 1,58 \text{ m}$.

Sprawdzono warunek (233)

$$v_{\text{mn}}(Q_{gr,sp}) = Q_{gr}/[\pi D^2/8 + (p - D/2)D] = 0,600/[3,14 \cdot 1,8^2/8 + (1,3 - 0,9)1,8] = 0,30 \text{ m/s}.$$

Przyjęto: $l_u = 2b = 2 \cdot 1,80 = 3,60 \text{ m}$.

Rura dławiąca

Dla strumienia objętości $Q_{\acute{s}\acute{c}} = 0,150 \text{ m}^3/\text{s}$, po uwzględnieniu warunków (234)÷(236) dobrano:

$$d_r = 0,60 \text{ m},$$

$$h_r = 0,34 \text{ m},$$

$$i_r = 1,67 \text{ ‰} \quad (v = 0,93 \text{ m/s}).$$

Obniżenie dna rury dławiącej (na wlocie) względem dna komory uspokajającej (rys. 66), według wzoru (237):

$$\Delta h_1 = 0,34 - 0,25 = 0,09 \text{ m}.$$

7.2.3. Obliczane parametry przelewu (według p. 7.1.2.2 i 7.1.2.3 procedury PBZRDIKU)

Długość rury dławiącej, według wzoru (241), dla $Q_{gr} = 0,600 \text{ m}^3/\text{s}$ i przyjętego $Z = 1,1$ oraz $l_u = 3,6 \text{ m}$, wynosi ($\lambda' = 0,025$; $\alpha' = 1,067$; $\xi_w = 0,40$):

$$l_r = \frac{0,001 \cdot 3,60 + 1,30 + 0,09 - 0,66 - (1,067 + 0,40) \frac{8 \cdot 0,600^2}{9,81 \cdot 3,14^2 \cdot 0,60^4}}{0,00956 - 0,00167} = 50,30 \text{ m.}$$

Kanał odpływowy

Dla $Q_{gr} = 0,600 \text{ m}^3/\text{s}$ oraz przyjętego spadku dna $i_o = 1,0\%$ dobrano kanał kołowy $D = 1,0 \text{ m}$ (rys. 66):

$$H'_n(Q_{gr}) = 0,67 \text{ m} \quad (v = 1,12 \text{ m/s}),$$

$$H'_n(Q_{śc}) = 0,30 \text{ m} \quad (v = 0,78 \text{ m/s}).$$

Obniżenie dna kanału odpływowego względem dna rury dławiącej, według wzoru (246):

$$\Delta h_2 = 0,67 - 0,66 = 0,01 \text{ m.}$$

Wysokość warstwy przelewowej h_k

Na podstawie (247) przyjęto: $Q_o = 1,15 Q_{gr} = 1,15 \cdot 0,600 = 0,690 \text{ m}^3/\text{s}$

Określono wypełnienie w kanale odpływowym: $H'_n(Q_o) = 0,75 \text{ m}$ ($v = 1,05 \text{ m/s}$).

Straty w rurze dławiącej ΔH_o , przy strumieniu Q_o , według wzoru (248):

$$\Delta H_o(Q_o) = \left(1,067 + 0,40 + \frac{0,025 \cdot 50,3}{0,60} \right) \frac{8 \cdot 0,690^2}{9,81 \cdot 3,14^2 \cdot 0,60^4} = 1,081 \text{ m.}$$

Stąd z równania (250):

$$h_k = 0,75 + 1,081 - (0,001 \cdot 3,60 + 1,30 + 0,09 + 0,00167 \cdot 50,3 + 0,01) = 0,343 \text{ m,}$$

$$(h_k/h_p = 1,225 - \text{warunek (251)}).$$

Długość krawędzi przelewowej l_p

Według wzoru (252): $Q = 2,650 - 0,690 = 1,960 \text{ m}^3/\text{s}$, stąd współczynnik rozdziału przepływów na przelewie, według wzoru (104) wyniesie:

$$q_r = \frac{1,960}{2,650} = 0,740.$$

Dla wysokości $H_p(Q_{d.sp}) = 1,58 \text{ m}$ określono pole powierzchni przekroju przepływowego A_0 na początku komory przelewowej, a następnie wartości parametrów ruchu (dla $h_p = 0,28 \text{ m}$):

$$A_o(Q_{d.sp}) = [\pi D^2/8 + (H_p - D/2)D] = [3,14 \cdot 1,8^2/8 + (1,58 - 0,90) \cdot 1,80] = 2,50 \text{ m}^2,$$

- według (138c) $P_o = 1,30/1,58 = 0,823,$
- według (146a) $W_o = 0,28/1,58 = 0,177,$
- według (199) $Fr_o^2 = 2,650^2/(2,50^2 \cdot 9,81 \cdot 1,58) = 0,0725,$
- według (196) $K_o = 1,80 \cdot 1,58/2,50 = 1,138,$
- według (218a) $J_o = 0,013^2 \cdot 2,65^2/(2,50^2(2,50/3,91)^{4/3}) = 0,000345^8.$

Krok 1°

Pierwsze przybliżenie długości krawędzi przelewowej, według wzoru (254):

$$l_{p(1)} = \frac{3 \cdot 0,740 \cdot 2,650}{2 \cdot 0,55 \cdot 1,58 \sqrt{2 \cdot 9,81 \cdot 1,58 (1 - 0,823)^{2/3}}} = 8,15 \text{ m.}$$

Krok 2°

Liczba podobieństwa: $L_{0(1)} = 8,15/1,58 = 5,158$. Pozostałe współczynniki: $\mu_{(1)}$ – według wzoru (217), $\chi_{(1)}$ według (159), $\beta_{(1)}$ według (224) oraz $\eta_{(1)}$ według (226):

$$\begin{aligned} \mu_{(1)} &= 0,644 - 0,0519 \cdot 0,740 + 0,00882 \cdot 5,158 + 0,0350 \cdot 0,177 - 0,0748 \cdot 0,269 \\ &\quad - 0,0646 \cdot 1,138 = 0,564, \end{aligned}$$

$$\chi_{(1)} = (1 - 0,740\xi)^2,$$

$$\begin{aligned} \beta_{(1)} &= 0,287 + 0,180 \cdot 0,740 + 0,116 \cdot 0,740^2 + 0,807 \cdot 0,177 - 3,43 \cdot 0,177^2 \\ &\quad - 0,622\xi + 0,573\exp\xi = 0,519 - 0,622\xi + 0,573\exp\xi, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \eta_{(1)} &= 6,46 + 5,61 \cdot 0,740 - 1,30 \cdot 0,740^2 - 0,0531 \cdot 5,158 - 59,2 \cdot 0,177 + 80,4 \cdot 0,177^2 \\ &\quad - 4,94 \cdot 0,0725 - 0,460 \cdot 1,138 + 2,11\xi - 1,27\xi^2 = 0,784 + 2,11\xi - 1,27\xi^2. \end{aligned}$$

Do obliczeń przebiegu zwierciadła wody w osi komory przelewowej ($\zeta_{(1)} = \zeta_{(1)}(\xi)$) korzystano z procedury numerycznego rozwiązywania równań różniczkowych NDSolve oprogramowania Mathematica⁹.

