Instytut Budownictwa Wodnego
Polskiej Akademii Nauk

Modelowanie ruchu cząstek osadu w wodzie wywołanego falowaniem powierzchniowym

mgr Barbara Stachurska

Rozprawa doktorska

Promotor:

dr hab. inż. Ryszard Staroszczyk

Gdańsk 2019

Podziękowania

Serdecznie podziękowania składam promotorowi mojej pracy doktorskiej, Panu dr hab. inż. Ryszardowi Staroszczykowi, prof. IBW PAN, za nieocenioną pomoc w jasnym formułowaniu myśli naukowej oraz za merytoryczne i techniczne wsparcie w trakcie powstawania niniejszej pracy.

Podziękować również pragnę Panu dr Jarosławowi Biegowskiemu, za inspirację do zgłębiania zagadnień naukowych oraz za pomoc w planowaniu doświadczeń i przy weryfikacji i interpretacji wyników badań.

Podziękowania swoje kieruję ponadto do Kolegów i Koleżanek z IBW PAN i BMTcom, za dobre słowo i liczne rozmowy, które dodawały mi sił do pracy oraz za wspaniałą, rodzinną atmosferę.

Szczególnie chciałam podziękować mojej Rodzinie: mężowi, dzieciom oraz mamie za wiarę w moje możliwości oraz za wsparcie i motywację.

Basia Stachurska

Badania laboratoryjne, których wyniki wykorzystano w niniejszej rozprawie, zostały wykonane w ramach projektów badawczych:

1. *Opracowanie modelu SPH (wygładzonej hydrodynamiki cząstek) dla zagadnienia transportu osadów w przepływach z powierzchnią swobodną*, finansowanego przez Narodowe Centrum Nauki w ramach grantu nr UMO-2013/11/B/ST8/03818;

2. *Vulnerability of the Arctic coast to climate changes* (ARCOAST), finansowanego przez Norweskie Narodowe Centrum Badań i Rozwoju w ramach Polsko-Norweskiego Programu Badawczego nr POL-NOR/200336/95/2014;

oraz w ramach działalności statutowej Instytutu Budownictwa Wodnego PAN w Gdańsku, finansowanej ze środków Ministerstwa Nauki i Szkolnictwa Wyższego.

Spis treści

Streszczenie **1**

Abstract **2**

Spis oznaczeń **3**

1. Wprowadzenie **6**

1.1. Wstęp 6

1.2. Przegląd literatury 7

1.3. Cel i zakres pracy 11

2. Model teoretyczny ruchu cząstki osadu w wodzie **14**

2.1. Wstęp 14

2.2. Opis dynamiki pojedynczej cząstki osadu 15

2.2.1. Siły oporu 17

2.2.2. Siły nośne 21

2.2.3. Równania ruchu cząstki osadu 23

2.3. Opis mechanizmu odbicia cząstki osadu od dna 24

2.4. Pole prędkości wody generowane falowaniem powierzchniowym . . . 29

2.5. Pole prędkości wody w warstwie przyściennej przy dnie 34

2.5.1. Charakterystyka przydennego obszaru ruchu wody 34

2.5.2. Oscylacyjna turbulentna warstwa przyścienna 37

2.6. Wyniki prostych symulacji numerycznych 40

3. Badania laboratoryjne w kanale falowym **43**

3.1. Opis kanału falowego i urządzeń pomiarowych 43

3.2. Metodyka badań 45

3.3. Zakres badań 48

3.4. Charakterystyka zmarszczek dennych 49

3.5. Profile prędkości cząstek osadu 50

3.5.1. Przypadek A ($h = 0.185$ m, $H = 0.08$ m, $T = 1.0$ s) 51
3.5.2. Przypadek B ($h = 0.185$ m, $H = 0.10$ m, $T = 1.0$ s) 53
3.5.3. Przypadek C ($h = 0.185$ m, $H = 0.11$ m, $T = 1.0$ s) 54
3.5.4. Przypadek D ($h = 0.185$ m, $H = 0.06$ m, $T = 1.4$ s) 58
3.5.5. Przypadek E ($h = 0.185$ m, $H = 0.08$ m, $T = 1.4$ s) 59
3.5.6. Przypadek F ($h = 0.30$ m, $H = 0.10$ m, $T = 1.5$ s) 60
3.5.7. Przypadek G ($h = 0.30$ m, $H = 0.10$ m, $T = 2.0$ s) 65

4. Porównanie wyników doświadczalnych i numerycznych 68
4.1. Profile pionowe prędkości cząstek osadu 69
4.2. Zmiany prędkości osadu w zależności od fazy fali 75
4.3. Grubość warstwy ruchu saltacyjnego cząstek 77

5. Symulacje numeryczne ruchu osadu 79
5.1. Porównanie prędkości cząstek osadu i wody 79
5.2. Trajektorie cząstek osadu 83
5.3. Profile pionowe koncentracji osadu 85
5.4. Prędkość transportu osadu wzdłuż dna 86

6. Podsumowanie i wnioski 90

Literatura 93

Spis rysunków 101

Spis tabel 107

Streszczenie

Przedmiotem rozprawy jest zjawisko ruchu osadu niespoistego w wodzie wywołanego falowaniem powierzchniowym, ze szczególnym uwzględnieniem ruchu saltacyjnego ziaren osadu nad piaszczystym dnem akwenu zachodzącym wskutek działania oscylacyjnego pola prędkości wody. Głównym celem pracy było skonstruowanie lagranżowskiego modelu opisującego ruch ziaren osadu spowodowanego falowaniem oraz weryfikacja tego modelu na podstawie wyników własnych badań laboratoryjnych przeprowadzonych w kanale falowym.

W ramach badań podjętych w pracy sformułowano dwuwymiarowy model teoretyczny opisujący ruch saltacyjny sferycznej cząstki osadu, w którym uwzględniono siły hydrodynamiczne wywołane ruchem wody oraz mechanizm zderzeń cząstki z dnem. Do opisu ruchu wody zastosowano teorię fal nieliniowych Stokesa drugiego rzędu. Pole prędkości wody w warstwie leżącej bezpośrednio nad szorstkim dnem opisano przy pomocy teorii oscylacyjnej turbulentnej warstwy brzegowej.

Pomiary laboratoryjne ruchu osadu nad dnem piaszczystym pokrytym naturalnymi zmarszczkami wykonano w kanale falowym Instytutu Budownictwa Wodnego PAN. W trakcie eksperymentów dokonywano rejestracji pola prędkości cząstek osadu wykorzystując technikę PIV (particle image velocimetry). Badania wykonano dla szerokiego zakresu parametrów nieliniowych fal powierzchniowych, obejmujących kilka różnych wysokości i długości fal oraz dwie różne głębokości wody. Parametry Ursella dla poszczególnych przypadków badanych fal miały wartości z przedziału od około 18 do 39, a wartości parametru Shieldsa wynosiły od 0.18 do 0.33.

Wyniki pomiarów laboratoryjnych posłużyły do weryfikacji skonstruowanego modelu numerycznego. Ponieważ głównym narzędziem pomiarowym był system PIV służący do pomiarów chwilowych prędkości cząstek ziaren piasku w wodzie, weryfikacji dokonano poprzez porównanie prędkości osadu zmierzonych w kanale falowym z prędkościami uzyskanymi z modelu obliczeniowego. Ponadto, z analizy obrazów PIV, wyznaczano grubość warstwy ruchu saltacyjnego ziaren piasku, która była następnie porównywana z wynikami modelu. Po zweryfikowaniu modelu, przeprowadzono szereg symulacji, w wyniku których wyznaczono trajektorie ziaren piasku nad dnem, wyznaczono pionowe profile koncentracji osadu oraz obliczono prędkość transportu osadu wzdłuż dna dla wszystkich przypadków fal badanych w eksperymentach.

Abstract

The thesis is concerned with the phenomenon of noncohesive sediment motion in water due to the propagation of surface waves, with a particular focus on the mechanism of saltation of sediment grains occurring above a sandy seabed due to the action of oscillating velocity field of water. The main objective of the thesis was to develop a lagrangian model which describes the motion of sediment particles caused by surface waves, and the verification of this model by using the results of measurements carried out in a wave flume.

In the research conducted in the presented work, a two-dimensional theoretical model was formulated for the description of the mechanism of saltation of spherical particles of sediment. The model accounts for hydrodynamic forces due to the motion of water, and for the mechanism of particle collisions with the sandy seabed. The motion of water is described by the theory of non-linear second-order Stokes waves. The velocity field of water directly above the rough bed is described by means the theory of oscillating turbulent boundary layer.

Laboratory measurements of sediment motion over the sandy bed covered by natural ripples were carried out in the flume belonging to the Institute of Hydro-Engineering of the Polish Academy of Sciences. During the experiments, the sediment velocity field was recorded by using the technique of PIV (particle image velocimetry). The measurements were performed for a wide range of parameters of non-linear surface waves, comprising several wave heights and lengths and two different water depths. The values of the Ursell number for the selected wave cases varied between 18 and 39, and the values of the Shields parameter ranged from 0.18 to 0.33.

The results of laboratory measurements were used to verify the proposed numerical model. Since the main measurement tool was the PIV system recording instantaneous sand grain velocities, the verification was based on comparisons of sediment velocities obtained from the experiments and the calculations. In addition, by the analysis of PIV images, the thickness of the layer of saltation motion of sand grains was determined, to compare it with the results of modelling. Having had verified the model, a range of simulations were carried out, allowing for the determination of sand grain trajectories over the bed, the calculation of sediment concentration profiles, and the estimation of sediment transport rates for all wave cases analysed in the flume.

Spis oznaczeń

a	–	parametr bezwymiarowy,
A, A_1, A_2	–	amplitudy przemieszczenia cząstek wody nad dnem,
A_p	–	pole przekroju poprzecznego cząstki osadu,
A_u	–	współczynnik asymetrii fali powierzchniowej,
b	–	parametr bezwymiarowy,
c	–	prędkość fazowa fali powierzchniowej,
C_D, C_L, C_m	–	współczynniki oporu, siły nośnej i masy dodanej,
d_p	–	średnica cząstki sferycznej,
d_{50}	–	mediana średnicy ziarna osadu,
e	–	współczynnik utraty pędu,
$\boldsymbol{e}_D, \boldsymbol{e}_L$	–	wektory jednostkowe siły oporu i siły nośnej,
$f, f_w, f_{2.5}$	–	współczynniki tarcia,
$\boldsymbol{F}_b$	–	siła wyporu,
$\boldsymbol{F}_B$	–	siła Basseta,
$\boldsymbol{F}_D$	–	siła oporu,
$\boldsymbol{F}_g$	–	siła grawitacji,
$\boldsymbol{F}_L$	–	siła nośna,
$\boldsymbol{F}_m$	–	siła od masy dodanej cieczy,
$\boldsymbol{F}_M$	–	siła Magnusa,
g	–	przyspieszenie ziemskie,
h	–	głębokość wody,
H	–	wysokość fali powierzchniowej,
H_s	–	wysokość saltacji ziaren osadu,
k	–	liczba falowa,
L	–	długość fali powierzchniowej,
m_f	–	masa cieczy wypartej przez cząstkę osadu,
m_p	–	masa cząstki osadu,
$\boldsymbol{n}$	–	wektor jednostkowy normalny do powierzchni,
r, r_e, r_s	–	parametry szorstkości dna,

Re_p, Re_w	–	cząsteczkowa i falowa liczba Reynoldsa,
s	–	stosunek gęstości ziarna osadu i wody,
$\boldsymbol{s}$	–	wektor jednostkowy styczny do powierzchni
t	–	czas,
t'	–	parametr całkowania,
T	–	okres fali,
u_f, u_p	–	prędkości poziome cieczy i cząstki osadu,
u_∞	–	prędkość pozioma wody nad warstwą przyścienną,
$u_*, \hat{u}_*$	–	prędkości dynamiczne (tarcia),
$\bar{u}_L$	–	prędkość dryfu Stokesa,
U, U_1, U_2	–	amplitudy prędkości poziomej wody nad dnem,
U_r	–	parametr Ursella,
v_s	–	prędkość swobodnego opadania ziarna osadu,
V_p	–	objętość cząstki osadu,
$\boldsymbol{v}_f, \boldsymbol{v}_p$	–	wektory prędkości cieczy i cząstki osadu,
$\boldsymbol{v}_p^{(1)}, \boldsymbol{v}_p^{(2)}$	–	wektory prędkości cząstki przed i po odbiciu od dna,
$\boldsymbol{v}_r$	–	wektor prędkości względnej,
w_f, w_p	–	prędkości pionowe cieczy i cząstki osadu,
x, z	–	współrzędne kartezjańskie,
z_1	–	skala długości w warstwie przyściennej,
z_2	–	parametr bezwymiarowy,
α	–	kąt definiujący punkt kontaktu dwóch cząstek,
$\alpha_{min}, \alpha_{max}$	–	minimalna i maksymalna wartość kąta α,
β	–	kąt uderzenia cząstki w dno,
$\hat{\beta}$	–	parametr bezwymiarowy,
δ	–	grubość oscylacyjnej warstwy przyściennej,
η	–	elewacja powierzchni swobodnej wody,
η_r	–	wysokość zmarszczki dennej,
ζ, ζ_0	–	parametry bezwymiarowe,
θ	–	kąt fazy fali powierzchniowej,
θ_c, θ_s	–	parametry Shieldsa,
$\theta_{2.5}$	–	parametr Shieldsa dla szorstkości dna $r_s = 2.5\,d_{50}$,
κ	–	stała von Karmana,
λ_r	–	długość zmarszczki dennej,
ν	–	lepkość kinematyczna cieczy,

ν_t	–	lepkość turbulentna cieczy,
ξ	–	parametr definiujący kierunek siły tarcia,
ϱ_f, ϱ_p	–	gęstości cieczy i cząstki osadu,
τ_b	–	naprężenia ścinające na dnie,
$\hat{\tau}_b$	–	maksymalna wartość naprężenia τ_b,
φ	–	kąt w opisie mechanizmu zderzenia cząstek,
ψ	–	parametr mobilności ziarna osadu,
ω	–	częstość kołowa fali,
ω_p	–	prędkość obrotowa cząstki osadu.

1. Wprowadzenie

1.1. Wstęp

Zjawisko transportu rumowiska i osadów niespoistych w wodzie jest przedmiotem zainteresowania kilku dyscyplin naukowych, m. in. hydrologii, hydrauliki rzek, oceanografii, inżynierii środowiska i budownictwa wodnego. Ruch ziaren osadu wywołany prądem rzecznym, morskim lub falowaniem powierzchniowym jest zwykle ograniczony do relatywnie cienkiej warstwy wody znajdującej się bezpośrednio nad dnem, które zazwyczaj jest pokryte zmarszczkami lub innymi formami dennymi. Mechanizm ruchu pojedynczych ziaren osadu zależy od wielkości naprężeń wywieranych na nie przez poruszającą się wodę. W początkowej fazie ruchu osadu, po przekroczeniu pewnego krytycznego poziomu naprężeń ścinających działających na cząstki osadu na dnie, co ma miejsce już przy stosunkowo niskich prędkościach wody, ruch ziaren odbywa się poprzez ich toczenie się po dnie (złożonym z innych, nieruchomych ziaren piasku). Wraz ze wzrostem prędkości wody, a zatem i naprężeń działających na ziarna osadu, zaczynają one wykonywać charakterystyczne skoki nad dnem, nazywane saltacjami. W trakcie tego typu ruchu, ziarna piasku są, naprzemiennie, najpierw podrywane do góry w wyniku działania sił hydrodynamicznych, a następnie opadają na dno, gdzie dochodzi do ich zderzeń z innymi cząstkami osadu. Mechanizm zderzania się ziaren piasku ma charakter wysoce losowy, jeśli chodzi o kierunki ruchu i prędkości cząstek po ich odbiciu od dna, co przekłada się na losowy charakter kolejnych skoków ziaren (wysokości i długości tych skoków). Część ziaren osadu jest podrywana przez wiry w wodzie i pionowe gradienty ciśnienia cieczy na większą wysokość i pozostaje na dłużej w wyższych warstwach wody, poruszając się wraz nią w postaci tzw. osadu zawieszonego. W przypadku dalszego wzrostu prędkości wody w bezpośrednim sąsiedztwie dna dochodzi do rozmywania mikroform dennych i znacznego zwiększenia intensywności transportu osadu w postaci tzw. transportu masowego (ang. *sheet flow*), który ma często miejsce w trakcie sztormów na morzu. W umiarkowanych warunkach naturalnych, większość osadu w wodzie przemieszcza się poprzez przesuwanie, toczenie się i ruch saltacyjny ziaren piasku, nosząc nazwę transportu wleczonego (ang. *bed-load* *flow*). Przedmiotem tej pracy jest analiza i modelowanie tego właśnie rodzaju ruchu osadu nad dnem akwenu.

W przedłożonej rozprawie podjęto się sformułowania modelu teoretycznego opisującego ruchu saltacyjny ziaren piasku w przepływie generowanym propagacją falowania powierzchniowego, dla którego charakterystyczną cechą jest występowanie oscylacyjnego pola prędkości cieczy. Model ten jest podstawą zaproponowanego modelu numerycznego, który zastosowano do symulacji ruchu cząstek osadu dla różnych reżimów falowania. Integralną częścią badań omówionych w tej pracy stanowiły badania laboratoryjne wykonane w kanale falowym, w trakcie których dokonywano pomiarów prędkości cząstek osadu stosując technikę PIV (*Particle Image Velocimetry*). Wyniki z badań eksperymentalnych posłużyły do weryfikacji modelu obliczeniowego, który został następnie użyty do przeprowadzenia symulacji numerycznych ruchu osadu przy dnie dla różnych reżimów falowania powierzchniowego.

1.2. Przegląd literatury

Zagadnienie transportu osadu wleczonego stało się przedmiotem badań eksperymentalnych i teoretycznych mniej więcej w połowie ubiegłego wieku. Pierwsze istotne prace poświęcone pomiarom ruchu saltacyjnego ziaren piasku zostały opublikowane przez Bagnolda (1941), Einsteina (1942) i Chepila (1945). Eksperymenty opisane w tych pracach dotyczyły saltacji ziaren piasku w powietrzu. W roku 1950 Einstein przeprowadził badania ruchu saltacyjnego osadu w wodzie. Efektem tych pionierskich badań było wyznaczenie długości skoków saltacyjnych cząstek osadu oraz powiązanie tych długości z wymiarami i kształtem ziaren oraz z charakterystyką przepływu. Ponad trzydzieści lat po swoich pierwszych eksperymentach dotyczących ruchu saltacyjnego w powietrzu, Bagnold (1973) opisał wyniki badań nad saltacją piasku w wodzie, które zaowocowały sformułowaniem równań opisujących transport wleczony. Kolejni badacze (m.in. Francis 1973, Fernandez Luque i van Beek 1976, Abbot i Francis 1977) mierzyli wysokość i długość trajektorii ziaren osadu w wodzie wykorzystując technikę szybkiej fotografii. Uzyskane wyniki pozwoliły na wyznaczenie miąższości warstwy, w której zachodzą saltacje, oraz na określenie średnich długości skoków saltacyjnych i średnich prędkości ziaren osadu. W późniejszych latach, charakterystyki ruchu saltacyjnego mierzyli również Lee i Hsu (1994) oraz Nino i Garcia (1994, 1997), a Ancey i in. (2002) badali wpływ szorstkości dna na zjawisko saltacji osadu. Nowsze wyniki badań laboratoryjnych ruchu saltacyjnego osadu w wodzie można znaleźć w pracach

Lee i in. (2000, 2002, 2006) oraz Tanga i Wanga (2009). W tej ostatniej wykorzystano nowoczesną metodę PTV (*Particle Tracking Velocimetry*), szczególnie dobrze nadającą się do rejestracji ruchu saltacyjnego cząstek osadu w wodzie.

Powyższe prace były poświęcone badaniom laboratoryjnym fundamentalnych aspektów zjawiska ruchu saltacyjnego ziaren sedymentu nad dnem. Większość pomiarów eksperymentalnych dotyczących zjawiska ruchu rumowiska wleczonego, którego elementem jest ruch saltacyjny, koncentrowała się, co zrozumiałe, na aspektach praktycznych, będących przedmiotem zainteresowania m.in. inżynierów zajmujących się przepływami w rzekach i strefie brzegowej morza. Istotnym zagadnieniem w tego typu problematyce, w przypadku występowania osadów niespoistych, jest obecność form dennych, gdyż przyczyniają się one do powstawania turbulencji w wodzie i w znaczący sposób zwiększają opory przepływu. W literaturze można znaleźć bardzo wiele prac opisujących wyniki badań dla przepływów nad dnem pokrytym zmarszczkami w rzekach i kanałach otwartych, w których pole prędkości ma jeden, uprzywilejowany, kierunek. W kontekście tematyki będącej przedmiotem tej rozprawy bardziej interesujące są wyniki badań przeprowadzonych dla ruchu oscylacyjnego wody. Prac opisujących takiego rodzaju przepływy jest w literaturze zdecydowanie mniej niż tych poświęconych przepływom jednokierunkowym.

Jednym z pierwszych autorów badających eksperymentalnie przepływ oscylacyjny wody nad dnem pokrytym zmarszczkami był Bagnold (1946), który mierzył wymiary zmarszczek i powiązał je z amplitudą przemieszczeń elementów wody bezpośrednio nad dnem. W innej, znacznie późniejszej pracy, Jonsson i Carlsen (1976) badali eksperymentalnie oscylacyjną warstwę przyścienną generowaną propagacją fali powierzchniowej, starając się scharakteryzować wielkość naprężeń ścinających oraz miąższość tej warstwy. Podobne zagadnienie badali Grant i Madsen (1982), koncentrując się na określeniu zależności pomiędzy szorstkością dna i wartościami naprężeń ścinających na dnie.

Znaczący postęp w badaniach dynamiki osadów w przepływach oscylacyjnych nastąpił z chwilą ich podjęcia w tzw. tunelach oscylacyjnych, w których możliwe jest generowanie przepływów o parametrach zbliżonych do tych występujących w naturalnych warunkach morskich. Wyniki badań prowadzonych w tunelach oscylacyjnych można znaleźć, m.in., w pracach Sato i in. (1984), Sato (1987), Sleatha (1987), Jensena i in. (1989), Ribberinka i Al-Salema (1994), Ahmeda i Sato (2001), Doeringa i Baryly (2002), O'Donoghue i Wrighta (2004a, b), Hassana i Ribberinka (2005), van der Werfa i in. (2007). W badaniach tych, w celu wykonania pomiarów pola prędkości wody i osadu w turbulentnej warstwie przydennej, stosowano całe spektrum nowoczesnych technik, obejmujących m.in. ADV (*Acoustic Doppler Velocimeter*), LDA (*Laser Doppler Anemometer*) i PIV.

W dalszej części niniejszej pracy omówione zostaną wyniki badań laboratoryjnych w kanale falowym, w których pomiarów prędkości ziaren osadu dokonywano przy zastosowaniu metody PIV. Metoda ta, powszechnie stosowana od około dwudziestu lat do wykonywania pomiarów w przepływach jednofazowych, stanowi nadal stosunkowo nowe narzędzie pomiarowe w badaniach laboratoryjnych przepływów dwufazowych (a za takie można uważać przepływy, w których mamy do czynienia z ziarnami osadu poruszającymi się w wodzie). Wydaje się, że jedną z pierwszych udanych prób użycia metody PIV do badania ruchu ziaren piasku należy do Ahmeda i Sato (2001). Przedmiotem zainteresowania tych autorów była analiza strumienia masy osadu w warstwie przyściennej w wyniku propagacji fali powierzchniowej. Technikę PIV wykorzystali też van der Werf i in. (2007, 2008) do pomiaru prędkości cząstek sedymentu w tunelu oscylacyjnym. Z kolei Yang i in. (2011) zaprezentowali podejście, które umożliwia jednoczesne wyznaczanie pól prędkości obu faz (osadu i wody) metodą PIV poprzez zastosowanie fluorescencyjnego posiewu (znacznika w postaci drobnych kuleczek umieszczanych w wodzie). W innej pracy, Umeyama (2012) zastosował PIV do pomiarów prędkości i trajektorii cząstek wody w kanale falowym.