Krok 3°

Na podstawie wzoru (255) obliczono ($q_{(1)}(1) = 0,937 > q_r$):

$$q_{(1)}(\xi_1) = q_r = 0,740 \text{ dla } \xi_1 = 0,895.$$

Krok 4°

Nowa względna długość krawędzi przelewowej, według wzoru (256), wynosi:

$$L_{0(2)} = 0,895 \cdot 5,158 = 4,616,$$

a stąd długość bezwzględna według (258):

$$l_{p(2)} = 4,616 \cdot 1,58 = 7,29 \text{ m.}$$

Parametry te przyjęto do następnego cyklu przybliżeń, rozpoczynając od kroku 2°. Obliczono więc współczynniki $\mu_{(2)}$, $\beta_{(2)}$ i $\eta_{(2)}$, wyznaczono drugi – przybliżony przebieg zwierciadła wody na przelewie i ustalono nową długość przelewu ($q_{(2)}(1) = 0,829 > q_r$): $q_{(2)}(\xi_2) = q_r = 0,74$ dla $\xi_2 = 0,9486$, stąd $L_{0(3)} = 0,9486 \cdot 4,616 = 4,379$ i $l_{p(3)} = 6,92$ m.

⁸ Uwaga: Z pierwszego przybliżenia wynika, że wysokość strat liniowych na długości komory przelewowej będzie rzędu 1 mm, toteż w dalszych obliczeniach można pominąć straty tarcia.

⁹ Załącznik nr 1 zawiera wydruk komputerowy obliczeń iteracyjnych długości przelewu.

Z następnego cyklu przybliżeń ($q_{(3)}(1) = 0,781 > q_r$):

$$q_{(3)}(\xi_3) = q_r = 0,74 \text{ dla } \xi_3 = 0,975, \text{ stąd } L_{0(4)} = 0,975 \cdot 4,379 = 4,270 \text{ i } l_{p(4)} = 6,75 \text{ m.}$$

W kolejnym cyklu przybliżeń ($q_{(4)}(1) = 0,761 > q_r$):

$$q_{(4)}(\xi_4) = q_r = 0,74 \text{ dla } \xi_4 = 0,987, \text{ stąd } L_{0(5)} = 0,987 \cdot 4,270 = 4,214 \text{ i } l_{p(5)} = 6,66 \text{ m.}$$

W ostatnim cyklu przybliżeń ($q_{(5)}(1) = 0,750 > q_r$):

$$q_{(5)}(\xi_5) = q_r = 0,74 \text{ dla } \xi_5 = 0,9935, \text{ stąd } L_{0(6)} = 0,9935 \cdot 4,214 = 4,187 \text{ i } l_{p(6)} = 6,62 \text{ m.}$$

Na podstawie warunku (257)

$$\text{dla } \xi_6 = 1 \Rightarrow q_{(6)}(\xi_6) = q_{(6)}(1) = 0,745 \neq 0,740,$$

lecz błąd względny strumienia przepływu przez przelew wynosi

$$B_w = (0,745 - 0,740)/0,740 = 0,0068 < 0,01 = 1\%$$

Krok 5°

Wysokość warstwy przelewowej na końcu przelewu (w osi komory), dla $\zeta_{(6)}(1) = 1,042$ według (259):

$$h_{k(6)} = 1,042 \cdot 1,58 - 1,30 = 0,346 \text{ m.}$$

Wysokość h_k z obliczeń rury dławiącej wynosiła 0,343 m. Różnica jest mniejsza od 1 cm (3 mm), a błąd względny h_k równy jest 0,8%.

Obliczeniowa długość przelewu wynosi więc $l_p = 6,62$ m; przyjęto 6,60 m.

Korona przelewu

Szerokość krawędzi przelewowej na podstawie warunku (260) dla $h_p = 0,28$ m: $s \leq 0,14$ m; przyjęto 0,14 m. Praktyczny profil korony przedstawiono na rys. 67.

Kanał burzowy

Dla strumienia $Q = 2,65 - 0,69 = 1,96 \text{ m}^3/\text{s}$ (według wzoru (252)) oraz założonego spadku dna burzowca równego 1‰ przyjęto kanał o średnicy $D = 1,5$ m i wypełnieniu normalnym $H_n(Q) = 1,05$ m. Lokalizację wysokościową dna kanału burzowego względem dna komory przelewowej przedstawiono na rys. 67.

8. PODSUMOWANIE, UWAGI KOŃCOWE I WNIOSKI

Przelewy burzowe stosuje się przede wszystkim w ogólnospławnych systemach kanalizacyjnych. Mają na celu redukcję przekroju kolektora i ograniczenie strumienia objętości dopływu ścieków do oczyszczalni, tym samym zmniejszenie jej wymiarów i polepszenie efektów działania, a także ochronę odbiornika przed nadmiernym zanieczyszczeniem.

Obecnie stosuje się najczęściej konwencjonalne przelewy burzowe o znacznych długościach bocznych krawędzi przelewowych. Sprawia to, że są one mało opłacalne w budowie. Ponadto, jeśli strumień objętości ścieków płynących kolektorem przekroczy założony w projekcie strumień obliczeniowy (Q_d), to dopływ (Q_o) do oczyszczalni ulega niekontrolowanemu zwiększeniu. Tych mankamentów pozbawione są przelewy burzowe niekonwencjonalne – z rurą dławiącą, zwłaszcza o wysoko wzniesionych krawędziach przelewowych (drugiego rodzaju). Przelewy takie uzupełnione komorami uspokajającymi przyczynią się do:

- zmniejszenia kosztów budowy systemów kanalizacyjnych i oczyszczalni ścieków,
- zabezpieczenia oczyszczalni ścieków przed nadmiernym wzrostem obciążenia hydraulicznego,
- ochrony odbiornika (środowiska) poprzez ograniczenie częstości zrzutów i zmniejszenie ładunku zanieczyszczeń odprowadzanych ścieków.

Stwierdzono, że w literaturze brak jest dostatecznych podstaw do wymiarowania hydraulicznego tego typu przelewów, zwłaszcza z komorami uspokajającymi.

W pracy prowadzono analizę jednowymiarowego modelu opisu przepływów cieczy niutonowskiej w kanałach z bocznymi przelewami, o koronach przelewowych równoległych do osi i dna kanału, spełniających kryterium przelewów ostrokrawędziowych, nie zatopionych, w warunkach ruchu ustalonego, wolnozmiennego – opóźnionego w kanale dopływowym przed przelewem i ciśnieniowego – w rurze dławiącej za przelewem. Na drodze teoretycznej wyprowadzono różniczkowe równanie ruchu ustalonego nierównomiernego z ubytkiem masy (wzór (188)), uwzględniając w nim m.in. współczynnik (poprawkowy) pędu β_b , oddzielającej się strugi bocznej oraz składnik ujmujący wpływ zmienności współczynnika pędu β , na długości bocznego przelewu, na wartość energii kinetycznej głównej strugi cieczy w kanale. Bezwymiarowa postać zmodyfikowanego równania ruchu (wzór (221)), zawiera m.in. współczynnik zastępczy η

(wzór (198)) przy składniku ubytku masy, współczynnik kształtu kanału K_0 (196) i współczynnik charakteryzujący stosunek liniowych strat tarcia χ_u (220). Równanie (221) – profilu zwierciadła cieczy w osi komory przelewowej we współrzędnych bezwymiarowych ξ, ζ , stanowi uogólnienie rozważań teoretycznych i odnosi się do dowolnego typu przelewu bocznego, w którym bezwymiarowy strumień objętości przepływu określa wzór (222).