Spośród wymienionych powyżej prac, jedynie w dwóch (Ahmed i Sato 2001 i Umeyama 2012) opisano zastosowanie metody PIV do pomiaru ruchu cząstek osadów w wodzie w przepływach wywołanych falami grawitacyjnymi propagującymi się nad dnem pokrytym piaskiem, jest więc to nadal obszar badań eksperymentalnych stosunkowo słabo rozpoznany. Z tego względu, kilka lat temu podjęto tę tematykę w Instytucie Budownictwa Wodnego PAN w Gdańsku, rozpoczynając serię pomiarów w kanale falowym, w których dokonywano pomiarów prędkości cząstek osadu piaszczystego nad dnem pokrytym naturalnymi zmarszczkami stosując technikę PIV. Pierwsze wyniki, które uzyskano w tych badaniach, zostały opublikowane w pracy Stachurskiej i Staroszczyka (2016). Przedstawiono w niej profile pionowe i poziome prędkości osadu zmierzone nad dnem dla różnych faz fali powierzchniowej oraz zaprezentowano wyniki oszacowań miąższości warstwy przydennej, w której odbywa się intensywny ruch ziaren osadu. Kontynuacją tych badań jest praca Stachurskiej i Staroszczyka (2019), w której porównano prędkości cząstek osadu i wody w sąsiedztwie dna pokrytego zmarszczkami dla szerokiego zakresu parametrów nieliniowych fal powierzchniowych. Podobnych porównań dotyczących prędkości osadu i wody, również na bazie pomiarów metodą PIV, dokonali niedawno Gilchrist i in. (2018).

Równolegle z badaniami eksperymentalnymi, w wielu ośrodkach naukowych na świecie prowadzono intensywne prace nad rozwojem teorii opisujących zjawiska obserwowane zarówno w laboratorium jak i w warunkach naturalnych. Pierwsze modele teoretyczne mechanizmu saltacji ziaren osadu zaproponowano w pracach Owena (1964), Abbotta i Francisa (1977) oraz Wiberg i Smitha (1985, 1987). W tych pierwszych pracach zidentyfikowano najważniejsze czynniki, które należy uwzględnić w opisie analitycznym, wyznaczono wartości parametrów fizycznych oraz sformułowano równania ruchu ziaren osadu. Zaproponowano także opisy mechanizmu zderzenia cząstki osadu z dnem, z uwzględnieniem losowego charakteru tego zjawiska. Wraz z pojawianiem się coraz większej ilości wyników laboratoryjnych następował dalszy rozwój modeli analitycznych opisujących mechanizm saltacji (van Rijn 1993, Nino i in. 1994, Lee i Hsu 1994, Nino i Garcia 1995, 1996, 1998, Lukerchenko i in. 2006). Większość z istniejących modeli saltacji ziaren osadu jest dwuwymiarowa, ale w ostatnich kilkunastu latach skonstruowano kilka modeli trójwymiarowych (Lee i in. 2006, Lukerchenko i in. 2009, Bialik i in. 2012, Kharlamova i Vlasak 2015). Istotny wkład w najnowszy rozwój modeli saltacji ziaren osadu wnieśli badacze związani z Instytutem Geofizyki PAN w Warszawie: Rowiński (1995), Bialik i Czernuszenko (2007, 2013), Czernuszenko (2009, 2013), Bialik (2010, 2011), Bialik i in. (2012). Szerszy przegląd literatury na ten temat można znaleźć, m.in., w pracach Bialika (2015) i Barati i in. (2018).

W kontekście modelowania zachowania osadu w strefie brzegowej morza bardzo istotne jest realistyczne opisanie pola prędkości wody w oscylacyjnej turbulentnej warstwie przyściennej (*wave bottom boundary layer*, WBBL). Zagadnieniu temu poświęcono wiele wysiłku w dwóch ostatnich dekadach ubiegłego stulecia. Zaproponowane wtedy modele, wciąż używane do dzisiaj, zostały oparte na szeregu uproszczeń, różniących się pomiędzy poszczególnymi teoriami, które zostały wprowadzone w celu rozwiązania równania Naviera-Stokesa dla obszaru cieczy nad dnem. Najważniejsze z tych uproszczeń dotyczą opisu przydennych naprężeń ścinających, zmienności lepkości turbulentnej w kierunku pionowym i sposobu opisu zmian energii kinetycznej turbulencji w warstwie przyściennej (Pruszak 1998). Wydaje się, że największy wkład w rozwój teorii oscylacyjnej warstwy przyściennej wnieśli Madsen i jego współpracownicy (Grant i Madsen 1979, 1986, Madsen i Salles 1998, Gonzales-Rodriguez i Madsen 2007, 2011). Prosty model zaproponowany w pierwszym z powyższych artykułów (Grant i Madsen 1979), oparty na założeniu liniowego wzrostu lepkości turbulentnej wraz z odległością od dna, nadal nie stracił na swojej atrakcyjności aplikacyjnej. Nieco bardziej złożona wersja tego modelu została zaproponowana przez Brevika (1981), a następnie rozwinięta przez Kaczmarka i Ostrowskiego (1992). Bardziej złożonym podejściem jest uwzględnienie w opisie warstwy przyściennej zmienności energii kinetycznej turbulencji generowanych w cieczy. Przykładem jest model sformułowany przez Fredsoe i Deigaarda (1992). Na jeszcze innej koncepcji oparty jest model Fredsoe (1984), którego równania otrzymano poprzez scałkowanie równań Naviera-Stokesa po grubości warstwy przyściennej przy założeniu parabolicznej zmienności lepkości turbulentnej w warstwie. Model ten znalazł zastosowanie m.in. w tzw. trójwarstwowym modelu transportu rumowiska przeznaczonym do rozwiązywania zagadnień o znaczeniu praktycznym, który był rozwijany w Instytucie Budownictwa Wodnego PAN w Gdańsku w latach 90. ubiegłego stulecia (Kaczmarek 1999, Ostrowski 2004).

1.3. Cel i zakres pracy

Z przedstawionego powyżej przeglądu literatury poświęconej badaniom zjawiska transportu osadu wleczonego, ze szczególnym uwzględnieniem mechanizmu saltacji ziaren osadu niespoistego (który to mechanizm, zdaniem wielu badaczy, jest dominującym sposobem ruchu osadu dennego) wynika, że stosunkowo niewiele jest prac, w których badano zjawisko saltacji ziaren osadu w warunkach propagacji fal powierzchniowych. Również niewielka jest liczba publikacji (zaledwie kilka) opisujących badania laboratoryjne ruchu osadu w oscylacyjnej warstwie przydennej w przepływach z powierzchnią swobodną – zdecydowana większość opublikowanych prac dotyczy badań przeprowadzonych w tunelu oscylacyjnym, w którym górna powierzchnia wody jest ograniczona poziomą płytą. Spośród zaś tych prac, w których badano eksperymentalnie ruch osadu wywołany falowaniem, tylko w dwóch (według wiedzy autorki rozprawy) prędkości osadu były mierzone techniką PIV. Ponieważ PIV jest techniką, której możliwości i ograniczenia w odniesieniu do pomiarów ruchu osadu w wodzie są jeszcze nie do końca rozpoznane, zastosowanie tej metody pomiarowej ma nadal elementy nowości.

W świetle powyższych wniosków wynikających z przeglądu literatury, sformułowano następujący **cel pracy**:

Skonstruowanie modelu lagranżowskiego opisującego ruch cząstek osadu w wodzie wywołany falowaniem powierzchniowym i weryfikacja tego modelu na podstawie wyników własnych badań laboratoryjnych w kanale falowym.

Aby zrealizować postawiony cel pracy, wykonano następujące zadania:

- dokonano analizy literatury poświęconej tematyce dynamiki osadu w oscylacyjnym polu prędkości wody i na tej podstawie sformułowano cel i zakres badań;
- sformułowano model teoretyczny opisujący dynamikę cząstki osadu w wodzie z uwzględnieniem mechanizmu zderzenia cząstki z dnem;
- w oparciu o opis teoretyczny skonstruowano model numeryczny do symulacji ruchu cząstki osadu w polu prędkości wody generowanym falowaniem powierzchniowym;
- przeprowadzono badania laboratoryjne w kanale falowym, w trakcie których mierzono prędkości ziaren osadu stosując technikę PIV;
- w celu zweryfikowania poprawności modelu numerycznego porównano profile prędkości osadu wyznaczone w kanale falowym z prędkościami uzyskanymi z obliczeń;
- przeprowadzono symulacje numeryczne mające na celu wyznaczenie trajektorii cząstek osadu nad dnem, oszacowanie miąższości warstwy intensywnego ruchu saltacyjnego ziaren piasku, wyznaczenie pionowych profili koncentracji osadu w wodzie, obliczenie prędkości transportu osadu wzdłuż dna.

Całość zasadniczej części pracy podzielono na sześć rozdziałów. W otwierającym rozdziale pierwszym dokonano przeglądu literatury i sformułowano cel pracy i jej zakres. Rozdział drugi jest poświęcony prezentacji modelu teoretycznego opisującego zachowanie ziarna osadu w oscylacyjnym polu prędkości. W pierwszej części tego rozdziału przeanalizowano dynamikę pojedynczego ziarna osadu modelowanego jako cząstka sferyczna. Scharakteryzowano najważniejsze parametry fizyczne oraz siły działające na cząstkę, a następnie, stosując podejście lagranżowskie, sformułowano równania ruchu i trajektorii cząstki w zadanym polu prędkości. W dalszej kolejności opisano mechanizm zderzenia cząstki sferycznej z dnem. Druga część rozdziału jest poświęcona opisowi pola prędkości generowanego propagacją fal powierzchniowych. Przedstawiono w niej równania ruchu wody wynikające z teorii nieliniowych fal Stokesa drugiego rzędu, a następnie omówiono równania opisujące pole prędkości wody w turbulentnej warstwie brzegowej w bezpośrednim sąsiedztwie szorstkiego dna. Na koniec rozdziału, zaprezentowano wyniki prostych symulacji numerycznych, których celem było sprawdzenie poprawności obliczeniowej skonstruowanego modelu numerycznego.

W rozdziale trzecim omówiono badania laboratoryjne przeprowadzone w kanale falowym. Ich zasadniczym celem było wykonanie pomiarów prędkości ziaren piasku nad dnem pokrytym zmarszczkami. Stosując technikę PIV, wyznaczono rozkłady przestrzenne prędkości osadu wzdłuż profili pionowych i poziomych nad dnem, analizując zmiany tych rozkładów w zależności od parametrów fal powierzchniowych i głębokości wody. Na wstępie rozdziału opisano stanowisko pomiarowe i zastosowaną aparaturę badawczą oraz omówiono metodykę badań, a następnie przedstawiono i szczegółowo przedyskutowano wyniki pomiarów prędkości cząstek sedymentu w obszarze nad dnem, wykonanych dla siedmiu wybranych przypadków fal.

W rozdziale czwartym przeprowadzono porównania wyników eksperymentalnych uzyskanych w kanale falowym z wynikami modelu numerycznego opartego na opisie teoretycznym ruchu cząstek osadu sformułowanym w rozdziale drugim rozprawy. Umożliwiło to zweryfikowanie poprawności i ocenę dokładności skonstruowanego modelu obliczeniowego.

Rozdział piąty jest poświęcony prezentacji wyników symulacji ruchu osadu przeprowadzonych przy zastosowaniu autorskiego modelu numerycznego. W pierwszej kolejności porównano prędkości cząstek osadu z prędkościami wody, analizując stosunek ich wielkości w zależności od fazy fali powierzchniowej. Następnie zilustrowano obliczone trajektorie cząstek osadu nad dnem dla kilku przypadków fal. W dalszej kolejności przedstawiono wyznaczone z obliczeń profile pionowe koncentracji cząstek osadu, a na koniec pokazano obliczone prędkości transportu osadu wzdłuż dna.

W ostatnim, szóstym rozdziale, podsumowano całość rozprawy i sformułowano najważniejsze wnioski wynikające z przeprowadzonych badań teoretycznych, laboratoryjnych i symulacji numerycznych.

2. Model teoretyczny ruchu cząstki osadu w wodzie

2.1. Wstęp

Niniejszy rozdział poświęcony jest opisowi teoretycznemu zjawiska ruchu cząstek osadu w przepływie wody generowanym falowaniem powierzchniowym. Rozpatrywane jest zagadnienie płaskie ruchu wody nad poziomym dnem piaszczystym, w którym pole prędkości w kolumnie cieczy jest wyznaczane przy założeniu, iż ruch cieczy jest potencjalny (bezwirowy). W cienkiej turbulentnej warstwie przydennej zakłada się, że gradient prędkości cieczy w kierunku pionowym jest znacznie większy od gradientu w kierunku poziomym, wobec tego pole prędkości wody można opisać w sposób przybliżony stosując rozwiązanie uzyskane dla jednowymiarowego zagadnienia ruchu cieczy lepkiej. Dla tak opisanego pola prędkości wody konstruuje się model lagranżowski ruchu pojedynczego ziarna osadu (modelowanego jako cząstka sferyczna), poddanego działaniu sił hydrodynamicznych wywołanych ruchem wody o charakterze oscylacyjnym. W oparciu o bilans wszystkich sił działających na cząstkę formułuje się układ równań różniczkowych opisujących jego ruch w wodzie. Następnie analizowany jest mechanizm zderzenia cząstki osadu z dnem, który prowadzi do jej charakterystycznych skoków nad dnem, określanych jako ruch saltacyjny.

W pierwszej części rozdziału analizowana jest dynamika pojedynczego ziarna osadu. W podrozdziale 2.2 omówiono siły działające na cząstkę osadu (siły grawitacji, wyporu, nośne i oporu) oraz przedstawiono równania opisujące ruch cząstki pod wpływem tychże sił. W następnym podrozdziale 2.3 dyskutowany jest mechanizm zderzenia cząstki sferycznej z dnem pokrytym podobnymi ziarnami osadu. W kolejnych dwóch podrozdziałach analizowane jest pole prędkości wody generowane falowaniem powierzchniowym. W podrozdziale 2.4, stosując teorię tzw. drugiego przybliżenia Stokesa dla nieliniowych fal wodnych, sformułowano równania opisujące pole prędkości w całej kolumnie wody, obowiązujące przy założeniu, że dno jest idealnie gładkie. Podrozdział 2.5 poświęcony jest analizie pola prędkości wody w pobliżu dna szorstkiego. Przedyskutowano w nim najważniejsze parametry charakteryzujące dynamikę procesów występujących bezpośrednio nad dnem morskim pokrytym osadami niespoistymi, a następnie przedstawiono równania opisujące ruch wody w tzw. oscylacyjnej turbulentnej warstwie przyściennej przy dnie. W ostatnim podrozdziale 2.6 najpierw opisano metodę numeryczną zastosowaną w modelu obliczeniowym do całkowania układu równań ruchu cząstki osadu w polu prędkości wody generowanym falowaniem, a następnie przedstawiono wyniki prostych symulacji numerycznych, w których analizowano zagadnienie swobodnego opadania ziaren piasku w wodzie. Porównanie prędkości swobodnego opadania ziaren uzyskanych ze wzoru analitycznego oraz z zaproponowanego modelu numerycznego umożliwiło weryfikację poprawności obliczeniowej modelu. Wyniki symulacji numerycznych dla warunków falowych występujących w laboratorium (w kanale falowym) przedstawione są w rozdziale 4 pracy (w którym przeprowadzono porównania wyników z obliczeń oraz z pomiarów), oraz w rozdziale 5 .

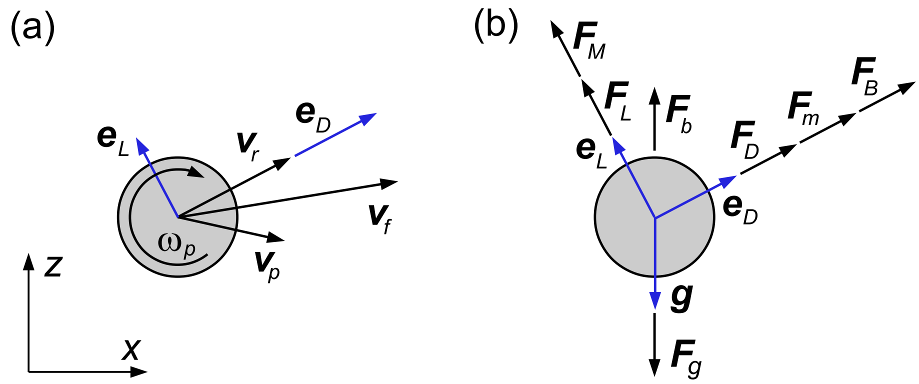
2.2. Opis dynamiki pojedynczej cząstki osadu

W przedstawionym poniżej modelu teoretycznym dynamiki pojedynczej cząstki osadu zakłada się, że cząstka jest kulą o średnicy d_p, objętości V_p, gęstości ϱ_p i masie m_p. Kula ta porusza się w cieczy o gęstości ϱ_f ($\varrho_f < \varrho_p$). Ruch cząstki osadu opisany jest wektorem prędkości $\boldsymbol{v}_p(\boldsymbol{x}, t)$, natomiast pole prędkości cieczy opisane jest wektorem $\boldsymbol{v}_f(\boldsymbol{x}, t)$, gdzie $\boldsymbol{x}$ jest wektorem określającym położenie cząstki w przestrzeni, a t oznacza czas. Przyjmując prostokątny układ współrzędnych przestrzennych Oxz, z poziomą osią x skierowaną w prawo i pionową osią z skierowaną w górę (patrz rys. 2.1a), wektor chwilowego położenia cząstki $\boldsymbol{x}_p$ ma składowe x_p i z_p. Składowe wektora prędkości $\boldsymbol{v}_p$ wzdłuż osi x i z oznaczone są, odpowiednio, przez u_p i w_p. Analogicznie, wektor prędkości cieczy $\boldsymbol{v}_f$ ma składową poziomą u_f i pionową w_f. Ponadto, cząstka sferyczna może wykonywać obroty w płaszczyźnie Oxz, opisane częstością kołową ω_p i wektorem $\boldsymbol{\omega}_p$ skierowanym prostopadle do płaszczyzny Oxz (płaszczyzny rysunku).

W analizie ruchu cząstki osadu istotne znaczenie ma wektor chwilowej prędkości cząstki względem cieczy, oznaczany tutaj przez $\boldsymbol{v}_r$, gdyż większość sił hydrodynamicznych działających na cząstkę osadu jest zależna od tej prędkości. Wektor $\boldsymbol{v}_r$, wraz z jego składowymi kartezjańskimi u_r i w_r, jest zdefiniowany następująco:

$$\boldsymbol{v}_r = \boldsymbol{v}_f - \boldsymbol{v}_p, \quad u_r = u_f - u_p, \quad w_r = w_f - w_p. \tag{2.1}$$

Na kulistą cząstkę osadu poruszającą się w cieczy działa szereg sił. Dwie siły, siła ciężkości $\boldsymbol{F}_g$ i siła wyporu $\boldsymbol{F}_b$, mają charakter statyczny i działają niezmiennie w



Rys. 2.1. Wektory prędkości cząstki osadu (a) i sił na nią działających (b).

tym samym, pionowym kierunku z. Są one zdefiniowane wzorami

$$\boldsymbol{F}_g = m_p \boldsymbol{g}, \quad \boldsymbol{F}_b = -m_f \boldsymbol{g}, \tag{2.2}$$

gdzie m_f jest masą cieczy wypartą przez cząstkę ($m_f = \varrho_f V_p$), natomiast $\boldsymbol{g}$ jest wektorem przyspieszenia ziemskiego o składowych $\boldsymbol{g} = [0, -g]$, $g = 9.81\ \mathrm{m\,s^{-2}}$. Pozostałe siły działające na cząstkę mają charakter dynamiczny, zmienny w czasie. W ogólności, siły hydrodynamiczne działające w kierunku wektora prędkości obiektu poruszającego się w cieczy nazywamy siłami oporu, natomiast te działające prostopadle do wektora prędkości – siłami nośnymi (Landau i Lifszyc 1994). Wyróżnić zatem można dwa charakterystyczne chwilowe kierunki wektorów sił hydrodynamicznych, opisane wektorami jednostkowymi: $\boldsymbol{e}_D$ dla sił oporu i $\boldsymbol{e}_L$ dla sił nośnych, pokazanymi na rys. 2.1b. Z definicji,

$$\boldsymbol{e}_D = \frac{\boldsymbol{v}_r}{|\boldsymbol{v}_r|}, \quad \boldsymbol{e}_L = \boldsymbol{e}_D \times \boldsymbol{j}, \quad \boldsymbol{e}_D \cdot \boldsymbol{e}_L = 0, \tag{2.3}$$

gdzie symbol $\times$ oznacza mnożenie wektorowe, symbol $\cdot$ (kropka) oznacza mnożenie skalarne wektorów, a $\boldsymbol{j}$ jest wersorem osi y prostopadłej do płaszczyzny Oxz (z zachowaniem prawoskrętności układu osi współrzędnych x, y, z). W przyjętym układzie współrzędnych kartezjańskich wektory jednostkowe $\boldsymbol{e}_D$ i $\boldsymbol{e}_L$ mają następujące składowe:

$$\boldsymbol{e}_D = \frac{[u_r, w_r]}{|\boldsymbol{v}_r|}, \quad \boldsymbol{e}_L = \frac{[-w_r, u_r]}{|\boldsymbol{v}_r|}, \quad |\boldsymbol{v}_r| = \sqrt{u_r^2 + w_r^2}. \tag{2.4}$$

Poniżej zostaną omówione poszczególne rodzaje sił oporu i sił nośnych uwzględnionych w analizie ruchu cząstki osadu w cieczy.