Zbadano na modelach warunki hydrauliczne i parametry ruchu w kanałach z niekonwencjonalnymi przelewami bocznymi (jedno i dwustronnymi), w tym z obecnością komór uspokajających. Dokonano klasyfikacji przepływów, biorąc za kryterium podziału relacje spadku dna kanału do spadku krytycznego oraz relacje wysokości krawędzi przelewowej do wysokości krytycznej. Dla warunków ruchu ustalonego i spokojnego przepływu na przelewie ($p > H_{kr}(Q_d)$ i $p + h_p > H_n(Q_d)$) oraz dla $d_r < p$ i $l_u = 2b$) zbadano funkcje współczynników χ_u, β, η i μ równania (221), uzależniając je od parametrów ruchu, charakteryzowanych przez liczby podobieństwa q_r, Fr_0, L_0, W_0 i K_0 .

Zaproponowany model matematyczny jednowymiarowego opisu zjawiska w zadowalający sposób odzwierciedla wyniki pomiarów wysokości zwierciadła wody na przelewie i może być zastosowany do wymiarowania hydraulicznego bocznych przelewów burzowych z rurą dławiącą i komorą uspokajającą za przelewem. Na tej podstawie opracowano procedurę obliczeniową PBZRDIKU i podano przykład jej zastosowania.

Dotychczasowe znane z literatury rozwiązania tego problemu niniejsza praca wzbogaca o następujące ujęcia oryginalne:

- zaproponowano ujednoczenie nazewnictwa z przyczynkiem do uzupełnienia klasyfikacji przepływów występujących w kanałach z bocznymi przelewami a także udoskonalony standard budowy bocznych przelewów burzowych z rurą dławiącą,

- w dostępnej literaturze nie znaleziono opisów współczynników energii kinetycznej α i pędu β w warunkach ruchu ustalonego – nierównomiernego, w tym ze zmianą masy, toteż w pracy na drodze eksperymentalnej (badając rozkłady prędkości miejscowych) zaproponowano wzory określające α (209) i β (210), (224) – właściwe dla zakresu pomiarów w modelu,

- wykazano, że zmiany współczynnika β na długości komory przelewowej dotyczące jego wartości i wartości jego pochodnej są znaczne, co oznacza że, przyjęcie w pracy równania ruchu nowej postaci (188) lub (221) było nie tylko uzasadnione, ale konieczne,

- wprowadzony do bezwymiarowej postaci równania ruchu (221) współczynnik kształtu kanału K_0 (wzór (195)) umożliwił wyprowadzenie wzoru (220) określającego współczynnik χ_u – ujmujący zmiany spadku hydraulicznego wywołanego tarcieciem na długości komory przelewowej, przez co stało się możliwe uogólnienie opisu na dowolny kształt przekroju poprzecznego kanału z bocznym przelewem,

- zaproponowany model matematyczny zjawiska, we współrzędnych bezwymiarowych, jest wygodny w zastosowaniu praktycznym, gdyż występujące w nim współczynniki stanowią jednocześnie liczby podobieństwa modelu do oryginału, przez to

staje się łatwe uogólnienie doświadczeń na obiekty podobne, czyli opisane współczynnikami takimi samymi jak w modelu.

Wnioski końcowe wynikające z przeprowadzonych badań są następujące:

1. Jednowymiarowe równanie ruchu (221), wyprowadzone w pracy, dobrze opisuje ruch cieczy w komorze przelewowej z przelewem bocznym i rurą dławiącą oraz komorą uspokajającą za przelewem.

2. Wzory określające współczynniki χ_u , β , η i μ zmodyfikowanej postaci równania ruchu (221) odnoszą się do następujących zakresów wartości parametrów:

$$q_r \in \langle 0,5; 1 \rangle,$$

$$Fr_0 \in \langle 0,14; 0,46 \rangle,$$

$$L_0 \in \langle 1,8; 5,1 \rangle,$$

$$W_0 \in \langle 0,13; 0,35 \rangle,$$

$$K_0 \in \langle 1; 1,15 \rangle,$$

natomiast równanie ruchu (221) jest ważne dla innych granic wartości tych parametrów pod warunkiem, że podane zostaną wzory określające χ_u , β , η i μ w nowych granicach.

3. Matematyczny model zjawiska oparty na rozwiązaniu równania ruchu (221) – odnośnie do przepływów w komorze przelewowej oraz na rozwiązaniu uogólnionego równania Bernoulliego (68) – dotyczącego przepływu w rurze dławiącej, znajduje zastosowanie do wymiarowania bocznych przelewów burzowych ograniczających zrzuty ścieków do odbiornika i odpływ do oczyszczalni.

4. Opracowany sposób wymiarowania dotyczy bocznych nie zatopionych przelewów burzowych:

– o wysoko umieszczonych krawędziach przelewowych ($p > H_{kr}(Q_d)$; $p + h_p > H_n(Q_d)$), równoległych do osi i dna kanału, oraz o praktycznym profilu korony – spełniającej warunki ostrokrawędziowego ($s \leq h_p/2$) działania,

– o przyrządkowym kształcie przekroju poprzecznego komory przelewowej – takim samym jak przekrój kanału dopływowego – do wysokości pach kanału oraz prostokątnym powyżej tej wysokości,

– z komorą uspokajającą za przelewem ($l_u = 2b$), a w wypadku cylindrycznego kształtu kanałów dopływowych – dodatkowo komorą uspokajającą przed przelewem ($l_u = 2D$),

– zatopionym odpływem ścieków z rury dławiącej ($Z \geq 1,0$ dla Q_{gr} oraz $d_r < p$), ograniczającej do z góry założonej wartości, maksymalny strumień objętości Q_o (przy Q_d) dopływu ścieków do oczyszczalni.

Główną, lecz niewymierną zaletą tak udoskonalonych przelewów burzowych, w porównaniu do rozpowszechnionych obecnie konstrukcji, jest ograniczenie ładunku zanieczyszczeń – rumowiska wleczonego przy dnie kanału – odprowadzanego wraz ze ściekami do odbiornika.

Dalsze badania zagadnień rozważanych w niniejszej pracy powinny obejmować:

- zbadanie na obiektach w skali rzeczywistej współczynnika η_b , tj. zmian relacji prędkości U do v , a także współczynnika pędu β_b strugi bocznej na długości krawędzi przelewowej w zależności od parametrów przelewu oraz warunków ruchu w celu uściślenia funkcji współczynnika $\eta = 2\beta - \eta_b$, obliczonego w pracy z równania ruchu,
- zmodyfikowanie jednowymiarowego równania ruchu w odniesieniu do przepływu nieustalonego w kanale z bocznym przelewem, co wiąże się z uwzględnieniem retencji kanałowej oraz czasem działania przelewów w ciągu roku,
- zbadanie możliwości zastosowania modelu przestrzennego opisu zjawiska.

Prace badawcze dotyczące tych zagadnień będą realizowane w Instytucie Inżynierii Ochrony Środowiska Politechniki Wrocławskiej.

LITERATURA

1. ACKERS P., *A theoretical consideration of side weirs as storm water overflows*. Proc. of the Inst. Civ. Eng., Hydraulics papers 1957, Vol. 6, No. 11, s. 250–269.
2. ALLEN J. W., *The discharge of water over side weirs in circular pipes*. Journal of the Institution of Civil Engineers 1957, No. 6, s. 270–287.
3. ANWEILER J., *Ocena zmienności energii rozporządzalnej w przedziale przelewu bocznego*. Zeszyty Naukowe WSR, Wrocław 1964, nr 56, s. 103–109.
4. ANWEILER J., *Równanie krzywej spiętrzenia w przedziale przelewu bocznego*. Archiwum Hydrot., 1970, tom XVII, z 3, s. 353–363.
5. BARTUŠKOVA J., *Project of the discharges chamber with the side weir and the throttle pipe*. Vodohospodarsky Časopism 1981, nr 3, s. 334–343.
6. BECCHI I., PANERAI R., *Sull'utilizzazione degli sfioratori laterali per l'allontanamento delle reti fognarie – primi risultati*. Giornale de Genio Civile 1984, No. 122, s. 179–190.
7. BECHTOLD Z. (red.), *Mechanika płynów*. Wrocław, Wyd. PWr. 1993.
8. BELLIN A., FIOROTTO V., *Direct dynamic force measurement on slabs in spillway stilling basins*. Journal of Hydraulic Engineering 1995, Vol.121, No. 10, s. 686–693.
9. BIGGIERO V., PIANESE D., *Gli sfioratori laterali nelle reti di drenaggio urbane*. Idrologia Urbana Università della Calabria 1988, s. 549–574.
10. BŁASZCZYK P., *Zasady planowania i projektowania systemów kanalizacyjnych w aglomeracjach miejsko-przemysłowych i dużych miastach*. Instytut Kształtowania Środowiska. 1983, Warszawa, s. 99–130.
11. BŁASZCZYK W., ROMAN M., STOMATELLO M., *Kanalizacja*, T.1. Arkady 1974, s.153–174.
12. BREMEN R., HAGER W. M., *Experiments in side channel spillways*. Journal of Hyd. Eng. 1989, Vol.115, No. 5, s. 617–635.
13. BUFFONI E., SASSOLI F., VITI C., *Ricerca sperimentale sugli sfioratori bilaterelli in canali a sezione circolare*. 20 Convegno di Idraulica e Costruzioni Idrauliche, Padova 1986, No. C 2, s. 679–688.

14. CASTINEL G., BARBE A., NOUGARO J., *Etude de deversoirs inclines par rapport au radier d' un canal*. Genio Civile 1970, No. 4, s. 214–218.
15. CHADWICK A., MORFETT J., *Hydraulics in civil engineering*. London, Publishing by Alen and Unwin Ltd.1986, s. 122–159.
16. CHOW V.T., *Open channel hydraulics*. Mc Graw–Hill Book Co., 1959 New York, s. 80.
17. COLLINGE V.K.C., *The discharge capacity of side weirs*. Proc. of the Inst. of Civ. Eng., Hydraulics Papers 1957, Vol.6, No. 13, s. 288–304.
18. COULOMB R., DE SAINT MARTIN J.M., NOUGARO J., *Etude theorique de la repartition du debit le long d'un devorsoir lateral*. Genie Civil 1967, No. 4, s. 311–316.
19. CZUGAJEW R.R., *Gidrawlika*. Izd. Energia, Leningrad 1975, s. 385–388.
20. DALMAYRAC S. NOUGARO J., *Etudes sur les deversoir lateraux*. Arch. Hydrot., 1962, Vol.IX, z 1, s. 3–33.
21. DE MARCHI G., *Saggio di teoria del funzionamento degli stramazzilaterali*. L'energia Electrica 1934, Vol.11, No. 11, Milano, s. 849–860.
22. DAŠEK J.V., *Navrhovani odlehčovacich komor a destovych nadrzi ve švycarsku*. Vodni hospodarstvi 1992, Vol.42, No. 3, s. 1275–1289.
23. DAVIS I.E., HOLLEY E.R., *Modeling side-weir diversions for flood control*. Proceedings of the 1988 National Conference of Hydraulic Eng. New York, s. 979–984.
24. DĄBKOWSKI L., SKIBIŃSKI J., ŻBIKOWSKI A., *Hydrauliczne podstawy projektów wod-nomielioracyjnych*. PWRiL, Warszawa 1982.
25. DELO E.A., SAUL A.J., *Charts for the hydraulic design of high side-weirs in storm sewage overflows*. Proceedings–Institution of Civil Eng., Part 2, Research and Theory 1989, Vol. 87, s. 175–193.
26. DOŁĘGA J., ROGALA R., *Hydraulika stosowana*. Wrocław, Wyd. PWr., 1988, s. 178–187.
27. EL-KHASHAB A., SMITH K.H., *Experimental investigation of flow over side weirs*. Journal of the Hyd. Div. 1976, Vol.102, No. 9, s. 1255–1268.
28. FAHRNER H., PETER G., SEYBOLD W., *Problematik der Entlastungsmessung an Überlaufbau–werken der Mischwasserkanalisation*. Korrespon. Abwasser 1990, Nr 10, s.1175.
29. FINDELA-SZOPE M., *Separator w kanalizacji półtrozdzielczej*. Instytut Ochrony Środowiska, Warszawa 1991 (praca doktorska).
30. FRAZER W., *The behavior of side weirs in prismatic rectangular channels*. Proc. of the Inst. of Civ. Eng., Hydraulics Papers, 1957. Vol.6, No. 14, s. 305–328.
31. GRUSZECKI T., WARTALSKI J., WARTALSKI A., *Podstawy hydraulicznego obliczania przelewów burzowych z rurą dławiącą*. Ochrona Środowiska 1984, Nr 434/1, s. 45–48.