2.2.1. Siły oporu

Pierwszą z sił, która zwykle jest największą z sił hydrodynamicznych działających na obiekt poruszający się w cieczy, jest siła oporu F_D. W klasycznym rozwiązaniu Stokesa dla zagadnienia ruchu kuli w cieczy siła oporu jest proporcjonalna do pierwszej potęgi prędkości i wymiarów liniowych obiektu (Landau i Lifszyc 1994). Pamiętać jednak należy, że rozwiązanie Stokesa jest ważne jedynie w przypadku małych wymiarów kul i małych prędkości ruchu – czyli dla małych (rzędu jedności i mniejszych) cząsteczkowych liczb Reynoldsa Re_p, zdefiniowanych wzorem

$$Re_p = \frac{|\boldsymbol{v}_r|\, d_p}{\nu}, \tag{2.5}$$

gdzie ν jest lepkością kinematyczną cieczy (równą około 10^{-6} dla wody). W przypadku przepływów ze znacznie większą liczbą Reynoldsa Re_p, a z takimi warunkami mamy zwykle do czynienia w zagadnieniach ruchu cząstek osadu w kanałach otwartych (rzekach) i w strefie brzegowej morza, na ogół przyjmuje się, że siła oporu jest proporcjonalna do kwadratu prędkości względnej $|\boldsymbol{v}_r|$. Najczęściej (Wiberg i Smith 1985, Nino i Garcia 1994, Nielsen 2009) siłę oporu opisuje się równaniem

$$\boldsymbol{F}_D = \tfrac{1}{2}\, C_D\, \varrho_f\, A_p\, |\boldsymbol{v}_r| \boldsymbol{v}_r, \tag{2.6}$$

gdzie $A_p = \pi d_p^2/4$ jest polem przekroju poprzecznego cząstki kulistej, a wielkość C_D jest współczynnikiem oporu. Kwestii wyznaczenia wielkości tego współczynnika w zależności od cząsteczkowej liczby Reynoldsa poświęcono wiele prac eksperymentalnych – obszerne zestawienie uzyskanych wyników pomiarów można znaleźć m. in. w pracy Browna i Lawlera (2003). W oparciu o dane eksperymentalne opracowano szereg formuł analitycznych aproksymujących zależność współczynnika C_D od liczby Reynoldsa Re_p. Formuły te różnią się między sobą złożonością analityczną, szacowaną dokładnością oraz zakresem liczb Re_p, dla których obowiązują (Mikhailov i Silva Freire 2013, Barati i in. 2014, 2018). W niniejszej pracy ograniczono się do trzech przybliżeń, które mają tę zaletę, że są stosunkowo proste i dlatego obliczeniowo bardziej wydajne niż wzory przedstawione w powyższych dwóch artykułach. Pierwszym przybliżeniem jest zestaw wzorów aproksymacyjnych o ogólnej postaci

$$C_D = a_1 + \frac{a_2}{Re_p} + \frac{a_3}{Re_p^2}, \tag{2.7}$$

które zaproponowali Morsi i Alexander (1972). Współczynniki a_1, a_2 i a_3 wyznaczono dla ośmiu przedziałów liczb Reynoldsa, poprzez korelację danych doświadczalnych z przybliżeniem (2.7). W poniższym zestawieniu ograniczono się do podania wzorów dla zakresu $Re_p \leq 5000$:

$$C_D = \frac{24}{Re_p}, \qquad 0 < Re_p \leq 0.1, \tag{2.8}$$

$$C_D = 3.690 + \frac{22.73}{Re_p} + \frac{0.0903}{Re_p^2}, \qquad 0.1 < Re_p \leq 1, \tag{2.9}$$

$$C_D = 1.222 + \frac{29.167}{Re_p} - \frac{3.889}{Re_p^2}, \qquad 1 < Re_p \leq 10, \tag{2.10}$$

$$C_D = 0.6167 + \frac{46.5}{Re_p} - \frac{116.67}{Re_p^2}, \qquad 10 < Re_p \leq 100, \tag{2.11}$$

$$C_D = 0.3664 + \frac{98.33}{Re_p} - \frac{2778}{Re_p^2}, \qquad 100 < Re_p \leq 1000, \tag{2.12}$$

$$C_D = 0.357 + \frac{148.62}{Re_p} - \frac{47500}{Re_p^2}, \qquad 1000 < Re_p \leq 5000. \tag{2.13}$$

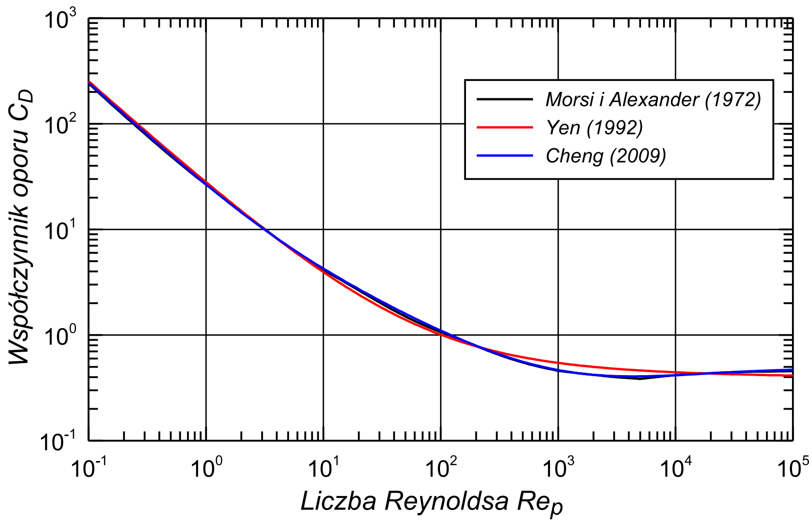
Yen (1992) i Cheng (2009) zaproponowali formuły, w których zmienność współczynnika C_D w całym zakresie ich stosowalności ($Re_p < 2 \times 10^5$) jest opisana pojedynczym równaniem. Pierwszy ze wzorów ma postać:

$$C_D = \frac{24}{Re_p}\left(1 + 0.15\sqrt{Re_p} + 0.017\,Re_p\right) - \frac{0.208}{1 + 10^4\,Re_p^{-0.5}}, \qquad Re_p < 2 \times 10^5, \tag{2.14}$$

natomiast wzór Chenga zapisuje się następująco:

$$C_D = \frac{24}{Re_p}\left(1 + 0.27\,Re_p\right)^{0.43} + 0.47\left[1 - \exp\left(-0.04\,Re_p^{0.38}\right)\right], \qquad Re_p < 2 \times 10^5. \tag{2.15}$$

Zależność współczynnika oporu od cząsteczkowej liczby Reynoldsa Re_p, w zależności od przyjętego sposobu aproksymacji C_D, (2.8)–(2.13), (2.14) i (2.15), jest zilustrowana na rys. 2.2. Jak widać na wykresach, wzory Morsiego i Alexandra (1972) oraz Chenga (2009) dają bardzo zbliżone rezultaty dla całego zakresu liczb Reynoldsa $Re_p \leq 10^5$, natomiast przybliżenie Yena (1992) daje wyniki nieznacznie różniące się od pozostałych dwóch metod aproksymacji współczynnika C_D dla zakresu $Re_p \gtrsim 200$. W podrozdziale 2.6 przedstawiono wyniki obliczeń prędkości swobodnego opadania cząstki sferycznej osadu w wodzie, które ilustrują wpływ metody aproksymacji współczynnika oporu na uzyskane wartości liczbowe.



Rys. 2.2. Zależność współczynnika oporu C_D od liczby Reynoldsa Re_p. Porównanie wartości uzyskanych przy zastosowaniu różnych wzorów aproksymujących C_D.

Siła oporu zdefiniowana równaniem (2.6) zależy od chwilowej prędkości ruchu cząstki sferycznej względem otaczającej ją cieczy. Innym rodzajem sił oporu działających na obiekt poruszający się w cieczy są siły spowodowane jego przyspieszeniem względem cieczy. Pierwszą z takich sił oporu jest tzw. siła od masy stowarzyszonej (dodanej) cieczy, F_m, która jest proporcjonalna do chwilowego przyspieszenia względnego cząstki i cieczy. Występowanie tej siły jest spowodowane bezwładnością cieczy otaczającej poruszającą się cząstkę, która musi zostać pokonana w trakcie przyspieszania cieczy znajdującej się w bezpośrednim sąsiedztwie przyspieszającej cząstki. W ogólności, objętość cieczy wprawionej przez ruch cząstki sferycznej jest nieograniczona (zmienia się jedynie wielkość przyspieszenia elementów cieczy w zależności od ich odległości od cząstki), ale dla celów praktycznych umownie zakłada się, że przyspieszana jest jedynie pewna ograniczona objętość cieczy, równa iloczynowi objętości cząstki sferycznej i bezwymiarowego współczynnika masy dodanej, C_m. To znaczy, siłę bezwładności $\boldsymbol{F}_m$ zapisuje się równaniem

$$\boldsymbol{F}_m = C_m m_f \left(\frac{\mathrm{D}\boldsymbol{v}_f}{\mathrm{D}t} - \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}_p}{\mathrm{d}t} \right), \tag{2.16}$$

gdzie $m_f = \varrho_f V_p$ jest masą cieczy wypartej przez cząstkę kulistą. W równaniu (2.16) występuje operator Stokesa (operator pochodnej substancjalnej, inaczej materialnej), który jest zdefiniowany (dla przestrzeni dwuwymiarowej) wzorem

$$\frac{\mathrm{D}}{\mathrm{D}t} = \frac{\partial}{\partial t} + u_f \frac{\partial}{\partial x} + w_f \frac{\partial}{\partial z}\,. \tag{2.17}$$

Obecność pochodnej substancjalnej w równaniu (2.16) wynika z faktu, że pole prędkości cieczy jest opisane we współrzędnych przestrzennych (Eulera), w odróżnieniu od pola prędkości cząstki, które jest opisane we współrzędnych materialnych (Lagrange'a). W literaturze przedmiotu (Wiberg i Smith 1985, Mei i in. 1991, Nino i Garcia 1998) panuje zgodność co do tego, że współczynnik masy dodanej dla cząstki o kształcie sferycznym wynosi $C_m = 0.5$, i taka też wartość jest stosowana w niniejszej pracy.

Drugą z sił oporu zależną od pola przyspieszenia jest siła Basseta, $\boldsymbol{F}_B$. Siła ta jest spowodowana oporem, na jaki napotyka poruszająca się cząstka w wyniku rozwoju lepkiej warstwy przyściennej na powierzchni cząstki od początku procesu jej przyspieszania (tj. od chwili początkowej $t = 0$, kiedy przyspieszenie było równe zeru) do chwili bieżącej t. Wielkość tej siły opisuje zatem historię sił lepkości działających na cząstkę w trakcie zmiany jej prędkości. Najczęściej (Mei i in. 1991, Nino i Garcia 1998, Barati i in. 2018) siłę Basseta opisuje się wzorem

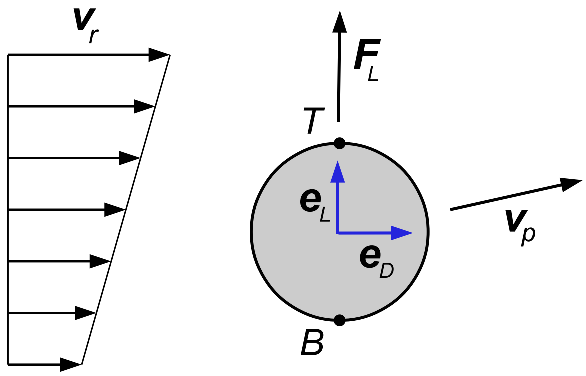
$$\boldsymbol{F}_B(t) = \frac{3}{2}\varrho_f d_p^2 \sqrt{\pi\nu} \int_0^t \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}_r}{\mathrm{d}t'} \frac{\mathrm{d}t'}{\sqrt{t-t'}}\,, \tag{2.18}$$

gdzie t' jest parametrem całkowania. Czas, przez który układ cząstka–ciecz "pamięta" siły lepkie z przeszłości ($t' < t$) jest opisany drugim członem pod znakiem całki w równaniu (2.18), tzn. $(t-t')^{-1/2}$. Niektórzy autorzy (Lawrence i Mei 1995) uważają, że w przypadku przepływów o dużej liczbie Reynoldsa czas pamięci jest znacznie krótszy niż zapisano w klasycznym sformułowaniu (2.18), i dlatego postulują dla takich przypadków stosowanie w definicji siły Basseta członu $(t-t')^{-2}$ (zapewniającego znacznie szybszy zanik efektów sił lepkości w czasie).

Nino i Garcia (1994, 1998) wykazali, że efekt siły Basseta maleje wraz ze wzrostem liczby Reynoldsa Re_p oraz ze wzrostem wymiarów ziaren osadu: odgrywa on zauważalną rolę w przypadku piasku drobnego dla zakresu $Re_p \lesssim 50$, ale jest pomijalnie mały w przypadku tego samego piasku w zakresie $500 < Re_p < 5000$; dla ziaren żwiru efekt tej siły jest znikomy w całym zakresie liczb Reynolds Re_p. Wielu autorów (np. Smith i Wiberg 1985, Lee i in. 2006, Bialik 2012, Czernuszenko 2013) zakłada, że udział siły Basseta w całkowitym bilansie sił działających na cząstkę osadu poruszającą się w wodzie jest niewielki i pomija tę siłę w analizie dynamiki osadu. W niniejszej pracy także zdecydowano się na nieuwzględnianie siły Basseta w bilansie sił działających na cząstkę sferyczną osadu.

2.2.2. Siły nośne

Jak już wspomniano, w pracy rozważa się dwa rodzaje sił nośnych, $\boldsymbol{F}_L$ i $\boldsymbol{F}_M$ (patrz rys. 2.1 na str. 16), działających na pojedynczą cząstkę osadu w kierunku prostopadłym do wektora prędkości względnej $\boldsymbol{v}_r$. Obie siły spowodowane są podobnym mechanizmem, mianowicie różnicą prędkości względnych $|\boldsymbol{v}_r|$ po przeciwległych stronach powierzchni kuli, wskutek czego na przeciwległych częściach powierzchni kuli występują różne ciśnienia, co w konsekwencji prowadzi do powstania siły wypadkowej skierowanej prostopadle do wektora prędkości względnej. Pierwsza z rozważanych sił nośności, często nazywana siłą Saffmana, jest wywołana występowaniem poprzecznego gradientu prędkości cieczy w stosunku do kierunku ruchu cząstki, co zilustrowano na rys. 2.3.



Rys. 2.3. Sferyczna cząstka osadu poruszająca się w polu prędkości $\boldsymbol{v}_r = \boldsymbol{v}_f - \boldsymbol{v}_p$.

W pierwotnym sformułowaniu (Saffman 1965) siła nośna wywołana poprzecznym gradientem prędkości cieczy została zdefiniowana wzorem:

$$\boldsymbol{F}_L = C_L\, \varrho_f\, d_p^2 \sqrt{\nu}\, |\boldsymbol{v}_r| \left|\frac{\partial \boldsymbol{v}_f}{\partial s}\right|^{0.5} \boldsymbol{e}_L\,, \tag{2.19}$$

gdzie $C_L = 1.615$ jest współczynnikiem siły nośnej. Powyższe równanie obowiązuje jedynie dla małych liczb Reynoldsa ($Re_p < 1$). Dla przypadków większych prędkości ruchu cząstek osadu sformułowano szereg alternatywnych wzorów opisujących siłę $\boldsymbol{F}_L$ (np. Mei 1992, Barati i in. 2018), z których najszersze zastosowanie znalazł następujący wzór (Widberg i Smith 1985):

$$\boldsymbol{F}_L = \tfrac{1}{2}\, C_L\, \varrho_f\, A_p \left(|\boldsymbol{v}_r|_T^2 - |\boldsymbol{v}_r|_B^2\right) \boldsymbol{e}_L, \tag{2.20}$$

w którym siła nośna jest proporcjonalna do różnicy kwadratów prędkości względnych $\boldsymbol{v}_r$ w poprzek ziarna osadu, tzn. w punktach B i T na powierzchni kuli, pokazanych na rys. 2.3.

W odróżnieniu od siły oporu $\boldsymbol{F}_D$, dla wyznaczenia której wykonano wiele eksperymentów i sformułowano wiele formuł aproksymujących wartość współczynnika oporu C_D dla szerokiego zakresu liczb Reynoldsa Re_p, wyznaczenie w laboratorium siły nośnej $\boldsymbol{F}_L$, a zatem i współczynnika C_L, jest zadaniem dużo trudniejszym. Stąd wynikają stosunkowo duże różnice pomiędzy wartościami C_L, które można znaleźć w literaturze. Przykładowe wartości podawane przez różnych autorów: $C_L = 0.2$ (Wiberg i Smith 1985, Nino i Garcia 1998), $C_L = 0.75$ (Maldonado i Borthwick 2014), $C_L = 4.6$ (Lee i in. 2000). Wydaje się, że najczęściej stosowanym w praktyce przybliżeniem (Anderson i Hallet 1986, Lee i Hsu 1994) jest powiązanie współczynników siły nośnej i oporu zależnością

$$C_L = 0.85\, C_D \,, \tag{2.21}$$

opartą na wynikach pomiarów eksperymentalnych Chepila (1958) dla zakresu cząsteczkowych liczb Reynoldsa $Re_p \leq 2500$. Zależność (2.21) będzie stosowana również w niniejszej rozprawie.

Drugim rodzajem siły nośnej rozważanym w pracy jest siła Magnusa, $\boldsymbol{F}_M$, spowodowana ruchem obrotowym cząstki osadu w cieczy. Ruch ten generuje różne prędkości względne cieczy, a zatem i różne ciśnienia hydrodynamiczne, na przeciwległych stronach cząstki sferycznej, co prowadzi do powstania siły działającej w kierunku prostopadłym do wektora prędkości. Spośród sformułowań zaproponowanych w literaturze (np. Rubinow i Keller 1961, Nino i Garcia 1994, 1998) do opisu siły Magnusa, wybrano następujący wzór (Barati i in. 2018):

$$\boldsymbol{F}_M = \tfrac{1}{2}\, C_M\, \varrho_f\, A_p\, |\boldsymbol{v}_r| \left(\boldsymbol{v}_r \times \frac{\boldsymbol{\omega_p}}{\omega_p} \right), \tag{2.22}$$

gdzie C_M jest współczynnikiem siły nośnej Magnusa. W ogólności zależy on od tzw. obrotowej liczby Reynoldsa Re_ω , zdefiniowanej wzorem

$$Re_\omega = \frac{|\omega_p|\, d_p^2}{\nu} \,. \tag{2.23}$$

Z uwagi na wzór (2.5), obie liczby Reynoldsa, Re_p i Re_ω, są związane zależnością

$$\frac{Re_\omega}{Re_p} = \frac{|\omega_p|\, d_p}{|\boldsymbol{v}_r|}. \tag{2.24}$$

Zależność współczynnika C_M od liczby Reynoldsa Re_ω można opisać następującym równaniem:

$$C_M = 0.45 + \left(\frac{Re_\omega}{Re_p} - 0.45\right) \exp\left(-0.057\, Re_\omega^{0.4}\, Re_p^{0.3}\right), \quad 10 \leq Re_p \leq 140. \tag{2.25}$$

Powyższy wzór, zaproponowany w pracy Oesterle i Dinha (1998), został wyznaczony na podstawie wyników badań eksperymentalnych przeprowadzonych dla zakresu liczb Reynoldsa $10 \leq Re_p \leq 140$, jednak według autorów może być stosowany z powodzeniem także w przypadku większych liczb Reynoldsa, $Re_p \leq 2000$. Alternatywny wzór na wartość liczbową współczynnika C_M podali Barati i in. (2018):

$$C_M = \min\left(0.5,\ 0.25\, d_p\, |\omega_p| / |\boldsymbol{v}_r|\right), \tag{2.26}$$

jednak wydaje się, że uwzględnienie jedynie liniowej zależności C_M od stosunku liczb Reynoldsa Re_ω / Re_p może być zbyt daleko idącym uproszczeniem, ograniczającym stosowalność przybliżenia (2.26) do przypadków o małej prędkości kątowej ω_p. Efekt siły nośnej Magnusa na ruch cząstki sferycznej może być istotny, co wykazali m.in. Zou i in. (2007) i Bialik (2010), jednak na przykładach stosunkowo dużych prędkości obrotowych ziaren osadu. W niniejszej pracy, z uwagi na trudności związane z wyznaczeniem i śledzeniem prędkości obrotowej cząstki osadu (w tym i kierunku jej obrotów), a także z uwagi na nieuwzględnianie rotacji ziarna osadu w opisie jego zderzenia z inną cząstką (patrz następny podrozdział), pominięto efekt siły Magnusa w analizie zachowania dynamicznego pojedynczego ziarna osadu.

2.2.3. Równania ruchu cząstki osadu

W świetle powyższych rozważań, w opisie dynamiki cząstki sferycznej poruszającej się w cieczy uwzględniane są następujące siły: grawitacji $\boldsymbol{F}_g$, wyporu $\boldsymbol{F}_b$, oporu $\boldsymbol{F}_D$, od masy dodanej cieczy $\boldsymbol{F}_m$ i siły nośnej $\boldsymbol{F}_L$. Równanie ruchu pojedynczej cząstki osadu, na którą działają łącznie wszystkie powyższe siły, przyjmuje zatem następującą postać:

$$m_p \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}_p}{\mathrm{d}t} = \boldsymbol{F}_g + \boldsymbol{F}_b + \boldsymbol{F}_D + \boldsymbol{F}_m + \boldsymbol{F}_L\,. \tag{2.27}$$

W celu śledzenia trajektorii cząstki osadu $\boldsymbol{x}_p(t)$ konieczne jest rozwiązanie dodatkowego równania różniczkowego:

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{x}_p}{\mathrm{d}t} = \boldsymbol{v}_p\,. \tag{2.28}$$

Wykorzystując równania (2.2), (2.6), (2.16) i (2.20) opisujące poszczególne siły działające na cząstkę, ze składowymi wektora $\boldsymbol{e}_L$ zdefiniowanymi wzorami (2.4), równania (2.27) i (2.28) zapisane w formie wektorowej można sformułować w postaci równoważnego układu czterech skalarnych równań różniczkowych:

$$\begin{aligned}
\frac{\mathrm{d}u_p}{\mathrm{d}t} &= \frac{3\,C_D}{4d_p(s+C_m)}|\boldsymbol{v}_r|u_r - \frac{3\,C_L}{4d_p(s+C_m)}\left(|\boldsymbol{v}_r|_T^2 - |\boldsymbol{v}_r|_B^2\right)\frac{w_r}{|\boldsymbol{v}_r|} + \\
&\quad + \frac{C_m}{s+C_m}\frac{\mathrm{D}u_f}{\mathrm{D}t}, && (2.29)\\
\frac{\mathrm{d}w_p}{\mathrm{d}t} &= \frac{3\,C_D}{4d_p(s+C_m)}|\boldsymbol{v}_r|w_r + \frac{3\,C_L}{4d_p(s+C_m)}\left(|\boldsymbol{v}_r|_T^2 - |\boldsymbol{v}_r|_B^2\right)\frac{u_r}{|\boldsymbol{v}_r|} + \\
&\quad + \frac{C_m}{s+C_m}\frac{\mathrm{D}w_f}{\mathrm{D}t} - \left(\frac{s-1}{s+C_m}\right)g, && (2.30)\\
\frac{\mathrm{d}x_p}{\mathrm{d}t} &= u_p, && (2.31)\\
\frac{\mathrm{d}z_p}{\mathrm{d}t} &= w_p, && (2.32)
\end{aligned}$$

gdzie

$$s = \frac{\varrho_p}{\varrho_f} > 1 \tag{2.33}$$

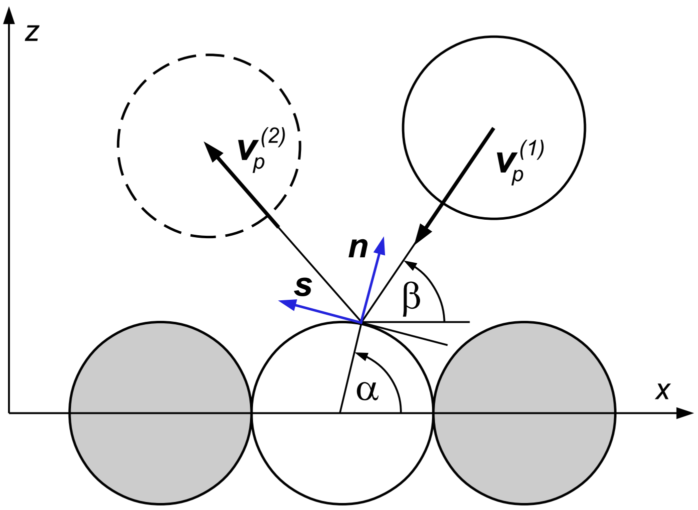
jest stosunkiem gęstości osadu i cieczy. Pochodne materialne występujące w wyrażeniach opisujących przyspieszenie cieczy są dane równaniami

$$\frac{\mathrm{D}u_f}{\mathrm{D}t} = \frac{\partial u_f}{\partial t} + u_f\frac{\partial u_f}{\partial x} + w_f\frac{\partial u_f}{\partial z}, \quad \frac{\mathrm{D}w_f}{\mathrm{D}t} = \frac{\partial w_f}{\partial t} + u_f\frac{\partial w_f}{\partial x} + w_f\frac{\partial w_f}{\partial z}. \tag{2.34}$$

Układ czterech równań różniczkowych pierwszego rzędu (2.29)–(2.32), uzupełniony o warunki początkowe opisujące położenie cząstki $\boldsymbol{x}_p$ oraz jej prędkość $\boldsymbol{v}_p$ w chwili $t = 0$, będzie całkowany numerycznie przy zastosowaniu metody Runge-Kutty.