32. HAGER W.H., HAGER K., WEYERMANN H., *Die hydraulische Berechnung von Streichwehren in Entlastungsbauwerken der Kanalisationstechnik*. Gas-Wasser-Abwasser 1982, Nr 7, s. 309–329.
33. HAGER W.H., *Lateral outflow over side weirs*. Journal of Hyd. Div. 1987, Vol.113, No. 4, s. 491–503.
34. HAGER W.H., EDDER O., ROPAZ I., *Streamline curvature effects in side-chanel spillway flow*. Acta Mechanics 1988, Vol.72, No. 1/2, s. 95–110.
35. HAGER W.H., *Diskussion zu 'Design procedure for flow over side weirs'*. Journal of Irrigation and Drainage Eng. 1992, No. 2, s. 340–342.
36. HAGER W.H., *Streichwehre mit Kreisprofil*. GWF 1993, Nr 3, s. 156–163.
37. HENDERSON F.M., *Open channel flow*. Macmillan Publishing Company Inc.1966, New York.
38. HOLLEY E.R., *'Lateral outflow over side weirs.'* Discussion and closure by W. Hager. Journal of Hyd. Eng. 1987, Vol.113, No. 4, s. 682–688.
39. HÖRLER A., *Regenauslässe*. Verbandsbericht VSA 85 Nr 1. Verein Schweizerische Abwasser- Fachleute 1965, Zürich.
40. HÖRLER A., HÖRLER E., *Streichwehre mit niedrigen Überlaufschwellen in kreisförmigen Kanälen*. GWF 1973, Jg. 114, H. 12, s. 579–584.
41. HUMMEL H.G., *Die Wasserspiegellage beim Regenüberlauf mit hochgezogenem Streichwehr und Drosselleitung*. Gesundheits-Ingenieur 1965, H 12, s. 364–367.
42. IMHOFF K., IMHOFF K.R., *Kanalizacja miast i oczyszczanie ścieków*. Arkady 1982, Warszawa, s. 22–29; Oficyna Wydawnicza Projprzem.-EKO, Bydgoszcz 1996, s. 31–37.
43. ISHIKAWA T., *Water surface profile of stream with side overflow*. Journal of Hyd. Eng. 1984, Vol.110, No. 12, s. 1830–1840.
44. JEŻOWIECKA-KABSCH K. (red.), *Mechanika płynów. Teoria i zastosowanie*. wyd. 2., Wrocław, Wyd. PWr. 1984.
45. KALLWASS G.J., *Beitrag zur hydraulischen Berechnung gedrosselter Regenüberläufe*. Diss. 1964, TH Karlsruhe (praca doktorska).
46. KALLWASS G.J., *Drosselblenden am Regenüberlauf*. GWF 1968, Jg.109, H.6, s. 150–155.
47. KANDASWAMY P.K., ROUSE H., *Characteristic of flow over terminal weirs and sills*. Journal of the Hyd. Div. 1957, Vol.83, No. 4, s. 1–13.
48. KAROLINI J., *Wymiarowanie bezprogowego, zatopionego przelewu bocznego w prostokątnym kanale o poziomym dnie*. Arch. Hydrot. 1983, t. XXX, z 1, s. 60–69.
49. KASPRZAK W, LYSIK B., *Analiza wymiarowa w projektowaniu eksperymentu*. Wrocław, Wyd. PWr. 1973.
50. KŁOSIEWICZ B., *Współczynniki energii kinetycznej w korytach rzek*. Warszawa, Wyd. SGGW 1966 (praca habilitacyjna).

51. KOSIŃSKI DE V., *Etude experimentale de deversoirs lateraux*. Revue Universelle des Mines 1968, s. 199–211.
52. KOTOWSKI A., *Badania modelowe wpływu wybranych parametrów konstrukcyjnych infiltracyjnych ujęć promienistych wody na ich wydajność*. Inst. Inż. Ochr. Środ. PWr., Raporty serii PRE nr 71/80, Wrocław 1980 (praca doktorska).
53. KOTOWSKI A., *Model investigations of strom overflow with discharge adjustment*. Env. Prot. Eng. 1987, Vol.13, No. 3–4, s. 51–62.
54. KOTOWSKI A., *Wyniki badań modelowych przelewów burzowych o regulowanym odpływie*. Arch. Hydrot. 1987, t. XXXIV, z 3/4, s. 213–226.
55. KOTOWSKI A., *Wymiarowanie przelewów burzowych z rurą dławiącą*. Ochrona Środowiska 1988, nr 3–4, s. 67–72.
56. KOTOWSKI A., *Badania modelowe dwustronnych przelewów burzowych o ograniczonym odpływie*. Arch. Hydrot. 1988, t. XXXV, z 3/4, s. 341–352.
57. KOTOWSKI A., *Wybrane problemy badań modelowych i projektowania przelewów burzowych z rurą dławiącą*. GWTS 1989, nr 2, s. 46–49.
58. KOTOWSKI A., *Modellversuche über Regenüberläufe mit gedrosseltem Ablauf*. GWF, 1990, H. 3, s. 108–114.
59. KOTOWSKI A., *Dyskusja nad wynikami badań modelowych bocznych zatopionych przelewów burzowych*. GWTS 1992, nr. 4, s. 74–75.
60. KOTOWSKI A., MIELCARZEWICZ E.Wł., *Badania modelowe przelewów burzowych o regulowanym odpływie*. Ochrona Środowiska 1986, nr 488/1–2, s. 51–55.
61. KOTOWSKI A., SIWOŃ Z., *O laminarnym i przejściowym przepływach cieczy przez rury z perforowanymi ściankami*. Arch. Hydrot. 1981, t. XXIII, z 1, s. 23–35.
62. KROPF A., *Die Spezialbauwerke der Kanalisation*. Schweiz. Bauzeitung 1955, Nr. 27, s. 413.
63. KUNŠTATSKÝ J., *Prispevek k rešení bočního prepadu*. Vodni Hosp. 1958, nr 8, s. 225–228.
64. KURGANOV A.M., *K gidravličeskiemu rasčetu vodosliva pri spokojnom sostojanii potoka*. Gidravličeskoje Stroitelstwo 1967, nr 10.
65. KURGANOV A.M., DUPLIAK V.D., *Gidravličeskij rasčet vodopropusknych sooruzenij*. Kiev, Budivielnik 1982, s. 10–32.
66. KURGANOV A.M., FEDOROW N.F., *Gidravličeskoje rasčety sistem vodosnabženija i vodootviedienija*. Leningrad, Strojizdat 1986, s. 216–233.
67. LITWINISZYN Y., *Flows with the exchange of mass, momentum and energy*. Arch. Mechaniki Stosowanej 1957, nr 6.
68. LUTZ T., *Beitrag zur Berechnung von Überfällen aus Regenauslässen*. Gesundheits-Ingenieur 1908, H 19, s. 290–292; H 42, s. 661–664; H 50, s. 789–790.
69. MAKAC W., URBANEK-KSZYSZTOFIAK D., *Metody opisu statystycznego*. Gdańsk, Wydawnictwo Uniwersytetu Gdańskiego, 1995.

70. MARSZAŁKOWICZ T., *Metody statystyki opisowej w badaniach ekonomiczno-rolniczych.*, Warszawa, PWN, 1980.
71. MIČIN J., *Stokovani čistení odpadních vod.* Ediční středisko VUT Brno 1983, s. 68–75.
72. MIELCARZEWICZ E.WŁ., KOTOWSKI A., *Hydraulika przelewów burzowych o regulowanym odpływie ścieków do oczyszczalni.* Raporty Inst. Inż. Ochr. Środ. PWr., serii SPR nr. 40/83, 53/84 i 30/85, Wrocław.
73. MIELCARZEWICZ E.WŁ., KOTOWSKI A., *Badania na modelu hydraulicznym dwustronnych przelewów burzowych z regulowanym odpływem ścieków do oczyszczalni.* Raporty Inst. Inż. Ochr. Środ. PWr., serii SPR nr 56/86, Wrocław.
74. MIELCARZEWICZ E.WŁ., WARTALSKI J., *Modyfikacja metod obliczania układów kanalizacyjnych i ich elementów.* Raporty Inst. Inż. Ochr. Środ. PWr., serii SPR nr 32/80, Wrocław.
75. MUNZ W., *Die hydraulische Bemessung von Regenüberläufen mit Drosselstrecke.* Schweiz. Bauzeitung 1971, Heft 22, 89 Jg., s.540–544.
76. NADESAMOORTHY T., THOMSON A., *Spatially varied flow over side weirs. Discussion.* Journal of the Hyd.Div. 1972, Vol.98, No.12, s.34–35.
77. NOUGARO J., *Ruch cieczy o swobodnej powierzchni.* Wrocław, Wyd. PWr, 1974, s. 101–123.
78. PASZKOWSKI S., *Zastosowanie numeryczne wielomianów i szeregów Czebyszewa,* Warszawa, PWN, 1975, s. 51–59.
79. PAWIŃSKI J., *Przestrzenny ruch płynów z wymianą masy, pędu i energii.* Archiwum Górnictwa. 1963, nr 4.
80. PIETROV G.A., *K teorii bokovogo vodosliwa.* Gidrotechničeskoje Stroitelstvo 1950, nr 7, s. 24–26.
81. PIETROV G.A., *Dviženie židkosti z izmeneniem raschoda v dol puti.* Moskva–Leningrad, Izd. Strojizdat 1951.
82. PKNMiJ, PN-93/M-53950/01 wg ISO 5167-1, 1991 *Pomiar strumienia masy i strumienia objętości za pomocą zwęzek pomiarowych.* Warszawa, 1993.
83. Praca zbiorowa, *Abwasser Technik.* Berlin–München, Verlag Wilhelm Ernst und Sohn. 1982, tom II, s. 155–164.
84. Praca zbiorowa, *Obliczenia hydrauliczne przelewów budowli wodnomelioracyjnych.* Warszawa, PWRiL, 1986, s. 9–24.
85. Praca zbiorowa, *Regenüberlaufbauwerke.* TGL nr 42375, 1984 Berlin, s. 1–5.
86. Praca zbiorowa: *Sonderbauwerke in Kanalisationen.* Schweizerischer Abwasser Fachleute. Zürich, VSA–Dokumentation 483, 1993.
87. RAMAMURTHY A.S., CORBALLADA L., *Lateral weir flow model.* Journal of the Irrigation and Drainage Division 1980, No. 1, s. 9–25.
88. ROBINSON D.I., MCGHEE T.I., *Computer modeling of side-flow weirs.* Journal of Irrigation and Drainage Eng. 1993, Vol.119, No. 6, s. 989–1005.

89. RANGA RAJU K.G. i inni, *Side weir in rectangular channel*. Journal of the Hyd. Div. 1979, Vol.105, No. 5, s. 547–554.
90. ROGALA R., MACHAJSKI J., RĘDOWICZ W., *Hydraulika stosowana. Przykłady obliczeń*, Wrocław, Wyd. PWr. 1991, s. 30–39.
91. ROMAN M., *Kanalizacja*. Warszawa, Arkady, 1986.
92. SAATCI A.C., *Hochwasserentlastung im Siedlungswasserbau mit runder, hochliegenden Überfallkante*. Wasser–Energie–Luft 1981, H 5/6, s.94–95.
93. SASSOLI F., *Dimensionamento degli sfioratori laterali e degli altri di searicatori di piena*. Ordinario di Idraulica Università degli Studi Pisa, 1984, s. 1–19.
94. SAUL A. J., DELO E. A., *Performance of a hight–side–weir strom–sewage chamber incorporating storage*. 2 nd Int. Conf. Urbana Strom Drainage, 1981, Urbana, s. 110–119.
95. SAWICKA-SIARKIEWICZ H., *Badania modelowe przelewu burzowego*, Warszawa, Zakład Hydrauliki IMGW, 1976.
96. SAWICKA-SIARKIEWICZ H., *Metoda przepływu granicznego projektowania przelewów burzowych z kanalizacji ogólnospławnej*, Ustroń, IKS, Zakład Systemów Ochrony Wód. Mat. Sem. Projektów 1995, s. 53–69.
97. SCHMIDT M., *Gerinnehydraulik*. Wiesbaden, Bauverlag, 1957.
98. SCHROEDER G., *Melioracje wodne w rolnictwie*. Warszawa, Arkady 1972, s. 242–243.
99. SCHUBERT W.C., *Der unbefriedigende Regenüberfall*. Wasserwirtschaft/Wassertechnik 1954, H 9, s. 344–348.
100. SINGH R., MANIVANNAN D., SATYANARAYANA T., *Discharge coefficients of rectangular side weirs*. Journal of Irrigation and Drainage Engineering 1994, Vol.120, No. 4, s. 814.
101. SIWOŃ Z., *Burzliwe przepływy cieczy w rurach perforowanych w warunkach nieciągłej zmiany masy strumienia*. Pr. nauk. Inst. Inż. Ochr. Środ. PWr. Monografia nr 10, Wrocław 1976 (praca habilitacyjna).
102. SMITH K.H., *Computer programming for flow over side weirs*. Journal of the Hyd. Div. 1973, Vol. 99, No. 3, s. 495–508.
103. SOBOTA J., JOUDI H., *Division of flow on a four-span hinged-gate weir at the side caud inlet*. Pr. nauk. Inst. Geotech. i Hydr. PWr. 1994, Vol.67, No. 34, s. 175–186.
104. STALMANN V. WARG G., *Zur Problematik der Regenüberläufe*. Gesundheits–Ingenieur 1960. H 9, s. 257–260.
105. SUBRAMANYA K., AWASTHY S.G., *Spatially varied flow over side weirs*. Journal of Hyd. Div. 1972, Vol. 98, No. 1, s. 1–10.
106. SWAMEE P.K., PATHAK S.K., i inni, *Subcritical flow over rectangular side weir*. Journal of Irrigation and Drainage Eng. 1994, Vol.120, No. 1, s. 212–217.