2.3. Opis mechanizmu odbicia cząstki osadu od dna

W poprzednim podrozdziale sformułowano równania opisujące ruch pojedynczej sferycznej cząstki osadu w cieczy przy założeniu, że na cząstkę działają, oprócz sił spowodowanych grawitacją ($\boldsymbol{F}_g$ i $\boldsymbol{F}_b$), wyłącznie siły pochodzenia hydrodynamicznego ($\boldsymbol{F}_D$, $\boldsymbol{F}_m$ i $\boldsymbol{F}_L$) wywołane polem prędkości cieczy. Założono zatem milcząco, że ruch cząstki odbywa się w nieograniczonym obszarze cieczy i nie uwzględniono wpływu brzegów obszaru (dna akwenu) oraz obecności innych cząstek osadu w cieczy na zachowanie dynamiczne analizowanej cząstki sferycznej. Poniżej, rozważa się mechanizm zderzenia kulistej cząstki osadu z dnem akwenu, zakładając, że dno składa się z gęsto ułożonych, jednakowych ziaren osadu o takich samych średnicach jak cząstka uderzająca w dno. Celem jest sformułowanie równań, które opisują prędkość i kierunek ruchu cząstki po zderzeniu w funkcji prędkości i kierunku ruchu tej cząstki przed zderzeniem. Analizowane zagadnienie zilustrowano na rys. 2.4.



Rys. 2.4. Szkic mechanizmu zderzenia sferycznej cząstki osadu z dnem. Kąt α definiuje położenie punktu kontaktu dwóch cząstek na powierzchni cząstki uderzanej, natomiast kąt β definiuje kierunek wektora prędkości $\boldsymbol{v}_p^{(1)}$ cząstki uderzającej przed zderzeniem. $\boldsymbol{v}_p^{(2)}$ jest wektorem cząstki po odbiciu od dna.

Zakłada się, że ziarna osadu na dnie są nieruchome w momencie zderzenia, podczas zderzenia na obie kontaktujące się cząstki kuliste działają nie tylko siły normalne, o charakterze impulsowym, działające prostopadle do płaszczyzny stycznej do obu cząstek w punkcie kontaktu, ale działają również siły tarcia, proporcjonalne do wielkości siły normalnej (tzw. tarcie kulombowskie). Orientacja płaszczyzny stycznej do obu cząstek kulistych jest zdefiniowana jednostkowym wektorem $\boldsymbol{n}$ prostopadłym do tej płaszczyzny, a kierunek działania kontaktowych sił tarcia jest opisany jednostkowym wektorem $\boldsymbol{s}$, prostopadłym do $\boldsymbol{n}$. Współczynnik tarcia pomiędzy cząstkami jest oznaczony symbolem f. W opisie mechanizmu zderzenia cząstek zakłada się również, że w trakcie zderzenia część energii mechanicznej uderzającej cząstki jest rozpraszana nie tylko wskutek tarcia występującego pomiędzy cząstkami, ale także wskutek nie w pełni sprężystego charakteru odbicia od siebie cząstek. Miarą ilości energii rozpraszanej w ten sposób jest tzw. współczynnik straty pędu (ang. *restitution coefficient*), zwany też współczynnikiem odbicia, oznaczany tutaj symbolem e. Jak już wcześniej wspomniano, w niniejszej pracy nie analizuje się zjawiska obrotu cząstek, dlatego też pomija się je w analizie mechanizmu zderzenia cząstek (czyli, przykładowo, nie uwzględnia się momentów sił działających na cząstki, zaniedbuje tarcie toczenia, nie opisuje się zmiany momentu pędu cząstki w wyniku jej zderzenia z dnem).

Analiza mechanizmu zderzenia sferycznej cząstki osadu z dnem była przedmiotem szeregu prac (np. Nino i Garcia 1998, Lukerchenko i in. 2006, Bialik i in. 2012), w których sformułowano równania wiążące prędkości cząstki przed i po zderzeniu. W niniejszej pracy zastosowany zostanie model Czernuszenki (2009, 2013), który opisuje mechanizm zderzenia dwóch poruszających się kul (jest to więc model bardziej uniwersalny niż te, w których zakłada się, że jedna z cząstek – ta na dnie – jest nieruchoma). Równania w modelu Czernuszenki wynikają z zasady zachowania pędu układu dwóch cząstek materialnych i analizy równowagi sił impulsowych powstających podczas kontaktu zderzających się obiektów. Równania te opisują, w ogólności, zderzenie dwóch cząstek o różnych masach m_1 i m_2 poruszających się z prędkościami, odpowiednio, $\boldsymbol{v}_1$ i $\boldsymbol{v}_2$. W celu adaptacji tych równań do analizy zagadnienia odbicia się cząstki od dna, wprowadza się założenia upraszczające dotyczące cząstki na dnie: $\boldsymbol{v}_2 = \mathbf{0}$ i $m_2 \to \infty$.

W odniesieniu do oznaczeń zdefiniowanych na rys. 2.4, w szczególności tych dotyczących kierunków wektorów $\boldsymbol{n}$ i $\boldsymbol{s}$, równanie wiążące wektory prędkości cząstki sferycznej przed zderzeniem, $\boldsymbol{v}_p^{(1)}$, i po zderzeniu, $\boldsymbol{v}_p^{(2)}$, przyjmuje postać:

$$\boldsymbol{v}_p^{(2)} = \boldsymbol{v}_p^{(1)} - (1+e)(\boldsymbol{n} \cdot \boldsymbol{v}_p^{(1)})(\boldsymbol{n} + \xi f \boldsymbol{s}). \tag{2.35}$$

Współczynnik utraty pędu e $(0 < e \leq 1)$ w równaniu (2.35) jest zdefiniowany jako:

$$\boldsymbol{n} \cdot \boldsymbol{v}_p^{(2)} = -e\, \boldsymbol{n} \cdot \boldsymbol{v}_p^{(1)}, \tag{2.36}$$

czyli opisuje on zmianę długości składowej wektora pędu cząstki $m_p \boldsymbol{v}_p$ w kierunku $\boldsymbol{n}$ w wyniku zderzenia. W przypadku zderzenia idealnie sprężystego ($e = 1$) pęd cząstki byłby zachowany (ale zmieniłby się kierunek składowej normalnej wektora pędu na przeciwny). Parameter f, jak już wspomniano, jest współczynnikiem tarcia kulombowskiego.

W równaniu (2.35) występuje parametr ξ, który definiuje znak składowej stycznej wektora prędkości cząstki $\boldsymbol{v}_p^{(1)}$, czyli znak iloczynu skalarnego $\boldsymbol{s} \cdot \boldsymbol{v}_p^{(1)}$. To znaczy,

$$\xi = \operatorname{sgn}(\boldsymbol{s} \cdot \boldsymbol{v}_p^{(1)}) = \frac{\boldsymbol{s} \cdot \boldsymbol{v}_p^{(1)}}{|\boldsymbol{s} \cdot \boldsymbol{v}_p^{(1)}|}\,, \tag{2.37}$$

gdzie sgn oznacza funkcję signum, która dla argumentu a jest zdefiniowana następująco:

$$\mathrm{sgn}(a) = \begin{cases} -1 & \text{dla} \quad a < 0, \\ 0 & \text{dla} \quad a = 0, \\ +1 & \text{dla} \quad a > 0. \end{cases} \tag{2.38}$$

Zmienna ξ została wprowadzona do równania (2.35) w celu opisania zmienności kierunku działania siły tarcia pomiędzy ziarnami osadu w zależności od kierunku wektora prędkości $\boldsymbol{v}_p^{(1)}$ cząstki przed jej uderzeniem w nieruchomą cząstkę na dnie. W odniesieniu do sytuacji naszkicowanej na rys. 2.4: w przypadku gdy $\beta < \alpha$ siła tarcia działa w kierunku przeciwnym do kierunku wektora $\boldsymbol{s}$, natomiast dla $\beta > \alpha$ kierunki siły tarcia i wektora $\boldsymbol{s}$ są takie same. Wprowadzenie parametru ξ do opisu mechanizmu zderzenia cząstek jest modyfikacją równań przedstawionych w pracach Czernuszenki (2009, 2013), w których znak przed czynnikiem $f\boldsymbol{s}$ we wzorze (2.35) jest niezmienny. Prawdopodobnie wynika to z faktu, że w obu powyższych pracach rozważano ruch ziaren osadu wymuszany przepływem wody tylko w jednym kierunku (koryto rzeczne). W zagadnieniu analizowanym w niniejszej pracy mamy do czynienia z ruchem wody generowanym falowaniem powierzchniowym, czyli o zmieniającym się kierunku ruchu wody, a w konsekwencji i zmieniającym się kierunku ruchu cząstek osadu.

W przyjętym układzie współrzędnych Oxz, składowe wektorów $\boldsymbol{n}$ i $\boldsymbol{s}$ są określone wzorami

$$\boldsymbol{n} = [\, n_x, n_z \,] = [\, \cos\alpha,\ \sin\alpha \,], \quad \boldsymbol{s} = [\, s_x, s_z \,] = [\, -\sin\alpha,\ \cos\alpha \,]. \tag{2.39}$$

Podstawiając powyższe składowe do równania wektorowego (2.35) otrzymuje się następujący układ dwóch równań opisujących składowe poziomą $u_p^{(2)}$ i pionową $w_p^{(2)}$ wektora prędkości cząstki po zderzeniu w zależności od składowych $u_p^{(1)}$ i $w_p^{(1)}$ wektora prędkości cząstki przez zderzeniem:

$$u_p^{(2)} = u_p^{(1)} - (1+e)(u_p^{(1)} \cos\alpha + w_p^{(1)} \sin\alpha)(\cos\alpha - \xi f \sin\alpha), \tag{2.40}$$

$$w_p^{(2)} = w_p^{(1)} - (1+e)(u_p^{(1)} \cos\alpha + w_p^{(1)} \sin\alpha)(\sin\alpha + \xi f \cos\alpha). \tag{2.41}$$

Z rozważań geometrycznych wynika, że (w zagadnieniu dwuwymiarowym) dopuszczalny zakres kąta α definiującego położenie punktu kontaktu dwóch cząstek na powierzchni nieruchomego ziarna na dnie jest ograniczony związkiem $60° \le \alpha \le 120°$. W przypadku, kiedy kąt padania cząstki (kierunku wektora $\boldsymbol{v}_p^{(1)}$) mierzony względem płaszczyzny poziomej jest większy niż 30°, tzn. dla zakresu $30° \leq \beta \leq 150°$, kąt α może przybrać każdą wartość z powyższego zakresu. Jeżeli jednak kąt padania cząstki jest mniejszy od 30°, tzn. kiedy $0° < \beta < 30°$ lub $150° < \beta < 180°$, wówczas zakres dopuszczalnych kątów α jest mniejszy, ograniczony kątami α_{min} i α_{max}. W celu wyznaczenia tych kątów, zaadaptowano wzór zaproponowany przez Rowińskiego i Czernuszenkę (1999) sformułowany dla przypadku przepływu jednokierunkowego w kanale otwartym. Dla przepływu wody w dwóch kierunkach, kąty α_{min} i α_{max} można wyznaczyć z zależności:

$$\alpha_{min} = 90° - \varphi, \quad \alpha_{max} = 90° + \beta, \quad \text{dla} \quad u_p^{(1)} < 0 \quad (\beta < 30°), \tag{2.42}$$

$$\alpha_{min} = \beta - 90°, \quad \alpha_{max} = 90° + \varphi, \quad \text{dla} \quad u_p^{(1)} > 0 \quad (\beta > 150°). \tag{2.43}$$

Kąt φ jest określony wzorem

$$\varphi = \arctan\left[\frac{\sqrt{a(2b-a)} - a(b-a)}{a\sqrt{a(2b-a)} + b - a}\right], \tag{2.44}$$

gdzie

$$a = |\tan\beta|, \quad b = \sqrt{1+a^2}. \tag{2.45}$$

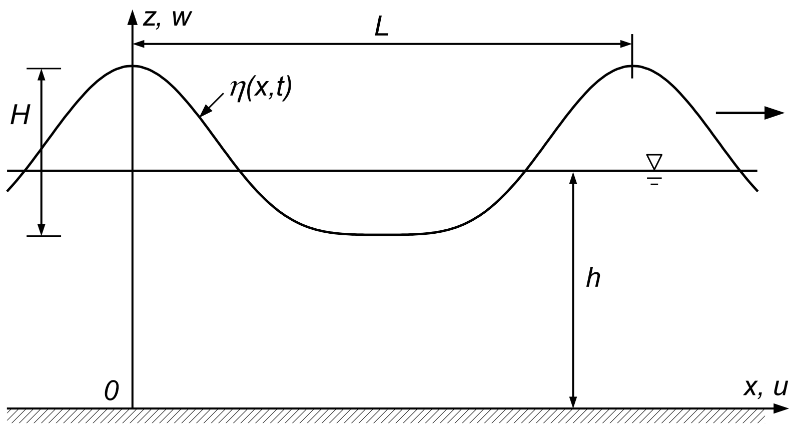
W obliczeniach numerycznych kąt kontaktu α jest traktowany jako zmienna losowa o rozkładzie jednostajnym w przedziale $[\alpha_{min}, \alpha_{max}]$, z wartościami granicznymi określonymi wzorami (2.42)–(2.45).

W opisie mechanizmu zderzenia cząstki osadu z dnem kluczowe znaczenie mają współczynniki odbicia e i tarcia f. W literaturze przedmiotu znaleźć można wiele, dość znacznie różniących się, propozycji wartości liczbowych tych współczynników (Barati i in. 2018), na co, oczywiście, wpływ ma duże zróżnicowanie właściwości fizycznych badanych osadów. Przykładowo, Wiberg i Smith (1985) podają wartości od 0.4 do 0.6 dla obu współczynników e i f. Z kolei Nino i Garcia (1994, 1998) podają, na podstawie swoich pomiarów laboratoryjnych, wartości $e < 0.84$ (zależne od wielkości naprężenia ścinającego na dnie) i $f = 0.73$. W pracy Lee i in. (2000) znaleźć można wartości $e = 0.31$ i $f = 0.92$. Bialik (2010) porównał wyniki swoich symulacji numerycznych z danymi eksperymentalnymi i stwierdził, że wartości współczynników e wynikające z symulacji i pomiarów wykazują dobrą zgodność, natomiast wartości współczynników tarcia f uzyskane z symulacji numerycznych są znacząco mniejsze od tych proponowanych w literaturze.

2.4. Pole prędkości wody generowane falowaniem powierzchniowym

Przedmiotem pracy jest modelowanie ruchu cząstek osadu w wodzie wywołanego propagacją fal powierzchniowych w morzu. W warunkach naturalnych są to prawie zawsze fale pochodzenia wiatrowego. Na Morzu Bałtyckim fale takie mają zwykle okres rzędu kilku sekund, wysokość kilku metrów i długość dochodzącą do kilkudziesięciu metrów. W warunkach sztormowych obserwuje się fale o wysokości przekraczającej 10 metrów. W miarę podchodzenia głębokowodnych fal powierzchniowych do brzegu, wskutek ich oddziaływania z dnem morskim o malejącej głębokości, fale ulegają stopniowej transformacji, czego wynikiem jest rosnąca nieregularność falowania, wzrost stromości grzbietów fal oraz wzrost prędkości oscylacyjnych cząstek wody. Generowane są również różnego rodzaju prądy wodne pochodzenia falowego (Pruszak 1998). Wszystkie te mechanizmy mają istotny wpływ na dynamikę osadów w kolumnie wody, zwłaszcza w warstwie przydennej akwenu, czego przejawem – w przypadku dna piaszczystego charakterystycznego dla południowego Bałtyku – jest ciągła ewolucja różnych form dennych (przede wszystkim zmarszczek) oraz transport osadów wzdłuż dna.

Pomimo, że procesy falowania powierzchniowego mają losowy charakter, zwykle w analizie zjawisk związanych z falowaniem morskim korzysta się z wyników klasycznej teorii fal regularnych (Stoker 1957, Wehausen i Laitone 1960, Dean i Dalrymple 2000). Typowy profil fali regularnej i charakterystyczne parametry naszkicowano na rys. 2.5.



Rys. 2.5. Profil powierzchni swobodnej $\eta(x,t)$ fali nieliniowej i stosowane oznaczenia: h – głębokość wody, H – wysokość fali, L – długość fali.

Najważniejszymi wielkościami opisującymi falę regularną jest jej wysokość, H, długość L, okres T oraz, w przypadku fal płytkowodnych, głębokość wody h. Pomijając przypadki fal o małej wysokości (w stosunku do ich długości i głębokości wody), które mogą być opisane liniową teorią fal sinusoidalnych, zwykle mamy do czynienia z falami nieliniowymi. Charakterystyczną cechą takich fal jest ich asymetria: grzbiety fal są wyższe niż głębokości dolin, oraz są węższe od szerokości dolin. Konsekwencją tej asymetrii są większe prędkości orbitalne cząstek wody pod grzbietem fali, niż pod jej doliną, co z kolei ma istotny wpływ na mechanizm ruchu osadu piaszczystego (jego transport wzdłuż dna).

W zależności od bezwymiarowych parametrów (H/h i L/h), do opisu nieliniowych fal wodnych stosuje się na ogół teorię Stokesa, lub bardziej złożoną teorię fal knoidalnych (Wehausen i Laitone 1960). Wyboru teorii do analizy falowania dokonuje się zwykle na podstawie wielkości tzw. liczby Ursella, U_r, wiążącej w swojej definicji dwa powyższe parametry:

$$U_r = \frac{H}{h}\left(\frac{L}{h}\right)^2. \tag{2.46}$$

W teorii fal powierzchniowych przyjmuje się, że zakres stosowalności teorii Stokesa jest ograniczony warunkiem $U_r < 8\pi^2/3 \sim 26$ (Dean i Dalrymple 2000), chociaż w praktyce inżynierskiej teorię tę stosuje się z powodzeniem i dla przypadków, gdy liczba Ursella ma wartości dochodzące do około 40 (ale pod warunkiem, że parametr $L/h \lesssim 10$, Fenton 1990).

W niniejszej pracy ograniczono się do opisu fal nieliniowych na bazie teorii Stokesa, a w szczególności – do zastosowania tzw. drugiego przybliżenia Stokesa. Przybliżenie to jest oparte na założeniu, że falę można traktować jako złożenie dwóch fal sinusoidalnych, o okresach T i $T/2$, a stosunek amplitud elewacji obu fal składowych wyznacza się na bazie teorii rozwinięć asymptotycznych względem małego parametru (którym zazwyczaj jest stromość fali – stosunek wysokości fali do jej długości).

Stosując drugie przybliżenie Stokesa, elewację powierzchni swobodnej $\eta(x,t)$ (mierzoną względem powierzchni spokoju wody $z = h$) można opisać równaniem (Dean i Dalrymple 2000):

$$\eta(x,t) = \frac{H}{2}\cos\theta + \frac{H^2 k}{16}\,\frac{\cosh kh}{\sinh^3 kh}\,(2+\cosh 2kh)\cos 2\theta, \tag{2.47}$$

które przedstawia falę propagującą się w kierunku rosnących wartości współrzędnej x. W powyższym równaniu θ, zdefiniowana zależnością

$$\theta(x,t) = kx - \omega t, \tag{2.48}$$

jest kątem fazy fali, natomiast parametry

$$k = \frac{2\pi}{L}, \quad \omega = \frac{2\pi}{T}, \tag{2.49}$$

oznaczają, odpowiednio, liczbę falową i częstość kołową. Wielkości ω, k i głębokość wody h związane są związkiem dyspersyjnym

$$\omega^2 = gk \tanh kh, \tag{2.50}$$

z którego, dla znanej głębokości wody i okresu fali, wykorzystując zależności (2.49), można wyznaczyć długość fali L. Prędkość fazowa fali, c, określona jest wzorami:

$$c = \frac{\omega}{k} = \frac{L}{T}\,.$$

Pole prędkości wody generowane propagacją fali Stokesa drugiego rzędu jest opisane następującymi wzorami dla składowych poziomej u_f i pionowej w_f wektora prędkości $\boldsymbol{v}_f$ (Dean i Dalrymple 2000):

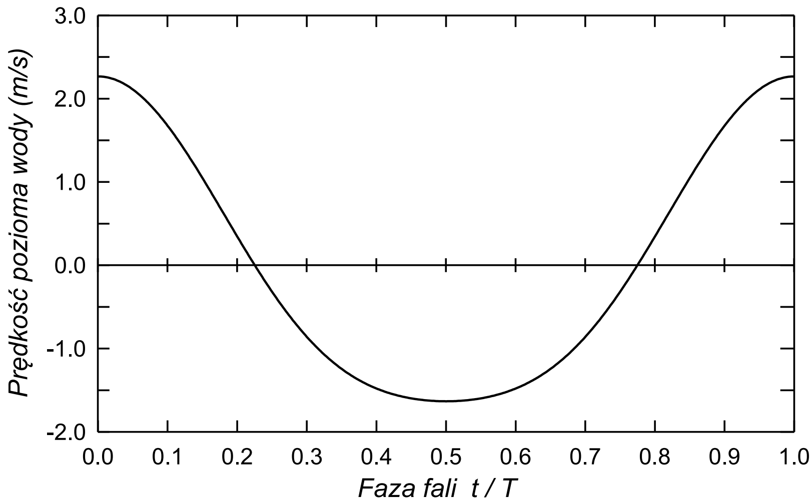
$$u_f(x,z,t) = \frac{H}{2}\,\frac{gk}{\omega}\,\frac{\cosh kz}{\cosh kh}\cos\theta + \frac{3}{16}\,\frac{H^2\omega k\,\cosh 2kz}{\sinh^4 kh}\cos 2\theta, \tag{2.51}$$

$$w_f(x,z,t) = \frac{H}{2}\,\frac{gk}{\omega}\,\frac{\sinh kz}{\cosh kh}\sin\theta + \frac{3}{16}\,\frac{H^2\omega k\,\sinh 2kz}{\sinh^4 kh}\sin 2\theta. \tag{2.52}$$

W kontekście analizy dynamiki ruchu osadu w wodzie (patrz podrozdział 2.5) istotnymi wielkościami są poziome amplitudy prędkości oraz przemieszczenia wody w pobliżu dna akwenu $z = 0$. Z równania (2.51), wykorzystując związek dyspersyjny (2.50), otrzymujemy

$$U_1 = \frac{H\omega}{2\sinh kh}\,, \quad U_2 = \frac{3\,H^2\omega k}{16\sinh^4 kh}\,, \tag{2.53}$$

gdzie U_1 i U_2 są amplitudami prędkości wody przy dnie odpowiadającymi pierwszej i drugiej składowej przybliżenia Stokesa. Maksymalna prędkość wody przy dnie jest równa $U_{max} = U_1 + U_2$ i występuje ona pod grzbietem fali i ma kierunek zgodny z kierunkiem propagacji fali. Analogicznie, minimalna prędkość wody przy dnie jest równa $U_{min} = -(U_1 - U_2)$ i występuje pod doliną fali i ma kierunek przeciwny do kierunku propagacji fali. Przykładowy rozkład prędkości poziomej wody przy dnie w zależności od fazy fali t/T, odpowiadający fali powierzchniowej o wysokości $H = 5$ m, okresie $T = 8$ s i długości $L = 70.9$ m propagującej się w wodzie o głębokości $h = 10$ m jest pokazany na rys. 2.6. Fale o zbliżonej charakterystyce są rejestrowane na południowym Bałtyku w trakcie sztormów. Dla fali zilustrowanej na wykresie, ekstremalne prędkości poziome wody przy dnie wynoszą $U_{max} = 2.267$ m/s i $U_{min} = -1.632$ m/s. Zerowe prędkości wody U (chwile zmiany kierunku przepływu wody przy dnie) występują dla faz fali $t/T = 0.225$ i 0.775 (w przypadku liniowej fali sinusoidalnej odpowiadają im wartości $t/T = 0.25$ i 0.75).



Rys. 2.6. Prędkość pozioma wody przy dnie w funkcji fazy fali t/T, dla fali o wysokości $H = 5$ m i okresie $T = 8$ s, propagującej się w wodzie o głębokości $h = 10$ m (liczba Ursella $U_r = 25.1$).

Amplitudy przemieszczeń cząstek wody przy dnie odpowiadające obu składowym przybliżenia Stokesa, A_1 i A_2, wyrażają się wzorami

$$A_1 = \frac{U_1}{\omega} = \frac{H}{2 \sinh kh}, \quad A_2 = \frac{U_2}{2\omega} = \frac{3H^2 k}{32 \sinh^4 kh}, \tag{2.54}$$

stąd maksymalne poziome wychylenie cząstki wody z położenia równowagi jest równe (przy dnie) $A = A_1 + A_2$. Wykorzystując związki (2.53) i (2.54) można zdefiniować tzw. falową liczbę Reynoldsa:

$$Re_w = \frac{U_1 A_1}{\nu} = \frac{U_1^2}{\nu\omega} = \frac{A_1^2 \omega}{\nu}, \tag{2.55}$$

która dla typowych warunków morskich osiąga wartości rzędu 10^5 do 10^7 (Nielsen 2009).

Charakterystycznym zjawiskiem występującym w trakcie propagacji fal powierzchniowych jest transport masowy zachodzący w całej kolumnie wody, od powierzchni swobodnej aż do dna. Zjawisko to wynika z faktu, że cząstki wody poruszają się po orbitach zbliżonych do eliptycznych, które nie są zamknięte, w związku z czym w trakcie każdego kolejnego okresu fali następuje wypadkowe przesunięcie materialnego elementu cieczy w kierunku propagacji fali. Wielkość tych wypadkowych przesunięć wynikających z niezamykania się orbit cząstek jest największa na powierzchni swobodnej i maleje wraz z rosnącą głębokością. Powyższe zjawisko nosi nazwę dryfu falowego, nazywanego również dryfem stokesowskim. Prędkość tego dryfu definiuje się jako uśrednioną w czasie różnicę pomiędzy prędkościami lagranżowską i eulerowską w wybranym punkcie przestrzeni. Zgodnie z liniową teorią falowania, uśredniona w czasie prędkość dryfu, $\bar{u}_L$, dla fali sinusoidalnej jest wyrażona wzorem (Dean i Dalrymple 2000):

$$\bar{u}_L(z) = \frac{H^2 \omega k \cosh 2kz}{8 \sinh^2 kh}. \tag{2.56}$$

Wykorzystując w (2.56) wzór $(2.53)_1$ na amplitudę prędkości poziomej U_1 przy dnie generowanej pierwszą falą składową przybliżenia Stokesa, otrzymuje się wyrażenie

$$\bar{u}_L^{(1)}(z) = \frac{U_1^2}{2c} \cosh 2kz = \frac{(A_1 \omega)^2}{2c} \cosh 2kz. \tag{2.57}$$

W analogiczny sposób wyznaczyć można drugą składową prędkości lagranżowskiej dryfu

$$\bar{u}_L^{(2)} = \frac{U_2^2}{2c} \cosh 2kz, \tag{2.58}$$

jednak łatwo wykazać, że składowa $\bar{u}_L^{(2)}$ jest o dwa rzędy wielkości mniejsza od składowej $\bar{u}_L^{(1)}$, więc można ją pominąć w rozważaniach i przyjmować, że $\bar{u}_L = \bar{u}_L^{(1)}$.

Dryf falowy odgrywa istotną rolę w mechanizmie transportu osadów wzdłuż dna morza, gdyż – w odróżnieniu od ruchu oscylacyjnego cząstek wody wywołanego falowaniem – generuje składową o kierunku nie zmieniającym się w czasie (pomijając oczywiście inne czynniki hydrodynamiczne, nie analizowane tutaj, które mogą ten kierunek zmieniać). Należy też pamiętać, że w przypadku propagacji falowania powierzchniowego w kierunku brzegu morskiego transport masy opisany dryfem stokesowskim jest kompensowany tzw. prądem powrotnym, skierowanym w kierunku otwartego morza, dzięki czemu wypadkowy transport masy wody w przekroju pionowym jest równy zeru. Nałożenie prądu powrotnego na dryf falowy oznacza, że w górnej części kolumny wody transport masowy odbywa się w kierunku brzegu, natomiast w dolnej części kolumny wody w kierunku morza (Nielsen 2009). Zakładając, w uproszczeniu, jednorodność prądu powrotnego w kolumnie wody, jego prędkość, niezależną od współrzędnej z, można wyznaczyć poprzez uśrednienie po głębokości h rozkładu prędkości $u_L^{(1)}$ danego wzorami (2.57). Wynikowy rozkład prędkości wypadkowej w kolumnie wody, uzyskany przez odjęcie prędkości prądu jednorodnego od prędkości dryfu (2.57), opisuje równanie

$$\hat{u}_L(z) = \frac{U_1^2}{2c}\left(\cosh 2kz - \frac{\sinh 2kh}{2kh}\right). \tag{2.59}$$

2.5. Pole prędkości wody w warstwie przyściennej przy dnie

W poprzednim podrozdziale 2.4 przedstawiono równania opisujące pole prędkości wody generowane falowaniem powierzchniowym przy założeniu, że poziome dno akwenu jest idealnie gładkie. W warunkach naturalnych, piaszczyste dno morskie charakteryzuje się szorstkością, która powoduje powstanie oporów przepływu wody w bezpośrednim sąsiedztwie dna i w konsekwencji generację turbulentnej warstwy przydennej i dyssypację energii falowania wywołaną tzw. tarciem dennym.

2.5.1. Charakterystyka przydennego obszaru ruchu wody

Parametrami najczęściej stosowanymi w opisach teoretycznych zjawisk wywołanych tarciem dennym są: szorstkość hydrauliczna, r, mająca wymiar długości, oraz bezwymiarowy współczynnik tarcia, f_w (ang. *wave friction coefficient*). W przypadku dna płaskiego (bez form dennych) szorstkość r jest zwykle definiowana jako wielokrotność typowej średnicy ziaren osadu d_p (najczęściej przyjmując do obliczeń wartość środkową d_{50} wyznaczoną z krzywej uziarnienia osadu). Często przyjmuje się, że $r = 2.5\, d_{50}$. W przypadku występowania form dennych w postaci zmarszczek, szorstkość hydrauliczna dna jest wyznaczana jako pewna funkcja wymiarów typowej zmarszczki: jej wysokości, η_r, i długości, λ_r. Ważną rolę odgrywa stosunek parametru szorstkości dna do amplitudy oscylacyjnych przemieszczeń cząstek wody przy dnie generowanych falowaniem, r/A, gdzie $A = A_1$ jest określone wzorem (2.54), gdyż – jak wykazały liczne pomiary laboratoryjne (Nielsen 2009) – od stosunku r/A zależy współczynnik tarcia dna f_w. W literaturze sformułowano wiele wzorów empirycznych opisujących zależność $f_w\,(r/A)$, w niniejszej pracy przyjęto wzór zaproponowany przez Nielsena

(2009):

$$f_w = \exp\left[5.5\left(\frac{r}{A}\right)^{0.2} - 6.3\right]. \tag{2.60}$$

Ze współczynnikiem tarcia jest powiązana wartość maksymalnego (w okresie fali) naprężenia ścinającego $\hat{\tau}_b$ na dnie, wywołanego oscylacyjnym ruchem wody:

$$\hat{\tau}_b = \tfrac{1}{2}\,\varrho_f f_w (A\omega)^2. \tag{2.61}$$

Od wielkości powyższego naprężenia zależy zachowanie osadu na dnie, gdyż jest to siła sprawcza mogąca wprawić ziarna osadu w ruch. Miarą równowagi pomiędzy siłą mogącą wprawić pojedyncze ziarno w ruch a stabilizującą je siłą ciężkości pomniejszoną o siłę wyporu jest bezwymiarowy parametr

$$\theta_s = \frac{\hat{\tau}_b}{(\varrho_p - \varrho_f) g d_p} = \frac{\hat{\tau}_b}{\varrho_f (s-1) g d_p} = \frac{\hat{u}_*^2}{(s-1) g d_p}\,, \tag{2.62}$$

znany w literaturze jako parametr Shieldsa. Wielkość $\hat{u}_*$ występująca w ostatnim równaniu jest zdefiniowana zależnością

$$\hat{u}_* = \sqrt{\frac{\hat{\tau}_b}{\varrho_f}} \tag{2.63}$$

i jest maksymalną wartością parametru nazywanego "dynamiczną prędkością tarcia" (ang. *friction velocity*), opisującą typową wielkość prędkości turbulentnej wody przy dnie. Na mocy wzoru (2.61), prędkość $\hat{u}_*$ można wyrazić przy pomocy współczynnika tarcia następująco:

$$\hat{u}_* = A\omega\sqrt{\tfrac{1}{2} f_w}\,. \tag{2.64}$$

Przyjmując za literaturą, że dla dna płaskiego $r = r_s = 2.5\,d_{50}$ (jest to tzw. szorstkość naskórkowa, ang. *skin roughness*), współczynnik tarcia wyznaczony z równania (2.60) zapisuje się zależnością

$$f_{2.5} = \exp\left[5.5\left(\frac{2.5 d_{50}}{A}\right)^{0.2} - 6.3\right], \tag{2.65}$$

a wzór na parametr Shieldsa, z uwagi na wzory (2.61) i (2.65), przyjmuje postać

$$\theta_{2.5} = \frac{f_{2.5}(A\omega)^2}{2(s-1) g d_{50}}\,, \tag{2.66}$$

gdzie indeksy dolne 2.5 wskazują na wielkości obliczone dla szorstkości $r_s = 2.5\, d_{50}$.

Obserwacje pokazują (Nielsen 2009), że pierwszy, powolny ruch ziaren osadu na dnie piaszczystym rozpoczyna się dla krytycznej wartości parametru Shieldsa $\theta_c \sim 0.05$. Wraz ze stopniowym wzrostem wartości parametru $\theta_{2.5}$, wywołanym wzrostem intensywności ruchu ziaren, na początkowo płaskim dnie zaczyna się tworzyć system coraz bardziej rozwiniętych zmarszczek, który pozostaje stabilny dla zakresu $0.1 \lesssim \theta_{2.5} \lesssim 0.3$. Dalszy wzrost bezwymiarowych naprężeń ścinających, opisanych parametrem $\theta_{2.5}$, prowadzi do jeszcze bardziej intensywnego ruchu cząstek osadu i w konsekwencji do rozmywania wcześniej utworzonych zmarszczek. Dla wartości $0.8 \lesssim \theta_{2.5} \lesssim 1.0$, typowych dla warunków sztormowych, ruch osadu przybiera charakter masowy (ang. *sheet flow*) (Pruszak 1998, Ostrowski 2004).

Alternatywną, obok parametru Shieldsa, bezwymiarową wielkością opisującą dynamikę ziaren osadu spowodowaną działaniem falowania jest parametr ψ, nazywany w języku ang. *grain mobility number*. Jest on zdefiniowany wzorem (Nielsen 2009):

$$\psi = \frac{(A\omega)^2}{(s-1)gd_{50}}. \tag{2.67}$$

Porównując powyższą definicję ze wzorem (2.66) łatwo zauważyć, że trzy parametry bezwymiarowe, $\theta_{2.5}$, $f_{2.5}$ i ψ, są związane zależnością

$$\theta_{2.5} = \tfrac{1}{2} f_{2.5}\, \psi. \tag{2.68}$$

Obserwacje wskazują, że za pomocą parametru ψ, stosując wzory empiryczne, można opisać wymiary typowych marszczek – ich długość λ_r i wysokość η_r względem amplitudy przemieszczeń wody przy dnie, A. Długość względną zmarszczek opisuje wzór (Nielsen 1981):

$$\frac{\lambda_r}{A} = 2.2 - 0.345\, \psi^{0.34}, \tag{2.69}$$

ważny dla zakresu $2\psi < 230$. Z kolei charakterystyczna wysokość zmarszczek jest opisana wzorem

$$\frac{\eta_r}{A} = \max\left\{0.275 - 0.022\, \psi^{0.5}, 0\right\}. \tag{2.70}$$

Na koniec, szorstkość hydrauliczną dna pokrytego zmarszczkami o długości λ_r i wysokości η_r można przybliżyć wzorem empirycznym

$$r_e = \frac{8\eta_r^2}{\lambda_r} + 170\, d_{50}\sqrt{\theta_{2.5} - \theta_c}\,, \tag{2.71}$$

w którym pierwszy człon po prawej stronie opisuje efekt geometrii form dennych, natomiast drugi człon opisuje efekt średnicy typowego ziarna osadu oraz aktualnej intensywności przepływu nad dnem (zdefiniowanej parametrem $\theta_{2.5}$). Tak zdefiniowana szorstkość dna dla ruchu oscylacyjnego jest często nazywana szorstkością efektywną (lub zastępczą). W literaturze zaproponowano wiele innych wzorów opisujących w sposób przybliżony łączny efekt szorstkości piaskowej i wymiarów form dennych. Przykładami są wzory podane przez Pruszaka (1998), Kaczmarka (1999) i Ostrowskiego (2004). Wielkość parametru szorstkości efektywnej ma istotny wpływ na grubość turbulentnej warstwy przyściennej dyskutowanej poniżej.

2.5.2. Oscylacyjna turbulentna warstwa przyścienna

Modelowanie turbulentnej warstwy przyściennej w ruchu oscylacyjnym pochodzenia falowego, z uwagi na szybkozmienny charakter zjawisk fizycznych zachodzących bezpośrednio nad szorstkim dnem, jest złożonym zagadnieniem teoretycznym. Na ogół zagadnienie to jest rozwiązywane przy uwzględnianiu tylko pionowych składowych gradientów prędkości wody, zakładając, że składowe poziome są pomijalnie małe w stosunku do ich odpowiedników w kierunku poprzecznym do dna. W konsekwencji, analizuje się jednowymiarowe zagadnienie ruchu cieczy lepkiej wymuszonego oscylacjami wywołanymi falowaniem, opisane równaniem ruchu Naviera-Stokesa. W celu rozwiązania tego równania wprowadza się cały szereg kolejnych uproszczeń. Najważniejsze z nich dotyczy zmienności lepkości turbulentnej cieczy, ν_t, wraz z odległością od dna. W najprostszym przypadku zakłada się, że lepkość ta rośnie liniowo ze współrzędną z (Grant i Madsen 1979) w całym przekroju warstwy przyściennej. W nieco bardziej złożonym modelu Brevika (1981) wyróżnia się dwa przedziały zmienności ν_t: w pierwszym, przy dnie, ν_t jest proporcjonalna do z, natomiast w drugim, położonym bezpośrednio wyżej, zakłada się stałą wartość lepkości ν_t. Rozszerzenie modelu Brevika można znaleźć w pracy Kaczmarka i Ostrowskiego (1992).

W bardziej złożonych modelach turbulentnej warstwy przydennej uwzględnia się nie tylko zmienność lepkości $\nu_t(z)$, ale także wpływ innych wielkości charakteryzujących turbulencje przepływu. Przykładem jest model Fredsoe i Deigaarda (1992), w którym uwzględnia się transport turbulentnej energii kinetycznej generowanej fluktuacjami prędkości cieczy. Kolejnym rozszerzeniem tego rodzaju modelu jest uwzględnienie w opisie teoretycznym także i zjawiska transportu dyssypacji energii w ruchu turbulentnym (Fredsoe i Deigaard 1992, Pruszak 1998).

Na nieco innym podejściu bazuje model całkowy Fredsoe (1984), w którym równanie ruchu Naviera-Stokesa jest całkowane przy założeniu logarytmicznego rozkładu prędkości poziomej wody wewnątrz warstwy przyściennej i przyjęciu parabolicznego rozkładu lepkości turbulentnej cieczy wzdłuż głębokości. Model ten jest często stosowany do obliczeń w praktyce inżynierskiej, np. w tzw. trójwarstwowym modelu transportu rumowiska rozwijanym od lat 90. ubiegłego wieku w Instytucie Budownictwa Wodnego PAN (Kaczmarek i Ostrowski 2002).

Poniżej zestawiono, za pracami źródłowymi, najważniejsze wzory opisujące pole prędkości poziomej wody u_f w turbulentnej warstwie przyściennej według rozwiązań Granta i Madsena (1979) oraz Fredsoe (1984). Zgodnie z modelem Granta i Madsena, rozkład prędkości wody jest opisany równaniem

$$u_f(z,t) = \left[1 - \frac{\ker 2\zeta^{1/2} + i\,\mathrm{kei}\, 2\zeta^{1/2}}{\ker 2\zeta_0^{1/2} + i\,\mathrm{kei}\, 2\zeta_0^{1/2}}\right] u_\infty, \tag{2.72}$$

gdzie $u_\infty = u_f(z = \delta)$ oznacza prędkość poziomą wody na górnej granicy warstwy brzegowej – δ oznacza grubość tej warstwy. Prędkość u_∞ jest określona równaniem (2.51) na str. 31. Wartość liczbowa wyrażenia w nawiasach kwadratowych w powyższym wzorze jest liczbą zespoloną, dlatego w celu uzyskania rozwiązania fizycznego dla u_f należy uwzględnić część rzeczywistą prawej strony równania (2.72), traktując prędkość u_∞ jako zmienną zespoloną $|u_\infty| \exp(i\omega t)$. Symbol i jest jednostką urojoną, $i = \sqrt{-1}$, natomiast funkcje ker i kei występujące w równaniu (2.72) oznaczają, odpowiednio, część rzeczywistą i urojoną zespolonej funkcji Kelvina rzędu zerowego K_0 o argumencie pomnożonym przez $\sqrt{i}$ (tzn. $K_0(\sqrt{i}\,Z) = \ker Z + i\,\mathrm{kei}\, Z$). Dla rzeczywistych wartości argumentu Z funkcje ker i kei są rzeczywiste. Zmienna bezwymiarowa ζ w równaniu (2.72) jest zdefiniowana wzorem

$$\zeta = \frac{z}{z_1}, \tag{2.73}$$

w którym z_1 jest charakterystyczną skalą długości wewnątrz warstwy przyściennej, określoną wzorem

$$z_1 = \frac{\kappa \hat{u}_*}{\omega}. \tag{2.74}$$

Parametr $\kappa = 0.41$ jest stałą Karmana, a u_* jest prędkością tarcia zdefiniowaną wzorami (2.63) i (2.64). Parametr ζ_0 występujący w równaniu (2.72) zależy od szorstkości dna r i jest określony wzorem:

$$\zeta_0 = \frac{r}{30 z_1}\,. \tag{2.75}$$

Za grubość warstwy przyściennej δ w modelu Granta i Madsena (1979) przyjmuje się podwojoną wartość parametru skali długości z_1, to znaczy

$$\delta = 2z_1. \tag{2.76}$$

Wynika to z faktu, że wartość ułamka w nawiasach kwadratowych w (2.72) dąży do zera dla $\zeta \sim 2$, tzn. $u_f \to u_\infty$ dla $z \sim \delta$, co wynika z definicji (2.73). Przyjęcie większej wartości δ nie ma praktycznie żadnego wpływu na obliczony rozkład prędkości u_f dla $z > \delta$. Podstawiając do wzoru (2.76) wyrażenie (2.64) możemy zapisać grubość warstwy przyściennej w funkcji amplitudy przemieszczenia oscylacyjnego wody przy dnie A następująco:

$$\delta = 2\kappa A\sqrt{\tfrac{1}{2} f_w}\,. \tag{2.77}$$

W modelu całkowym Fredsoe (1984) przyjmuje się logarytmiczny rozkład prędkości wody $u_f(z)$ wewnątrz warstwy przyściennej, opisany wzorem

$$u_f = \frac{u_*}{\kappa}\ln\left(\frac{z}{z_0}\right), \quad z_0 = \frac{r}{30}, \tag{2.78}$$

gdzie prędkość tarcia $u_* = \sqrt{\tau_b/\varrho_f}$ jest funkcją czasu (zmienia się w okresie fali T). Grubość oscylacyjnej warstwy przyściennej δ w modelu Fredsoe definiuje się wzorem

$$\delta = \frac{r_s}{30}\left(\exp z_2 - 1\right), \tag{2.79}$$

gdzie z_2 jest zmienną bezwymiarową

$$z_2 = \kappa\,\frac{u_\infty}{u_*}\,. \tag{2.80}$$

Jej wartość, zmienną w czasie, wyznacza się przez rozwiązanie następującego równania różniczkowego:

$$\frac{\mathrm{d}z_2}{\mathrm{d}(\omega t)} = \frac{\hat{\beta}\,\sin\omega t}{(z_2-1)\exp z_2 + 1} - \frac{z_2(\exp z_2 - z_2 - 1)}{(z_2-1)\exp z_2 + 1}\,\frac{1}{u_\infty}\,\frac{\mathrm{d}u_\infty}{\mathrm{d}(\omega t)}\,, \quad z_2(0) = 0, \tag{2.81}$$

w którym występuje parametr $\hat{\beta}$ zdefiniowany wzorem

$$\hat{\beta} = 30\kappa^2\,\frac{A}{r_s}\,. \tag{2.82}$$

Grubość oscylacyjnej warstwy przyściennej δ, określona wzorem (2.79), zmienia się w czasie okresu fali T w sposób wynikający z rozwiązania równania różniczkowego (2.81). Dla uproszczenia, w obliczeniach zwykle zakłada się, że grubość warstwy δ jest stała w czasie, o wartości równej tej wyliczonej z równań (2.81) i (2.79) dla $\omega t = \pi/2$ (Jonsson 1980).

W literaturze podawane są również inne oszacowania grubości turbulentnej warstwy przyściennej δ niż te wynikające z powyższych dwóch modeli. Przykładowo, Nielsen (2009) przytacza dwa alternatywne wzory

$$\delta_1 = \tfrac{1}{2} f_w \, A, \quad \delta_2 = A\sqrt{\tfrac{1}{2} f_w}. \tag{2.83}$$

Ponieważ współczynnik tarcia f_w ma zwykle wartość rzędu 0.1, mamy $\delta_2 > \delta_1$. Zauważmy, że wzór (2.77), wynikający z przybliżenia grubości warstwy δ zastosowanego w modelu Granta i Madsena (1979), dla $\kappa = 0.41$ daje wynik $\delta = 0.82\, A\sqrt{\tfrac{1}{2} f_w} = 0.82\, \delta_2$, tzn. $\delta_1 < \delta < \delta_2$. W przypadku modelu Fredsoe (1984) takie oszacowania jest trudniej wykonać analitycznie, jednak wyniki liczbowe przedstawione w powyższej pracy wskazują, że i dla tego modelu zachodzą podobne relacje, tzn. $\delta_1 < \delta < \delta_2$.