107. SWAMEE P.K., PATHAK S.K., ALI M.S., *Side-weir analysis using elementary discharge coefficient*. Journal of Irrigation and Drainage Eng. 1994, Vol.120, No. 4, s.742–755.
108. SZPINDOR A., *Zaopatrzenie w wodę i kanalizacja wsi*. Warszawa, Arkady. 1992, s. 345.
109. TAUBMANN K.C., *Strömungsvorgänge an Freispiegelkanal Verzweigungen am Beispiel des Regenüberläufs*. ETH 1970, Zürich (Praca doktorska).
110. TAUBMANN K.C., *Regenüberläufe*. Gas–Wasser–Abwasser 1972, H 10, s. 297–308.
111. TROSKOLAŃSKI A.T., *Hydromechanika*. Warszawa, WNT, 1969 s. 321–332.
112. TYNES K.A., HOLLEY E.R., *Hydraulics of side-channel weirs for regional detention basins*. Proceedings of the 1989 National Conf. of Hydraulic Eng., New York 1989, s. 595.
113. UYUMAZ A., *Flow over side weirs in rectangular and circular channels*. Water Science and Technology 1989, No. 5, s. 739–746.
114. UYUMAZ A., *Side weir in triangular channel*. Journal of Irrigation and Drainage Eng. 1992, Vol.118, No. 6, s. 965–970.
115. UYUMAZ A., SMITH R.H., *Design procedure for flow over side weirs*. Journal of Irrigation and Drainage Eng., 1991, No. 1, s. 79–90.
116. VISCHER D., *Allgemeine Stau und Senkungskurven an Streichwehren*. Schweizerische Bauzeitung 1960, H. 49.
117. VISCHER D., VOLKART P., NÄF O., *Hydraulische Modellversuche für die Abwassertechnik*. Wasser-Energie-Luft, 1976, H. 2/3, s. 53–59.
118. VITI C., *Il dimensionamento degli sfioratori bilaterali in canale a sezione circolare*. XXI Convegano di Idraulica e Costruzioni Idrauliche, L'Aquila 1988, No. B17, s. 715.
119. VOLK W., *Statystyka stosowana dla inżynierów*. Warszawa, WNT 1973.
120. WAGNER H., KALLWASS G.J., *Hydraulische Voraussetzungen zur Berechnung von Regenüberläufen*. GWF 1960, Jg. 101, H. 26, s. 660–661.
121. WALDEN H., STASIAK J., *Mechanika cieczy i gazów w inżynierii sanitarnej*. Warszawa, Arkady. 1971.
122. WECHMANN A., *Hydraulik*. Berlin 1955, s. 183–191.
123. WOYCICKI K., *Kanalizacja*. Warszawa, Wyd. BA, 1955.
124. WRÓBLEWSKI A.K., ZAKRZEWSKI J.A., *Wstęp do fizyki*. Warszawa, PWN, T.1 1984, T2 1989.
125. YEN B.G., WENZEL H.G., *Dynamic equations for steady spatially varied flow*. Journal of the Hyd. Div. 1970, Vol.96, No. 3, s. 801–814.
126. ZIELIŃSKI R., *Tablice statystyczne*. Warszawa PWN, 1972.
127. ZIEREP J., *Kryteria podobieństwa i zasady modelowania w mechanice płynów*. Warszawa, PWN, 1978, s. 13–22.

128. ZSCHIELSCHE D., *Die Berechnung von Streichwehren auf Grund von Modellversuchen mit geraden und schräg gestellten Streichwehren*. Berlin, Akademie Verlag, 1954.
129. ŽUKOV A.J. i inni: *Kanalizacija*. Izdatelstvo Literatury po Stroitelstvu, Moskva 1964.
130. ŽUKOWSKI M., MARCHEWKA T., *Analiza programów wspomaganego komputerowo obliczania sieci kanalizacji ogólnospławnej na IBMPC*. Pr. nauk. Inst. ZWiBW PW, Warszawa 1994.

Załącznik nr 1

Wydruk komputerowy obliczeń iteracyjnych długości krawędzi przelewu
(do przykładu obliczeniowego)

■ Obliczenie długości przelewu

□ Równania

```

etha=6.46+5.61 qr-1.30 qr^2-.0531 10-59.2 w0+
80.4 w0^2-4.94 fr0-.460 k0+2.11 x -1.27 x^2;
Clear[r1];
r1=(10*(i-if)-fr0*(etha*q[x]*D[q[x],{x,1}]+(q[x]^2)*
D[b[x],{x,1}])/(k0*z[x]-(k0-1)^2)/
(1-((b[x]*fr0*k0*q[x]^2)/((k0*z[x]-(k0-1)^3)));
Clear[q];
q[x]=1-vo Integrate[(z[x]-p/h0)^(3/2),{x,0,x}];
Clear[b];
b[x]=.287+.180 qr+.116 qr^2+.807 w0-3.43 w0^2-.622 x+
.573 Exp[x];
b'[x]=D[b[x],{x,1}];
Clear[l,mi,v0];
v0[l_,mi_] := (2/3) mi l (h0^(3/2)) *
((2 98.065)^(1/2))/qd
Clear[mi];
m=.644-.0519 qr+.00882 10+.0350 w0-.0748 fr0^(1/2)-
.0646 k0;
l0=1/h0;
Dane liczbowe

```

UWAGA. Wymiary liniowe w dm.

```

p=13.0;h0=15.8;qd=2650;qr=1960/2650;fr0=.0725;
k0=1.138;if=0;i=.0010;w0=.177;

```

```
Clear[r];
```

Prawa strona równania ruchu:

```
r[l_,mi_] := r1/.vo->v0[l,mi]
```

Lewa strona równania ruchu:

```
lt=D[z[x],{x,1}];
```

Przepływ przez przelew na odcinku $\langle 0, x_1 \rangle$, który ma być równy qr :

```
qp[x1,l_,mi_] := (x1 vo Integrate[(z[x]-p/h0)^(3/2),
{x,0,x1}])/.vo->v0[l,mi]
```

□ Krok 1.

```
Clear[l1];
```

Wstępna długość przelewu

```
l1=(3 qr qd)/(2 .55 ((2 98.065 h0)^(1/2)) h0*
(1-p/h0)^(3/2))
```

```
81.4658
```


□ Krok 2.

Wysokosc zw wzdluz przelewu

`l=11;`

`z1=NDSolve[{1t==r[l1,.564],z[0]==1},z,{x,0,1}]`

`{{z -> InterpolatingFunction[{{0., 1.}, <>]}}`

`zx=z[x]/.z1[[1]]`

`InterpolatingFunction[{{0., 1.}, <>][x]`

`N[1/.x->1,4]`

1.044

□ Krok3.

`zx`

`InterpolatingFunction[{{0., 1.}, <>][x]`

Przeplyw przez caly przelew o dlugosci l1

`qp11=N[{qp[x1,l1,m]/.{x1->1,z[x]->zx}],3]`

0.937

`qx=N[1960/2650,3]`

0.74

`qp1>qr=.740`

Obliczymy qp dla $x_1 < 1$ ($x_1 = .90$)

`qp90=N[{qp[x1,l1,m]/.{x1->.90,z[x]->zx}],3]`

0.749

Wartosc qp dla $x_1 = .89$

`qp89=N[{qp[x1,l1,m]/.{x1->.89,z[x]->zx}],3]`

0.731

Poszukiwana wartosc lezy miedzy .90 i .89

`qp895=N[{qp[x1,l1,m]/.{x1->.895,z[x]->zx}],3]`

0.74

Obliczona wartosc qp=.740 jest rowna qr przy $x_1 = .895$

□ Krok 4.