2.6. Wyniki prostych symulacji numerycznych

Układ równań ruchu cząstki osadu, (2.29) i (2.30), oraz jej trajektorii, (2.31) i (2.32), rozwiązywany był przy zastosowaniu jawnego schematu Runge-Kutty rzędu czwartego. Zapisując powyższe cztery równania różniczkowe pierwszego rzędu w postaci wektorowej:

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{y}}{\mathrm{d}t} = \boldsymbol{f}(t, \boldsymbol{x}_p, \boldsymbol{v}_f, \boldsymbol{v}_p), \quad \boldsymbol{y}(t_0) = \boldsymbol{y}_0, \tag{2.84}$$

gdzie wektor $\boldsymbol{y}$ zawiera cztery niewiadome funkcje (u_p, w_p, x_p i z_p), a wektor $\boldsymbol{f}$ zawiera cztery prawe strony układu równań różniczkowych, sposób obliczania funkcji $\boldsymbol{y}$ w kolejnych krokach czasowych $n = 1, 2, \ldots$ można opisać wzorami:

$$\boldsymbol{y}_{n+1} = \boldsymbol{y}_n + \tfrac{1}{6}\left(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4\right), \tag{2.85}$$

gdzie $\boldsymbol{y}_{n+1}$ i $\boldsymbol{y}_n$ są przybliżeniami funkcji $\boldsymbol{y}$ w chwilach t_{n+1} i t_n, $t_{n+1} = t_n + \Delta t$, Δt jest długością kroku całkowania. Przyrosty funkcji k_i ($i = 1, \ldots, 4$) są wyrażone wzorami

$$k_1 = \Delta t \boldsymbol{f}(t_n, \boldsymbol{y}_n),$$

$$
\begin{aligned}
k_2 &= \varDelta t \boldsymbol{f}(t_n + \tfrac{1}{2}\varDelta t, \boldsymbol{y}_n + \tfrac{1}{2}k_1),\\
k_3 &= \varDelta t \boldsymbol{f}(t_n + \tfrac{1}{2}\varDelta t, \boldsymbol{y}_n + \tfrac{1}{2}k_2),\\
k_4 &= \varDelta t \boldsymbol{f}(t_n + \varDelta t, \boldsymbol{y}_n + k_3).
\end{aligned}
$$

W pierwszej kolejności rozwiązano proste zagadnienie ruchu ustalonego sferycznej cząstki osadu w nieruchomej wodzie pod wpływem siły grawitacji. Celem obliczeń było wyznaczenie prędkości swobodnego opadania cząstki, v_s, w zależności od średnicy ziarna d_p i zbadanie, jaki wpływ na uzyskane wyniki ma przyjęta metoda aproksymacji współczynnika oporu C_D w zależności od liczby Reynoldsa Re_p. Wielkość prędkości opadania cząstki v_s jest o tyle interesująca, że można ją uważać za charakterystyczną skalę prędkości pionowej cząstki w danej cieczy.

Prędkość swobodnego opadania cząstki w wodzie wyznacza się z równania równowagi pomiędzy siłami grawitacji, wyporu i oporu, przy założeniu, że prędkość cieczy jest równa zeru:

$$
\boldsymbol{F}_g + \boldsymbol{F}_b + \boldsymbol{F}_D = \boldsymbol{0}, \quad \boldsymbol{v}_f = \boldsymbol{0}, \tag{2.86}
$$

gdzie siły występujące w powyższym wzorze są opisane, w kolejności, równaniami $(2.2)_1$, $(2.2)_2$ i (2.6). Podstawienie stosownych wyrażeń do równania (2.86) daje zależność

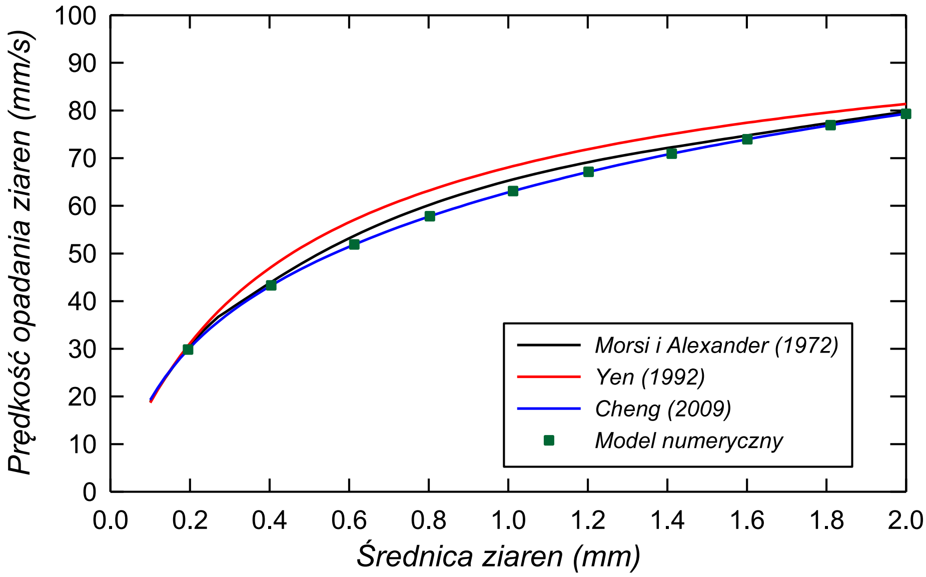
$$
v_s^2 = 2g\,\frac{m_p - m_f}{\varrho_f A_p C_D}\,, \tag{2.87}
$$

która prowadzi do wzoru na prędkość swobodnego opadania cząstki:

$$
v_s = 2\sqrt{\frac{(s-1)gd_p}{3C_D}}\;. \tag{2.88}
$$

Ponieważ współczynnik oporu C_D jest funkcją cząsteczkowej liczby Reynoldsa Re_p, a zatem, zgodnie z definicją (2.5), jest też funkcją prędkości v_s, rozwiązanie równania (2.88) uzyskuje się w sposób iteracyjny. Wyniki obliczeń, przeprowadzonych dla ziaren osadu o gęstości $\varrho_p = 2650\ \mathrm{kg\,m^{-3}}$ (piasek kwarcowy) i uzyskanych dla trzech metod aproksymacji współczynnika oporu, przedstawiono na rys. 2.7.

Jak widać na rysunku, wyniki uzyskane przy zastosowaniu trzech różnych wzorów aproksymujących współczynnik C_D różnią się w niewielkim stopniu, przy czym wartości v_s uzyskane dla przybliżenia Morsiego i Alexandra (1972) znajdują się pomiędzy wynikami dla przybliżeń Yena (1992) i Chenga (2009). Największe różnice względne (8.4% pomiędzy wartościami skrajnymi) występują dla ziaren o średnicach około 1 mm – dla ziaren mniejszych jak i większych są one mniejsze (odpowiednio



Rys. 2.7. Prędkość swobodnego opadania ziaren piasku w wodzie w zależności od ich średnicy, dla gęstości osadu $\varrho_p = 2650\ \mathrm{kg\,m^{-3}}$. Porównanie wyników dla trzech różnych wzorów aproksymujących współczynnik oporu C_D w funkcji liczby Reynoldsa Re_p. Symbole (zielone kwadraty) oznaczają prędkości z modelu numerycznego obliczone przy zastosowaniu wzoru Chenga (2009).

3.2% dla $d_p = 0.1$ mm i 2.0% dla $d_p = 2$ mm). Zaznaczyć należy, że wzór (2.88) opisuje prędkość opadania ziarna o wyidealizowanym kształcie sferycznym, dla naturalnych ziaren osadu prędkości te będą mniejsze. Przykładowo, dla ziaren o średnicy 0.2 mm wzór (2.88) daje prędkość $v_s = 30$ mm/s, podczas gdy prędkość obliczona ze wzoru empirycznego (Pruszak 1998) wynosi 28 mm/s.

W celu prostej weryfikacji zaproponowanego modelu numerycznego, w którym prędkości i położenia cząstki osadu są wyznaczane przez całkowanie układu równań (2.29)–(2.32) metodą Rungego-Kutty, przeprowadzono obliczenia numeryczne dla zagadnienia swobodnego opadania cząstki w wodzie. W obliczeniach tych zakładano, że w chwili początkowej prędkość cząstki v_s jest równa zeru, a zastosowany krok całkowania miał długość $\Delta t = 10^{-3}$ s. Przykładowe wyniki, otrzymane dla przybliżenia Chenga (2009), zilustrowano na rys. 2.7 przy pomocy symboli (zielonych kwadratów). Widoczne jest, że uzyskano bardzo dobrą zgodność (z błędami względnymi rzędu 0.1%) wartości prędkości v_s obliczonych ze wzoru (2.88) oraz z modelu numerycznego.

3. Badania laboratoryjne w kanale falowym

Rozdział ten poświęcony jest w całości omówieniu badań laboratoryjnych przeprowadzonych w kanale falowym i prezentacji wyników uzyskanych przy zastosowaniu techniki PIV (*particle image velocimetry*). W pierwszej kolejności, opisano zastosowaną aparaturę pomiarową, metodykę badań w kanale oraz zakres przeprowadzonych pomiarów. Zasadniczą część rozdziału stanowi szczegółowe omówienie wyników uzyskanych dla siedmiu wybranych przypadków fal powierzchniowych analizowanych w trakcie badań. Wyniki te są prezentowane w postaci wykresów ilustrujących rozkłady chwilowych prędkości ziaren osadów w obszarze okna pomiarowego PIV oraz w formie rozkładów prędkości osadu wzdłuż dwóch profili pionowych (jeden nad wierzchołkiem zmarszczki, a drugi nad doliną zmarszczki) oraz wzdłuż jednego profilu poziomego, poprowadzonego równolegle do dna w pobliżu linii wierzchołków zmarszczek. W rozdziale tym przedstawione są jedynie same wyniki pomiarów. Porównania tych wyników z predykcjami modelu teoretycznego omawianego w rozdziale 2 są przedstawione w następnym rozdziale 4 pracy.

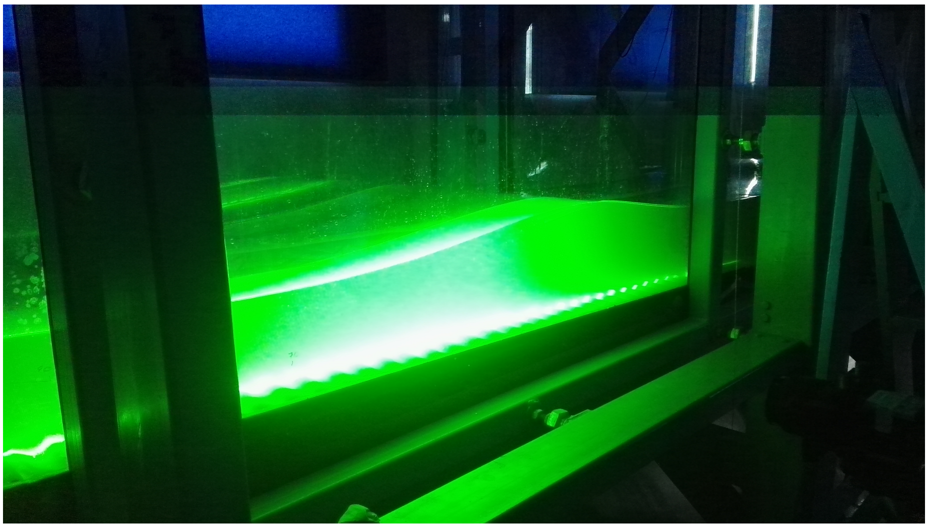
3.1. Opis kanału falowego i urządzeń pomiarowych

Pomiary doświadczalne wykonano w laboratorium hydraulicznym Instytutu Budownictwa Wodnego PAN, wyposażonego w kanał falowy i niezbędne urządzenia wspomagające i pomiarowe umożliwiające prowadzenie badań zjawisk wywoływanych propagacją fal powierzchniowych w wodzie. Kanał falowy ma długość około 64 m, szerokość 0.60 m i wysokość 1.40 m – jego widok ogólny przedstawia rys. 3.1. Fale powierzchniowe generowane są przy użyciu nowoczesnego generatora typu tłokowego sterowanego komputerowo, co pozwala na generowanie fal, zarówno regularnych jak i nieregularnych, o zadanych charakterystykach. Kanał na całej swojej długości jest wyposażony w pionowe szklane ściany, dzięki czemu możliwe jest prowadzenie pomiarów przy użyciu techniki PIV.

W eksperymentach korzystano z systemu PIV firmy LaVision, w którym częstotliwość próbkowania (częstotliwość zapisywania pary obrazów PIV do analizy pola prędkości) wynosiła 15 Hz. Dla każdej pary obrazów, czas pomiędzy dwoma błyskami

Rys. 3.1. Widok ogólny kanału falowego w laboratorium hydraulicznym IBW PAN.

lasera wynosił od 400 μs do 2000 μs. Do rejestrowania kolejnych obrazów pól prędkości ziaren osadu wykorzystano cyfrową kamerę wideo Imager Pro HS 500 o rozdzielczości przestrzennej 1280 px $\times$ 1024 px i czasowej 520 fps (*frames per second*). Widok oświetlonej laserem sekcji kanału, w której dokonywano pomiarów, jest pokazany na rys. 3.2.

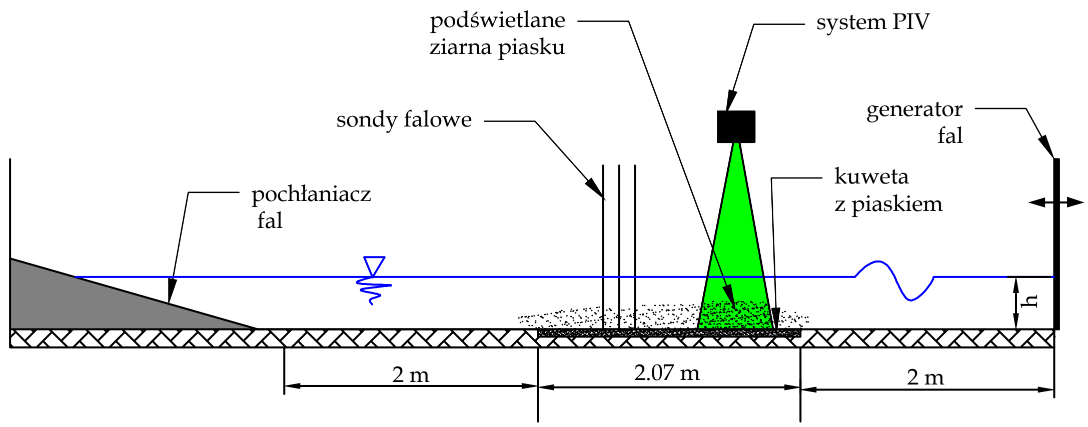


Rys. 3.2. Widok obszaru pomiarowego nad dnem kanału, oświetlonego wiązką zielonego światła laserowego systemu PIV.

Oprócz aparatury (lasera i kamery) PIV, w kanale zainstalowano również system trzech falowych sond oporowych, służących do rejestracji zmian elewacji powierzchni swobodnej wody.

3.2. Metodyka badań

Badania ruchu ziaren osadu w wodzie prowadzono w wydzielonej sekcji kanału o długości około 10 m, w bezpośrednim sąsiedztwie generatora falowego. W odległości około 2 m od generatora, w dnie kanału, umieszczono zasobnik z naturalnym piaskiem o długości 2.07 m. Pomiarów prędkości cząstek osadu za pomocą aparatury PIV dokonywano w środkowej części wydzielonego obszaru z piaskiem na dnie. Schemat stanowiska badawczego, ilustrujący wzajemne usytuowanie poszczególnych elementów układu pomiarowego, przedstawiono na rys. 3.3. Bardziej szczegółowy opis techniki badań oraz część wyników pomiarów (nie prezentowanych tutaj) można znaleźć w pracy Stachurskiej (2017). Piasek użyty do badań pochodził z plaży na Wyspie Sobieszewskiej koło Gdańska. Na podstawie analizy sitowej wyznaczono medianę średnicy jego ziaren wynoszącą $d_{50} = 0.257$ mm.

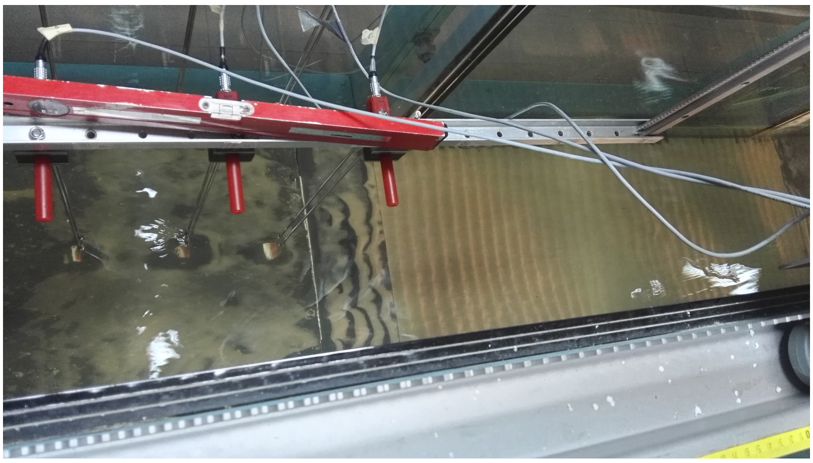


Rys. 3.3. Szkic stanowiska pomiarowego.

Laser PIV zamontowano nad powierzchnią wody, nad środkową częścią kuwety z piaskiem, a kamerę wideo umieszczono przy bocznej, oszklonej ścianie kanału, naprzeciw pola badawczego. Laser umieszczono w taki sposób, że płaska wiązka światła laserowego tworzyła płaszczyznę pionową, równoległą do osi podłużnej kanału – w płaszczyźnie tej dokonywano pomiarów prędkości cząstek osadu. Zwykle w pomiarach metodą PIV konieczne jest stosowanie tzw. posiewu ("tracera") w postaci szklanych kuleczek o bardzo małej średnicy i gęstości zbliżonej do gęstości wody – to ruch ziaren posiewu jest rejestrowany na obrazach PIV. Jednak w trakcie badań wstępnych przeprowadzonych w ramach tej pracy okazało się, że użycie posiewu nie jest konieczne, gdyż ziarna badanego piasku drobnego poruszającego się w wodzie dobrze odbijały światło laserowe i były z powodzeniem rejestrowane przez aparaturę PIV. Z tego względu zrezygnowano ze stosowania posiewu w trakcie dalszych badań, opisywanych w tej pracy.

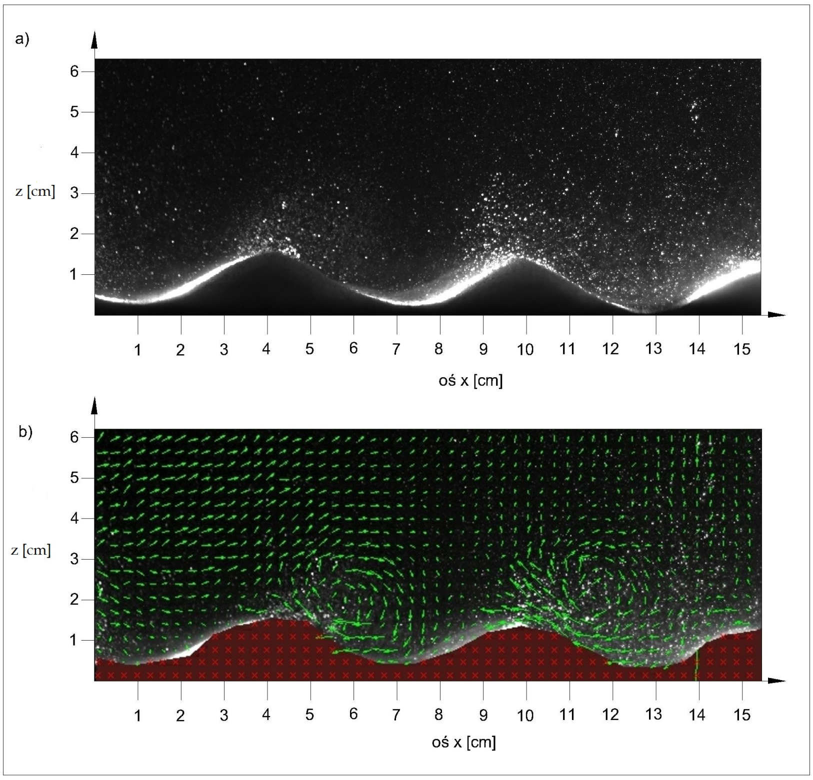
Wymiary obszaru, w którym dokonywano rejestracji ruchu ziaren piasku w wodzie bezpośrednio nad dnem, różniły się nieznacznie w zależności od głębokości wody w stanie spokoju h (o czym więcej w następnym podrozdziale). W przypadku głębokości wody $h = 30$ cm obszar pomiarowy miał wymiary 15.3 cm $\times$ 15.3 cm, natomiast dla mniejszej głębokości $h = 18.5$ cm miał on wymiary 20.0 cm $\times$ 17.0 cm (szerokość $\times$ wysokość).

Przedmiotem badań były pomiary ruchu osadu w wodzie nad dnem piaszczystym pokrytym zmarszczkami. W celu uzyskania stabilnego, dobrze wykształconego systemu form dennych, badania rozpoczynano od stanu, w którym dno (górna powierzchnia piasku w kuwecie) było poziome, tj. bez zmarszczek. Następnie generowano fale powierzchniowe przez okres około 30 minut, aż do uzyskania stanu równowagi form dennych. Przykładowy układ zmarszczek uzyskany w powyższy sposób, widziany z góry (znad wody w kanale) po ustaniu falowania, jest pokazany na zdjęciu na rys. 3.4. Jak widać na zdjęciu, kolejne grzbiety i doliny układają się prostopadle do kierunku propagacji falowania w bardzo regularny sposób.



Rys. 3.4. Przykładowy układ zmarszczek dennych w stanie równowagi (dla fali powierzchniowej o okresie $T = 1.0$ s i wysokości $H = 0.10$ m propagującej się w wodzie o głębokości $h = 0.185$ m).

Przykładowe zdjęcie zarejestrowane kamerą PIV, ilustrujące chwilowe rozmieszczenie cząstek osadu w wodzie w obszarze tuż nad zmarszczkami dennymi, oraz odpowiadający im wykres wektorowy chwilowego pola prędkości osadu, są przedstawione na rys 3.5. Na rysunku tym jest dobrze widoczne, że najbardziej intensywny ruch



Rys. 3.5. a) Zdjęcie cząstek osadu nad zmarszczkami dennymi wykonane kamerą PIV, b) chwilowy rozkład wektorów prędkości cząstek ($T = 1.5$ s, $H = 0.1$ m, $h = 0.3$ m).

osadu odbywa bezpośrednio nad zmarszczkami w warstwie o miąższości od około 1.5 do około 2 wysokości typowej zmarszczki (licząc od linii grzbietów zmarszczek), co pokrywa się z obserwacjami m.in. van der Werfa i in. (2007). Obszar ten można zidentyfikować jako oscylacyjną turbulentną warstwę przyścienną (ang. *wave bottom boundary layer*, WBBL), której opis analityczny jest dyskutowany w podrozdziale 2.5 pracy.

Wyniki pomiarów uzyskanych techniką PIV były przetwarzane za pomocą oprogramowania PIVlab 1.4 pracującego w środowisku MATLAB (Thielicke i Stamhuis 2014). W celu obliczania pól wektorowych prędkości śledzonych cząstek oprogramowanie PIVlab 1.4 wykorzystuje metodę tzw. korelacji krzyżowej (inaczej wzajemnej) pomiędzy parami obrazów rejestrowanych przez system PIV. Na rysunkach prezentowanych w dalszej części tego rozdziału zmarszczki denne są zaznaczane kolorem brązowym – jest to tzw. maska nakładana w celu wyodrębnienia obszaru, który nie jest objęty obliczeniami w trakcie obróbki obrazów PIV.

3.3. Zakres badań

Zasadniczym celem badań laboratoryjnych było wyznaczenie pól prędkości cząstek osadu nad dnem pokrytym zmarszczkami dla różnych warunków falowych. Na wstępnym etapie badań przeprowadzono serię pomiarów dla szerokiego zakresu fal powierzchniowych, generując fale o różnych okresach T i wysokościach H dla zadanej głębokości wody h, sprawdzając dla jakich parametrów fal powstaje stabilny system zmarszczek (jak wiemy z podrozdziału 2.5, występuje on, w przybliżeniu, dla zakresu parametru Shieldsa $0.05 < \theta_{2.5} < 0.3$). Na podstawie tych wstępnych pomiarów, do właściwych badań wybrano siedem przypadków szczególnych, zdefiniowanych w tabeli 3.1 i oznaczonych, kolejno, symbolami od A do G. Przypadki te obejmują fale propagujące się w wodzie o dwóch różnych głębokościach h (18.5 cm i 30 cm), o wysokościach fal H od 6 do 11 cm, oraz o okresach T od 1.0 do 2.0 s. Oprócz parametrów fal: h, H, T i długości L, w tabeli pokazane są również wartości parametru Ursella U_r zdefiniowanego wzorem (2.46) na str. 30, falowej liczby Reynoldsa (2.55), oraz dwa parametry charakteryzujące mobilność ziaren osadu – parametr ψ (2.67) i parametr Shieldsa $\theta_{2.5}$ zdefiniowany wzorem (2.66) na str. 35.

Tabela 3.1. Parametry fal powierzchniowych badanych podczas eksperymentów: głębokość wody h, wysokość fali H, okres fali T, długość fali L, liczba Ursella U_r, falowa liczba Reynoldsa Re_w, parametr ψ i parametr Shieldsa $\theta_{2.5}$.

Przypadek	h [m]	H [m]	T [s]	L [m]	U_r	Re_w	ψ	$\theta_{2.5}$
A	0.185	0.08	1.0	1.18	17.6	8.6×10^3	12.7	0.18
B	0.185	0.10	1.0	1.18	22.0	1.5×10^4	21.6	0.27
C	0.185	0.11	1.0	1.18	24.2	1.8×10^4	26.2	0.33
D	0.185	0.06	1.4	1.76	29.5	1.1×10^4	11.6	0.16
E	0.185	0.08	1.4	1.76	39.4	2.1×10^4	24.6	0.27
F	0.30	0.10	1.5	2.34	20.3	1.5×10^4	15.0	0.24
G	0.30	0.10	2.0	3.26	39.3	2.8×10^4	23.1	0.27

Jak wynika z danych przedstawionych w tabeli, wartości parametru $\theta_{2.5}$ mieszczą się w przedziale od 0.05 do 0.3 dla wszystkich przypadków badanych fal, z wyjątkiem przypadku C (o najwyższej wysokości fali, $H = 11$ cm), dla którego $\theta_{2.5} = 0.33$, czyli nieznacznie przekracza "graniczną" wartość 0.3 parametru Shieldsa podawaną w literaturze jako maksymalna wartość $\theta_{2.5}$, przy której system zmarszczek dennych zachowuje stabilność. Z kolei przypadkami najbardziej nieliniowych fal są te oznaczone symbolami E i G, dla których wartość liczby Ursella dochodzi do 40, czyli do górnego zakresu stosowalności teorii Stokesa do opisu fal powierzchniowych.

3.4. Charakterystyka zmarszczek dennych

Istotną rolę w dynamice osadu w wodzie odgrywa obecność form dennych, a w szczególności ich wymiarów charakterystycznych, tzn. długości (λ_r) i wysokości (η_r) typowych zmarszczek, które rozwinęły się w trakcie propagacji falowania powierzchniowego. Z tego względu, przed przystąpieniem do pomiarów prędkości ziaren piasku w wodzie generowanych jedną z fal zdefiniowanych w tabeli 3.1, każdorazowo dokonywano pomiarów parametrów zmarszczek. Wyniki tych pomiarów, dla każdego z analizowanych przypadków fal A–G, są zamieszczone w tabeli 3.2. W kolumnach z nagłówkami λ_r^{pm} i η_r^{pm} podane są wartości średnie i odchylenia standardowe (po znaku $\pm$). Pomierzone wartości porównano z analogicznymi wartościami λ_r^{tr} i η_r^{tr} obliczonymi ze wzorów empirycznych (2.69) i (2.70) na str. 36. Jak widać w tabeli, praktycznie dla

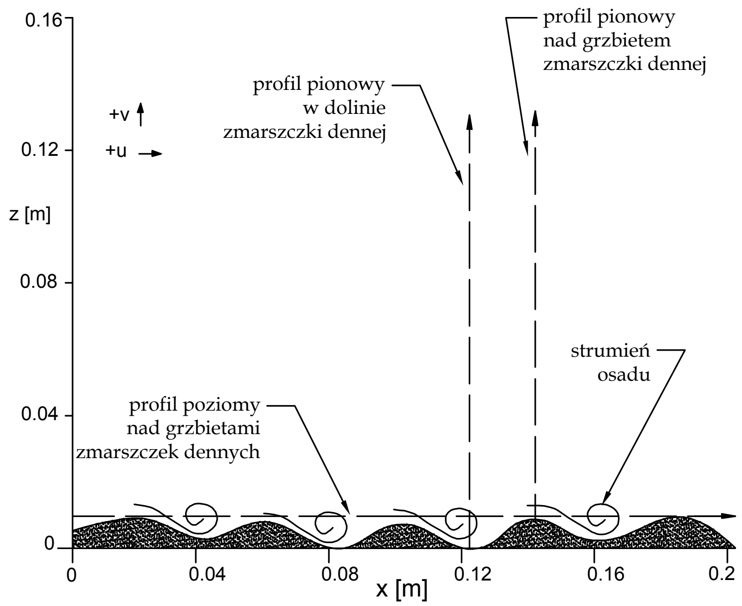
Tabela 3.2. Długości (λ_r^{pm}, λ_r^{tr}) i wysokości (η_r^{pm}, η_r^{tr}) zmarszczek dennych wyznaczone eksperymentalnie i teoretycznie dla analizowanych przypadków fal powierzchniowych.

Przypadek	h [m]	H [m]	T [s]	λ_r^{pm} [cm]	λ_r^{tr} [cm]	η_r^{pm} [cm]	η_r^{tr} [cm]
A	0.185	0.08	1.0	3.5 ± 0.4	3.5	0.9 ± 0.1	0.71
B	0.185	0.10	1.0	4.1 ± 0.2	4.2	0.8 ± 0.1	0.80
C	0.185	0.11	1.0	3.7 ± 0.3	4.5	0.8 ± 0.1	0.81
D	0.185	0.06	1.4	5.4 ± 0.5	5.1	1.0 ± 0.2	0.92
E	0.185	0.08	1.4	5.1 ± 0.2	6.2	1.1 ± 0.1	1.02
F	0.30	0.10	1.5	7.3 ± 0.3	8.0	1.2 ± 0.2	1.20
G	0.30	0.10	2.0	8.5 ± 0.5	11.0	1.5 ± 0.1	1.50

wszystkich przypadków fal, zmierzone wysokości zmarszczek mają wartości bardzo bliskie tym obliczonym ze wzorów z literatury. Jeśli chodzi o długości zmarszczek, to rozbieżności pomiędzy wartościami zmierzonymi w kanale i obliczonymi ze wzorów przybliżonych są widoczne, jednak poza przypadkami E i G (reprezentującymi fale o największej liczbie Ursella U_r, a więc najsilniej nieliniowe) różnice nie są duże.

3.5. Profile prędkości cząstek osadu

W celu zobrazowania zmian pola prędkości cząstek osadu w obszarze nad dnem, zdecydowano się na ich prezentację w postaci rozkładów składowych poziomych i pionowych prędkości wzdłuż trzech charakterystycznych profili, zdefiniowanych na rys. 3.6. Dwa z przyjętych profili są profilami pionowymi – jeden zaczyna się w najniższym



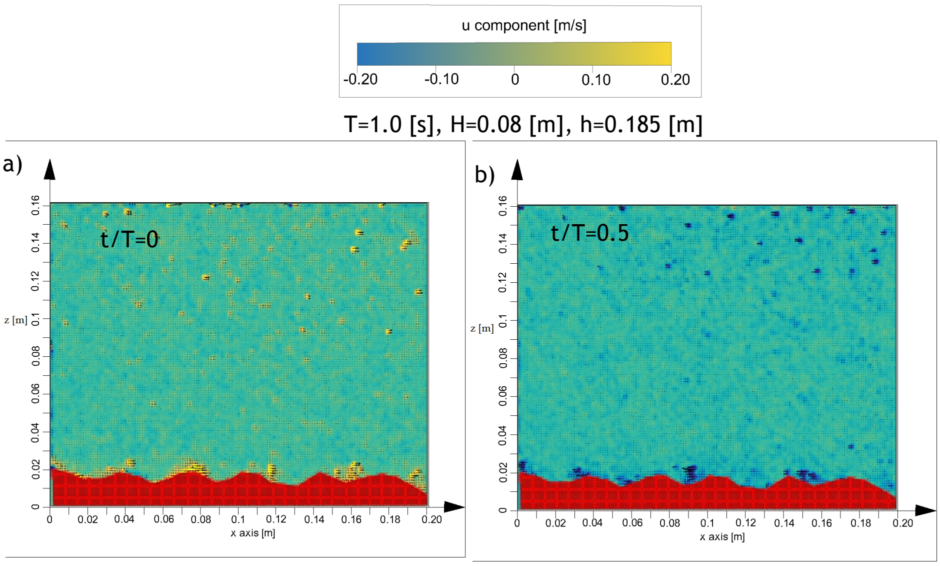
Rys. 3.6. Schemat rozmieszczenia profili pionowych i poziomych prędkości nad dnem, wzdłuż których wyznaczano prędkości cząstek osadu.

punkcie doliny zmarszczki, a drugi zaczyna się na wierzchołku zmarszczki. Trzecim jest profil poziomy, poprowadzony wzdłuż linii wierzchołków zmarszczek (oczywiście w sposób przybliżony, gdyż wysokości zmarszczek, pomimo ich regularnego układu, mają nieco różniące się wysokości).

W dalszej części rozdziału przedstawione są rozkłady chwilowej prędkości cząstek osadu wzdłuż profili zdefiniowanych powyżej na rys. 3.6, wyznaczone na podstawie pomiarów wykonanych dla przypadków fal określonych w tabeli 3.1. Ponadto, dla każdego z analizowanych przypadków fal, pokazane są rozkłady prędkości cząstek osadu w całym obszarze okna pomiarowego. Na wykresach prędkości osadu podawane są wartości t/T, które opisują fazę fali powierzchniowej w momencie jej przejścia nad punktem zaczepienia profilu pionowego, albo w momencie przejścia nad środkiem okna pomiarowego, w zależności od typu wykresu. Wartość $t/T = 0$ oznacza przejście grzbietu fali, $t/T = 0.5$ oznacza przejście jej doliny, natomiast wartości pośrednie $t/T = 0.25$ i $t/T = 0.75$ oznaczają (w przybliżeniu, bo fala jest nieliniowa a nie sinusoidalna) chwile czasu, w których elewacja powierzchni swobodnej η jest bliska zeru.

3.5.1. Przypadek A ($h = 0.185$ m, $H = 0.08$ m, $T = 1.0$ s)

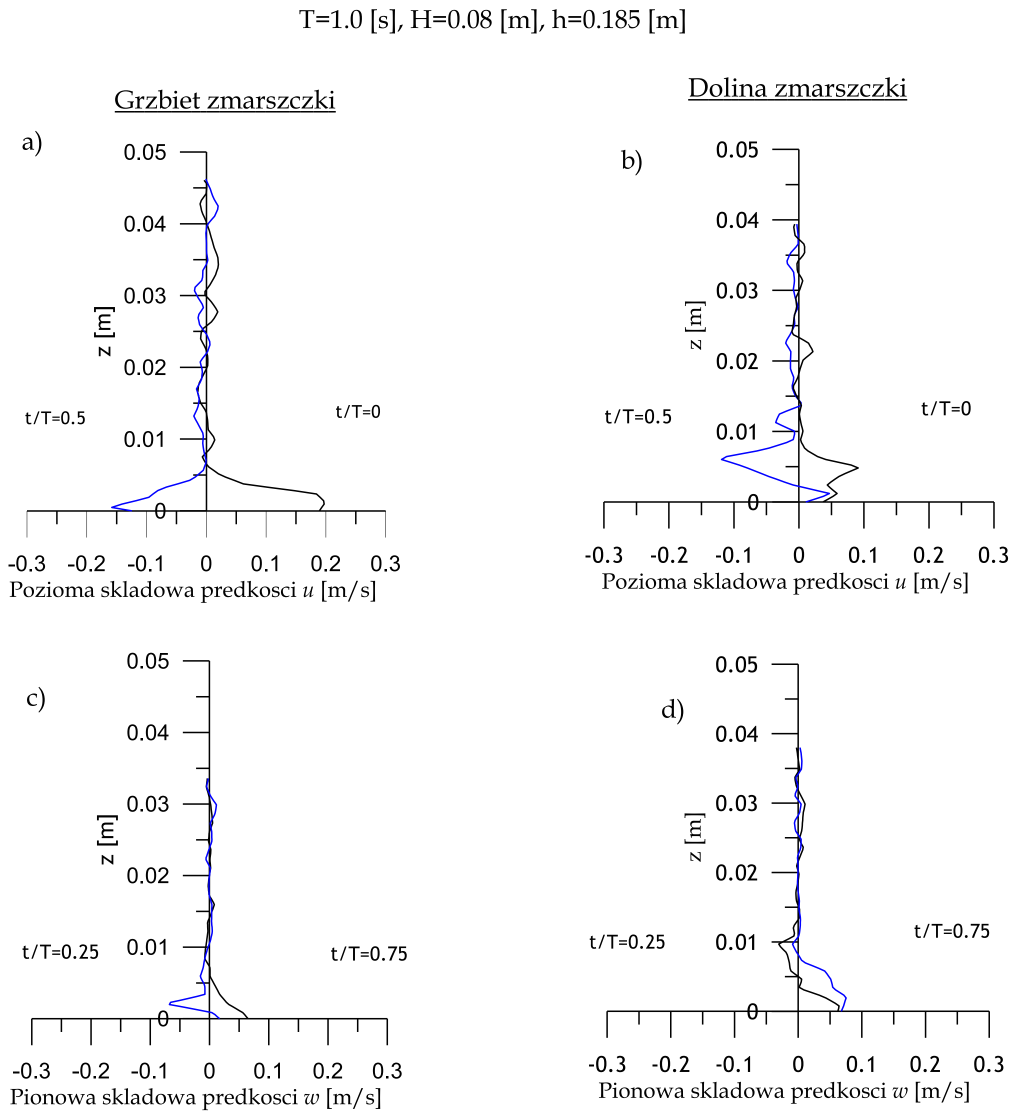
Jako pierwszy ilustrowany jest przypadek reprezentujący falę, której "stopień nieliniowości", opisany liczbą Ursella $U_r = 17.6$ (patrz tabela 3.1), jest najmniejszy w porównaniu z pozostałymi przypadkami fal B – G. Na poniższym rys. 3.7 przedstawiono rozkłady chwilowej prędkości poziomej ziaren osadu w obszarze okna pomiarowego (o wymiarach 20.0 cm × 17.0 cm) pod grzbietem fali (a) i pod doliną fali (b). Jak



Rys. 3.7. Pole prędkości poziomej ziaren osadu w obszarze nad zmarszczkami: a) w chwili przejścia grzbietu fali nad środkiem obszaru, b) w chwili przejścia doliny fali (przypadek A: głębokość wody $h = 0.185$ m, wysokość fali $H = 0.08$ m, okres fali $T = 1.0$ s).

widać na obu wykresach, maksymalne prędkości cząstek osadu, zmierzone w pobliżu wierzchołków zmarszczek dennych, mają zbliżone amplitudy, równe około 0.2 m/s, niezależnie od chwilowego kierunku ruchu wody – w prawo, zgodnie z kierunkiem osi x, pod grzbietem fali ($t/T = 0$), albo w lewo, przeciwnie do kierunku osi x, pod doliną fali ($t/T = 0.5$).

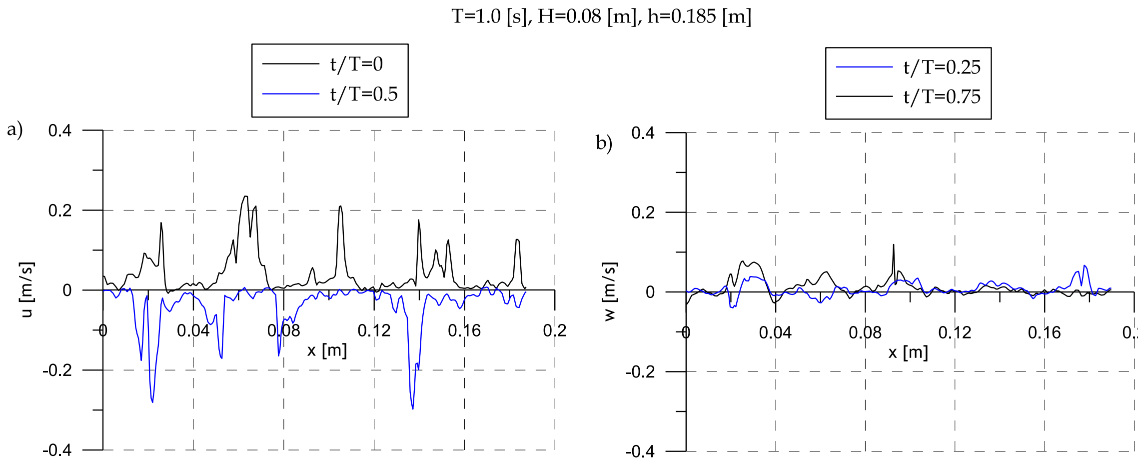
Wykresy na rys. 3.8 przedstawiają rozkłady zmierzonych chwilowych prędkości poziomych i pionowych cząstek osadu wzdłuż dwóch profili pionowych: pierwszym umieszczonym nad grzbietem zmarszczki (a i c), oraz drugim umieszczonym nad doliną zmarszczki (b i d). Wykresy dla składowych poziomych prędkości wykonano dla faz fali $t/T = 0$ (moment przejścia grzbietu fali) oraz $t/T = 0.5$ (moment przejścia doliny fali), natomiast wykresy dla składowych poziomych odpowiadają fazom fali $t/T = 0.25$ oraz $t/T = 0.75$. Z wykresów prędkości pokazanych na rysunku wynika,



Rys. 3.8. Rozkłady poziomej oraz pionowej składowej prędkości osadu wzdłuż profilu pionowego nad grzbietem (a, c) oraz nad doliną zmarszczki (b, d) w zależności od fazy fali powierzchniowej t/T. Przypadek fali A.

że obszar intensywnego ruchu ziaren, dla tych konkretnych parametrów fali, ogranicza się do cienkiej warstwy nad dnem o miąższości wynoszącej około 5 mm. Jak widać na wykresach, pomierzone maksymalne wartości prędkości poziomych są około trzy razy większe od maksymalnych wartości prędkości pionowych. Widać również, że poziome prędkości cząstek osadu nad zmarszczką są wyraźnie większe od tych w dolinie zmarszczki. Jeśli chodzi o prędkości pionowe, to nie widać większych różnic ilościowych pomiędzy obszarami nad grzbietem i w dolinie zmarszczki.

Na kolejnym rys. 3.9 zilustrowane są rozkłady prędkości poziomych i pionowych ziaren osadu wzdłuż profilu poziomego poprowadzonego wzdłuż linii wierzchołków zmarszczek. Długość profilu jest równa szerokości okna pomiarowego PIV. Na wy-



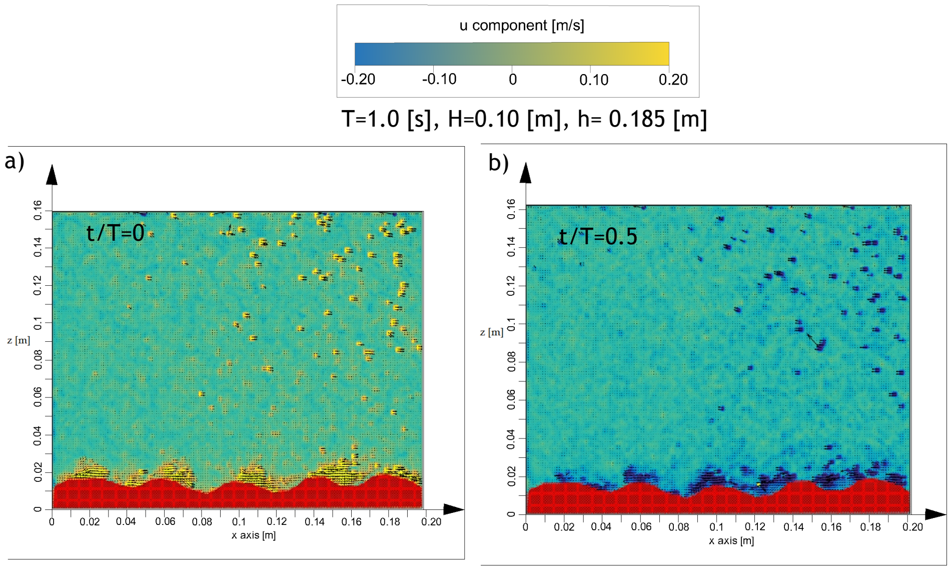
Rys. 3.9. Rozkłady poziomej (a) i pionowej (b) składowej prędkości osadu wzdłuż profilu poziomego w zależności od fazy fali powierzchniowej t/T. Przypadek fali A.

kresach dobrze widoczna jest rytmiczność zmian wartości prędkości wzdłuż osi x, związana oczywiście z rytmicznością elewacji zmarszczek dennych. Podobnie jak na poprzednim rys. 3.8 można zaobserwować, że maksymalne prędkości poziome osadu są w przybliżeniu trzy razy większe od maksymalnych prędkości pionowych.

Wykresy na powyższych trzech rysunkach 3.7–3.9 dobrze ilustrują wysoką zmienność i losowy charakter prędkości chwilowych cząstek osadu. W następnym rozdziale 4, zamiast prędkości chwilowych zarejestrowanych dla jednego konkretnego okresu fali, przedstawione zostaną uśrednione wartości prędkości chwilowych cząstek, obliczone poprzez uśrednienie prędkości pomierzonych w kolejnych okresach fali dla tych samych faz fali t/T. Widoczne będzie, że nawet pomimo przeprowadzenia tego typu uśrednienia, prowadzącego do wygładzenia rozkładów przestrzennych prędkości, nadal otrzymuje się wykresy charakteryzujące się zauważalną zmiennością.

3.5.2. Przypadek B ($h = 0.185$ m, $H = 0.10$ m, $T = 1.0$ s)

W porównaniu z przypadkiem A, poniżej prezentowane są wyniki pomiarów prędkości cząstek osadu uzyskane dla wyższej fali ($H = 10$ cm zamiast $H = 8$ cm). Rys. 3.10 ilustruje rozkłady przestrzenne zmierzonych prędkości poziomych osadu pod grzbietem fali (a) oraz pod doliną fali (b). W porównaniu z wynikami pokazanymi na rys. 3.7



Rys. 3.10. Pole prędkości poziomej ziaren osadu w obszarze nad zmarszczkami: a) w chwili przejścia grzbietu fali nad środkiem obszaru, b) w chwili przejścia doliny fali (przypadek B: głębokość wody $h = 0.185$ m, wysokość fali $H = 0.10$ m, okres fali $T = 1.0$ s).