Nowa dlugosc krawedzi przelewu wynosi:

`l2=N[l1 .895,3]`

72.9

`Clear[l1,1,10];`

`l=12;10=l2/h0;`

Nowa wysokosc zw wzdluz przelewu - z2

`z2=NDSolve[{1t==r[l2,.559],z[0]==1},z,{x,0,1}]`

`{{z -> InterpolatingFunction[{{0., 1.}, <>]}}`

`z2x=z[x]/.z2[[1]];`

`qp12=N[{qp[x1,l2,m]/.{x1->1,z[x]->z2x}],3]`

0.829

```

qp95=N[(qp[x1,12,m]/.{x1->.95,z[x]->z2x}),3]
0.743
qp949=N[(qp[x1,12,m]/.{x1->.949,z[x]->z2x}),3]
0.741
qp9486=N[(qp[x1,12,m]/.{x1->.9486,z[x]->z2x}),3]
0.74
Nowa dlugosc przelewu - l3
Clear[13];
l3=N[.9486 12,3]
69.2
Clear[12,1,10];
l=13;10=l3/h0;
z3=NDSolve[{lt==r[13,.557],z[0]==1},z,{x,0,1}]
{{z->InterpolatingFunction[{{0.,1.},<>]}}
z3x=z[x]/.z3[[1]];
qp13=N[(qp[x1,13,m]/.{x1->1,z[x]->z3x}),3]
0.781
qp97=N[qp[x1,13,m]/.{x1->.97,z[x]->z3x}),3]
0.732
qp98=N[qp[x1,13,m]/.{x1->.98,z[x]->z3x}),3]
0.748
qp975=N[qp[x1,13,m]/.{x1->.975,z[x]->z3x}),3]
0.74
l4=N[.975 13,3]
67.5
Clear[13,1,10];
l=14;10=l4/h0;
z4=NDSolve[{lt==r[14,.556],z[0]==1},z,{x,0,1}]
{{z->InterpolatingFunction[{{0.,1.},<>]}}
z4x=z[x]/.z4[[1]];
qp14=N[qp[x1,14,m]/.{x1->1,z[x]->z4x}),3]
0.761
qp99=N[qp[x1,14,m]/.{x1->.99,z[x]->z4x}),3]
0.745
qp987=N[qp[x1,14,m]/.{x1->.987,z[x]->z4x}),3]
0.74
l5=N[14 .987,3]
66.6

```



```

Clear[14,1,10];
l=15;10=15/h0;
z5=NDSolve[{{1t==r[15,.555],z[0]==1},z,{x,0,1]}
{{z->InterpolatingFunction[{{0.,1.},<>]}}]
z5x=z[x]/.z5[[1]];
qp15=N[qp[x1,15,m]/.{x1->1,z[x]->z5x},3]
0.75
qp995=N[qp[x1,15,m]/.{x1->.995,z[x]->z5x},3]
0.742
qp9935=N[qp[x1,15,m]/.{x1->.9935,z[x]->z5x},3]
0.74
16=N[15.9935,3]
66.2

```

```

Clear[15,1,10];
l=16;10=16/h0;
z6=NDSolve[{{1t==r[16,.555],z[0]==1},z,{x,0,1]}
{{z->InterpolatingFunction[{{0.,1.},<>]}}]
z6x=z[x]/.z6[[1]];
qp16=N[qp[x1,16,m]/.{x1->1,z[x]->z6x},3]
0.745

```

Bład względny qr wynosi:

```

N[ (.745-.740)/.740,2]
0.0068

```

- Względna głębokość na końcu przelewu

```

hk6=N[z[x]/.z6[[1]]/.x->1,4]
1.042

```

- Grubość warstwy przelewowej na końcu przelewu

```

hk=N[hk6 h0-p,3]
3.46

```

Grubość warstwy przelewowej na końcu przelewu (mierzona w osi kanału) wynosi zatem $hk=3,46$ dm;

Rura dławiacza spiętrza ścieki do wysokości 3,43 dm, więc różnica między nią a hk jest mniejsza od 1cm (wynosi 0,3 cm).

Oliczeniowa długość przelewu lp wynosi natomiast: $lp=|6=66,2$ dm.

Obliczenia zakończono. Bład qr wynosi 0,7%, bład hk -0,3 cm.

Principles of the dimensioning of a non-conventional storm overflow

The theoretical background and the state-of-the-art were reviewed with respect to side weirs involving throttling pipes for discharge adjustment. On the basis of both theoretical and experimental data, a mathematical model was proposed to describe the performance of a non-conventional side weir with a high-elevated overfall edge, an 'equalizing' unit located behind the weir chamber, and a subsurface discharge of wastewater through a throttling pipe. The flows in the vicinity of the side weir and in the side weir were classified. A modified differential equation of motion was suggested for the description of the flows in a channel with a side weir. The coefficients which were the numbers of the similarity of phenomena in both model and real scales were examined. The results of model investigation were generalized to make them applicable to an arbitrary channel shape. The Coriolis (α) and Boussinesq (β) coefficients were examined for steady non-uniform flow. The method of hydraulic dimensioning of a non-conventional storm overflow was presented which reduces the frequency and upgrades the quality of discharge from a combined sewer to the recipient during heavy rain.

PRACE NAUKOWE INSTYTUTU INŻYNIERII OCHRONY ŚRODOWISKA
(wydane w latach 1991–1998)

- Nr 65, Monografie nr 33, M. Szklarczyk, *Biologiczne oczyszczanie gazów odlotowych*, Wrocław 1991
- Nr 66, Monografie nr 34, H. Meloch, *Pluczki iniekcyjne do oczyszczania gazów odlotowych – podstawy działania*, Wrocław 1991
- Nr 67, Konferencje nr 12, *Podstawy projektowania i eksploatacji systemów zaopatrzenia w wodę i usuwania ścieków*, Wrocław 1991
- Nr 68, Monografie nr 35, I. Trzepierczyńska, *Odsiarczanie spalin – procesy regeneracji absorbentu i utleniania odpadów*, Wrocław 1992
- Nr 69, Monografie nr 36, S. Hławiczka, *Uciążliwości zapachowe jako element ocen oddziaływania na środowisko*, Wrocław 1993
- Nr 70, Monografie nr 37, A. Mika, *Fotochemiczna konwersja energii*, Wrocław 1994



BIBLIOTEKA GŁÓWNA

308261L/1

Oceniono stan wiedzy dotyczącej podstaw wymiarowania hydraulicznego bocznych przelewów burzowych z rurą dławiącą. Na podstawie rozważań teoretycznych i wyników prac eksperymentalnych opracowano matematyczny model działania udoskonalonego przelewu burzowego o wysoko wzniesionej krawędzi przelewowej z komorą uspokajającą za przelewem bocznym i zatopionym odpływem ścieków z rury dławiącej. Podano sposób i przykład wymiarowania – projektowania tego typu obiektów. Wyniki pracy mogą być wykorzystane do celów badawczych i dydaktycznych w uczelniach technicznych na wydziałach zajmujących się problematyką usuwania ścieków, a także przez projektantów systemów kanalizacyjnych aglomeracji miejsko-przemysłowych.

Wydawnictwa Politechniki Wrocławskiej
są do nabycia w następujących księgarniach:
„Politechnika”

Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław
budynek A-1 PWr., tel. (0-71) 320-25-34,
„Tech”

plac Grunwaldzki 13, 50-377 Wrocław
budynek D-1 PWr., tel. (0-71) 320-32-52
Prowadzimy sprzedaż wysyłkową

ISSN 0084-2869