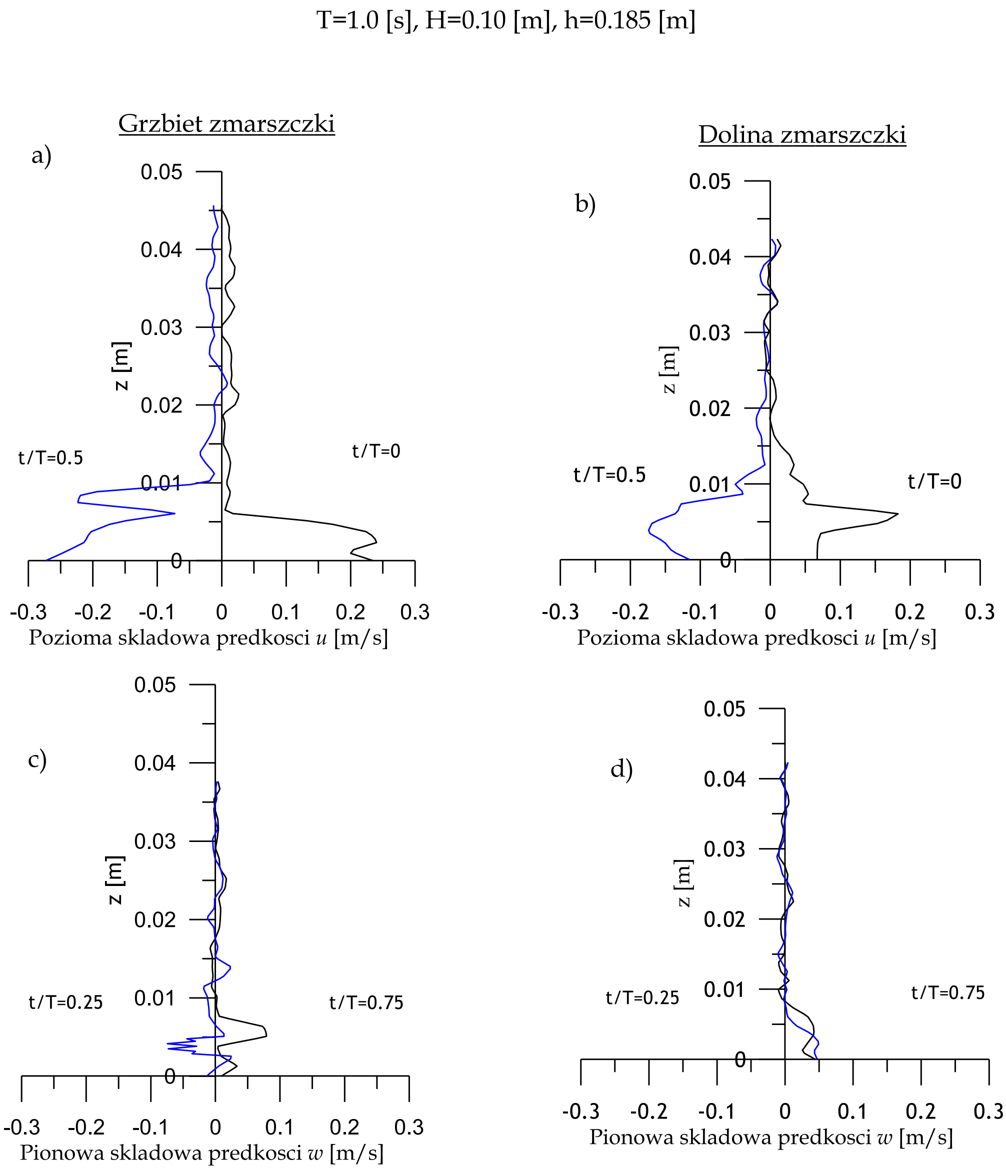
widać, że ruch osadu jest znacznie intensywniejszy, a chmury ziaren osadu w pobliżu wierzchołków zmarszczek są dużo większe.

Jak wynika z porównania profili prędkości pokazanych na rys. 3.11 i 3.8, wzrost wysokości fali prowadzi do zwiększenia grubości warstwy intensywnego ruchu osadu nad dnem, oraz skutkuje wyraźnym, o około $30 - 50\%$, wzrostem maksymalnych prędkości poziomych osadu, zarówno nad wierzchołkami jak i w dolinach zmarszczek. Jeśli chodzi o prędkości pionowe cząstek, to ich wzrost względny jest stosunkowo mały.

Profile poziome obu składowych wektora prędkości chwilowej osadu są przedstawione na rys. 3.12. Można zauważyć, że podobnie jak w przypadku A, stosunek maksymalnych prędkości poziomych do pionowych ziaren osadu nad dnem wynosi około 3.

3.5.3. Przypadek C ($h = 0.185$ m, $H = 0.11$ m, $T = 1.0$ s)

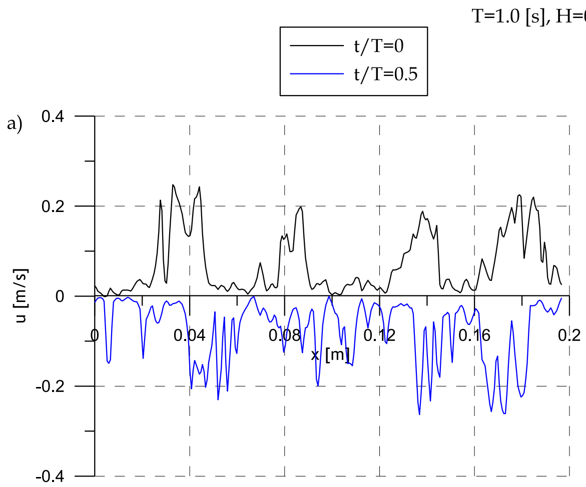
Jest to fala o najwyższej wysokości H spośród trzech fal o okresie $T = 1.0$ s propagujących się w wodzie o głębokości $h = 0.185$ m. Rozkłady przestrzenne prędkości pozio-



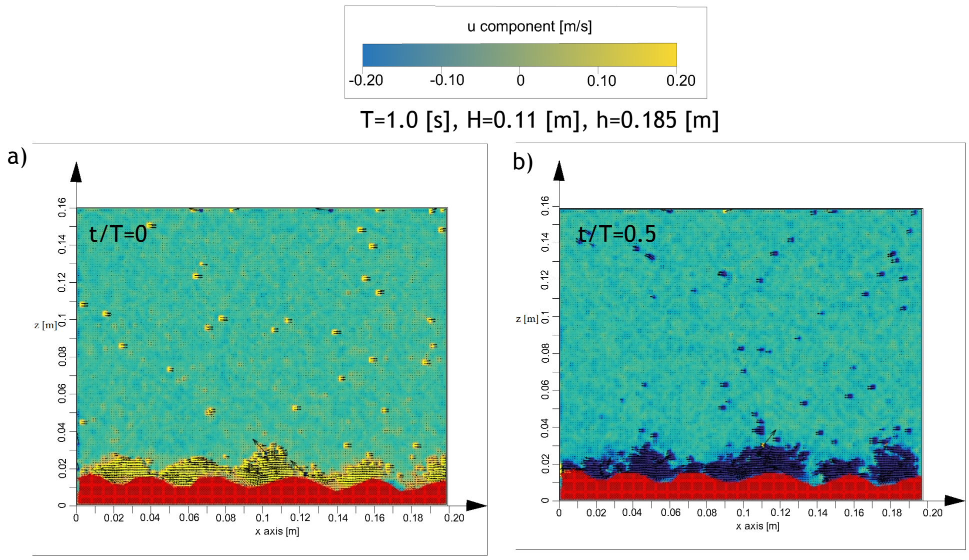
Rys. 3.11. Rozkłady poziomej oraz pionowej składowej prędkości osadu wzdłuż profilu pionowego nad grzbietem (a, c) oraz nad doliną zmarszczki (b, d) w zależności od fazy fali powierzchniowej t/T. Przypadek fali B.

mej ziaren osadu nad dnem są przedstawione na rys. 3.13. Porównanie tych rozkładów z tymi na rysunkach 3.7 (dla $H = 0.08$ m) i 3.10 (dla $H = 0.10$ m) jednoznacznie wskazuje na dalszy wzrost intensywności ruchu osadu spowodowany wzrostem wysokości fali powierzchniowej. Widoczne na rys. 3.13 chmury cząstek osadu rozciągają się nad całym obszarem dna, a nie jedynie w pobliżu wierzchołków zmarszczek, jak ma to miejsce dla fal o mniejszej wysokości.

Profile pionowe obu składowych wektora prędkości ziaren osadu nad dnem są pokazane na rys. 3.14. W porównaniu z wykresami na rys. 3.8 i 3.11 widoczny jest

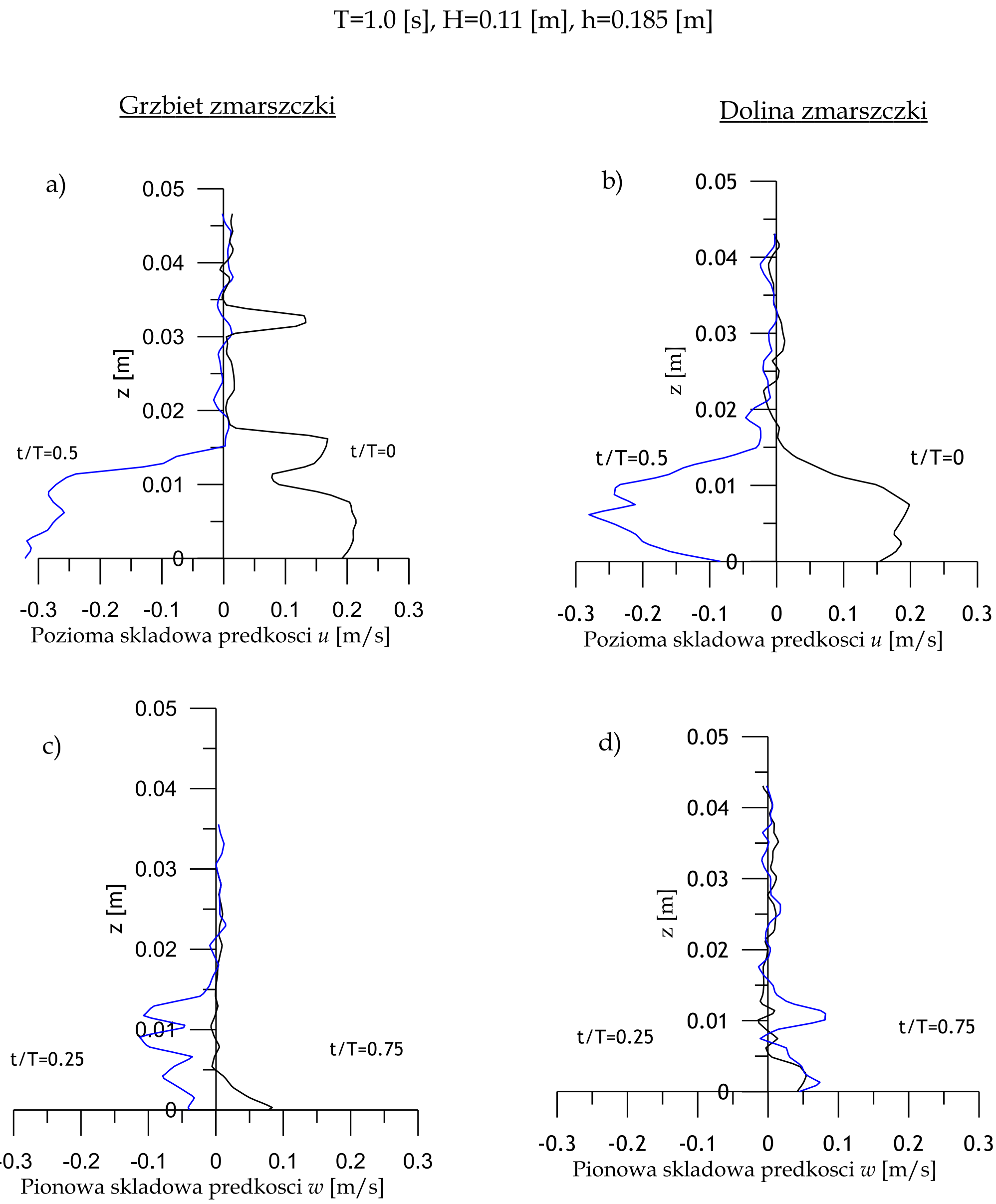


Rys. 3.12. Rozkłady poziomej (a) i pionowej (b) składowej prędkości osadu wzdłuż profilu poziomego w zależności od fazy fali powierzchniowej t/T. Przypadek fali B.



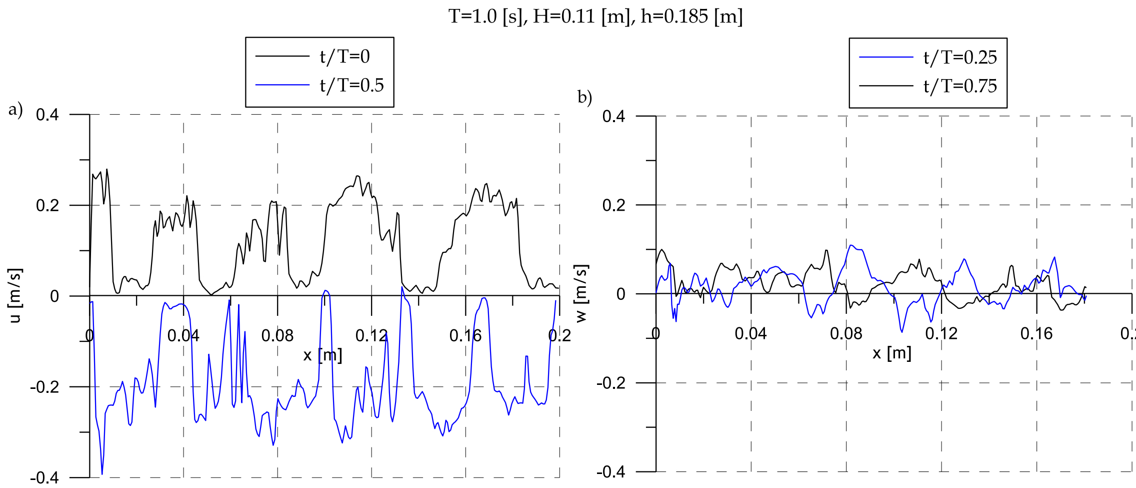
Rys. 3.13. Pole prędkości poziomej ziaren osadu w obszarze nad zmarszczkami: a) w chwili przejścia grzbietu fali nad środkiem obszaru, b) w chwili przejścia doliny fali (przypadek C: głębokość wody $h = 0.185$ m, wysokość fali $H = 0.11$ m, okres fali $T = 1.0$ s).

znaczny wzrost miąższości warstwy przydennej, w której odbywa się intensywny ruch osadu – można przyjąć, że ma ona około 2 cm grubości (przy około 0.5 cm dla wysokości fali $H = 0.08$ m i około 1 cm dla $H = 0.10$ m). Maksymalne zmierzone prędkości poziome osadu przy dnie przekraczają 0.3 m/s, podczas gdy maksymalne zarejestrowane prędkości pionowe są rzędu 0.1 m/s.



Rys. 3.14. Rozkłady poziomej oraz pionowej składowej prędkości osadu wzdłuż profilu pionowego nad grzbietem (a, c) oraz nad doliną zmarszczki (b, d) w zależności od fazy fali powierzchniowej t/T. Przypadek fali C.

Profile poziome prędkości cząstek osadu dla przypadku fali C są zilustrowane na rys. 3.15. Jak można zauważyć, maksymalne prędkości poziome wynoszą około 0.25 m/s, a prędkości pionowe dochodzą do około 0.1 m/s. Podobnie jak dla przypadków fal A (rys. 3.9) i B (rys. 3.12), widoczne jest, że zmienność prędkości poziomej osadu wzdłuż osi x ma charakter dużo bardziej regularny (odzwierciedlający regularność długości kolejnych zmarszczek dennych) niż zmienność prędkości pionowej osadu, której wartości i kierunki zmieniają się 2-3 razy na długości każdej zmarszczki.



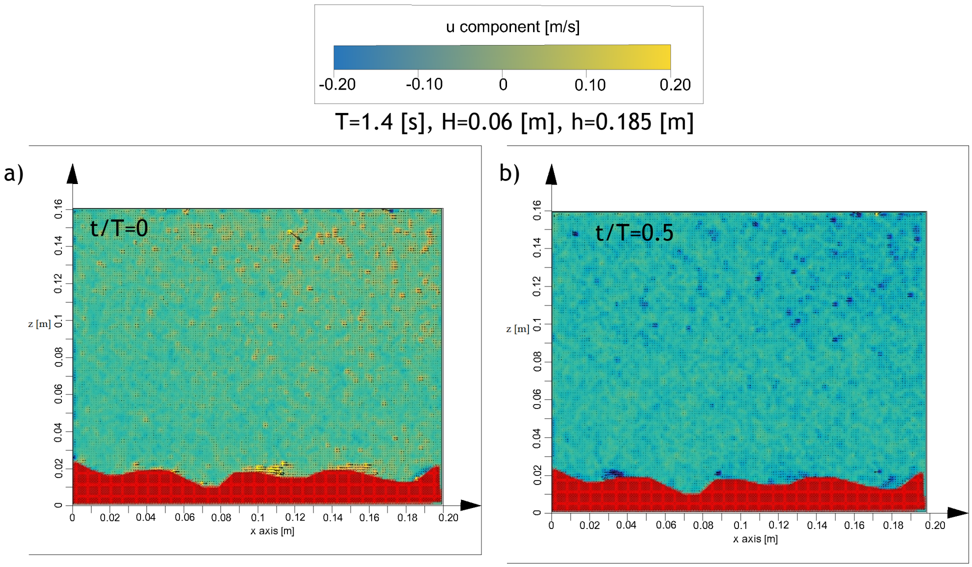
Rys. 3.15. Rozkłady poziomej (a) i pionowej (b) składowej prędkości osadu wzdłuż profilu poziomego w zależności od fazy fali powierzchniowej t/T. Przypadek fali C.

3.5.4. Przypadek D ($h = 0.185$ m, $H = 0.06$ m, $T = 1.4$ s)

Przypadki D i E reprezentują fale o okresie $T = 1.4$ s i wysokości H, odpowiednio, 0.06 m i 0.08 m, propagujące się w wodzie o głębokości $h = 0.185$ m. Jak wynika z tabeli 3.1 na str. 48, wartości liczby Ursella dla tych dwóch fal są znacznie większe niż analogiczne wartości dla przypadków krótszych fal A, B i C (o okresie $T = 1.0$ s), są to więc fale bardziej nieliniowe w świetle teorii falowania powierzchniowego w wodzie.

Rozkłady prędkości poziomej cząstek osadu zarejestrowane w oknie pomiarowym PIV są zilustrowane na rys. 3.16. Można zauważyć, że obszar intensywnego ruchu osadu, dla rozważanej fali o wysokości $H = 0.06$ m (najniższej spośród wszystkich analizowanych w tym rozdziale fal) jest ograniczony do warstwy o miąższości około 0.5 do 0.8 cm nad dnem.

Wykresy prędkości poziomej i pionowej osadu wzdłuż profili pionowych są przedstawione na rys. 3.17. Jak widać, maksymalne chwilowe prędkości ziaren piasku w pobliżu dna generowane falą o wysokości 0.06 m nie przekraczają wartości około 0.15 m/s. Również prędkości pionowe osadu, pokazane na wykresach na rys. 3.17c i d, są mniejsze niż te zarejestrowane dla fal A, B i C. Obserwacje te potwierdzają profile poziome obu składowych prędkości przedstawione na rys. 3.18. Jak widać, tym razem prędkości poziome osadu zmieniają się wzdłuż osi x w mniej powtarzalny sposób niż miało to miejsce np. dla przypadku zilustrowanego na rys. 3.15, jednak wpływ na to ma mniejsza regularność form dennych w obszarze pomiarowym widoczna na rys. 3.16.



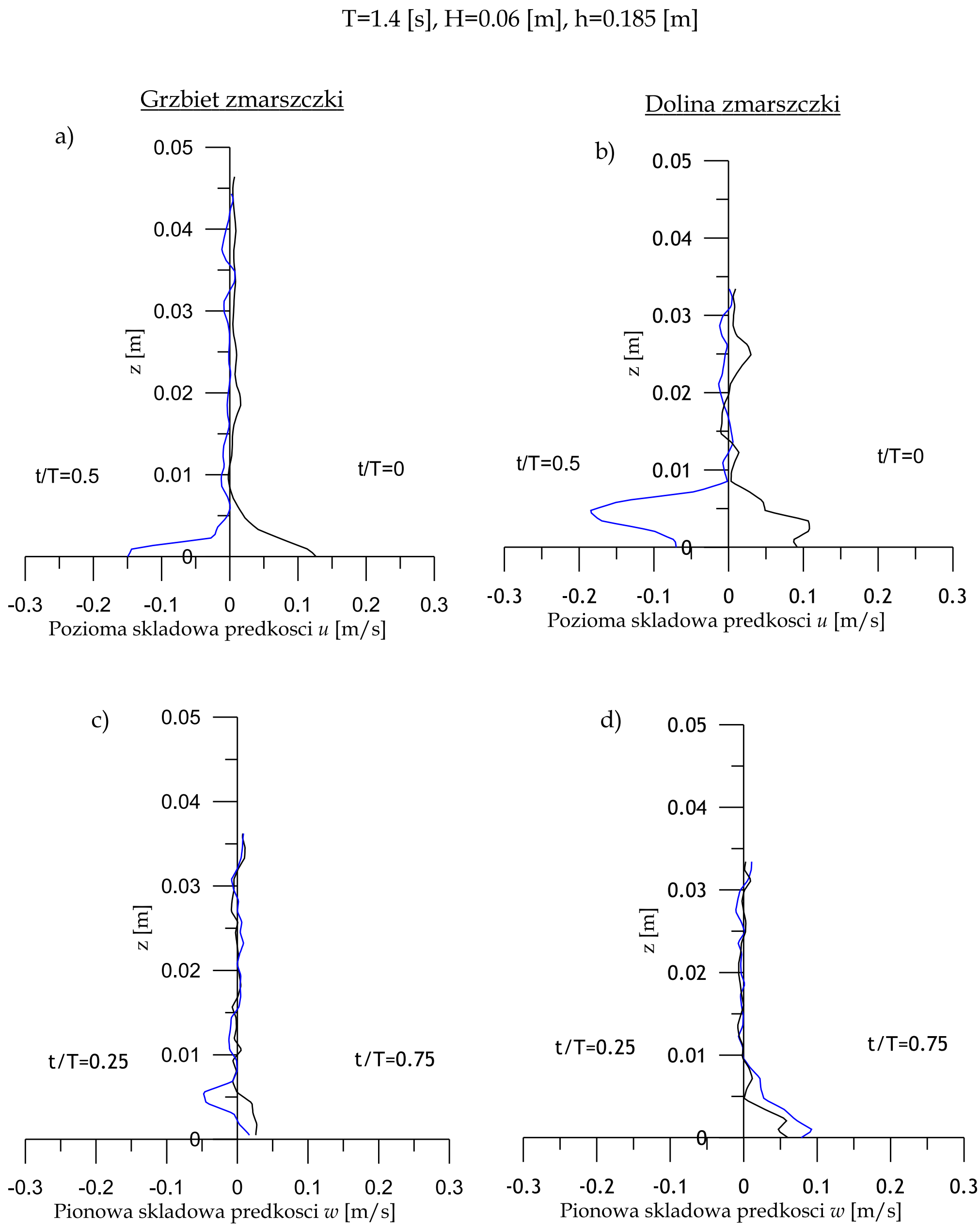
Rys. 3.16. Pole prędkości poziomej ziaren osadu w obszarze nad zmarszczkami: a) w chwili przejścia grzbietu fali nad środkiem obszaru, b) w chwili przejścia doliny fali (przypadek D: głębokość wody $h = 0.185$ m, wysokość fali $H = 0.06$ m, okres fali $T = 1.4$ s).

3.5.5. Przypadek E ($h = 0.185$ m, $H = 0.08$ m, $T = 1.4$ s)

Wykresy rozkładów przestrzennych prędkości poziomych cząstek osadu są przedstawione na rys. 3.19. Ich porównanie z analogicznymi rozkładami prędkości na rys. 3.16 pokazuje, że zwiększenie wysokości fali z 0.06 do 0.08 m prowadzi do wyraźnego zwiększenia rozmiarów chmur cząstek osadu tworzących się na skłonach zmarszczek w pobliżu ich wierzchołków i można uznać, że warstwa intensywnego ruchu osadu nad dnem ma teraz miąższość około 1.5 cm.

Zwiększenie grubości warstwy intensywnego ruchu osadów znajduje odzwierciedlenie na wykresach przedstawiających pionowe profile prędkości ziaren piasku pokazane na rys. 3.20. Maksymalne chwilowe prędkości poziome cząstek występujące na wykresach mają wartości zbliżone do 0.2 m/s, natomiast prędkości pionowe nie przekraczają wartości około 0.08 m/s.

Rozkłady obu składowych prędkości osadu wzdłuż profilu poziomego nad linią wierzchołków zmarszczek, prezentowane na rys. 3.21, wykazują znacznie większą regularność zmian prędkości poziomych cząstek w porównaniu do analogicznych wykresów 3.18. Niewątpliwie jest to spowodowane znacznie bardziej regularnym układem

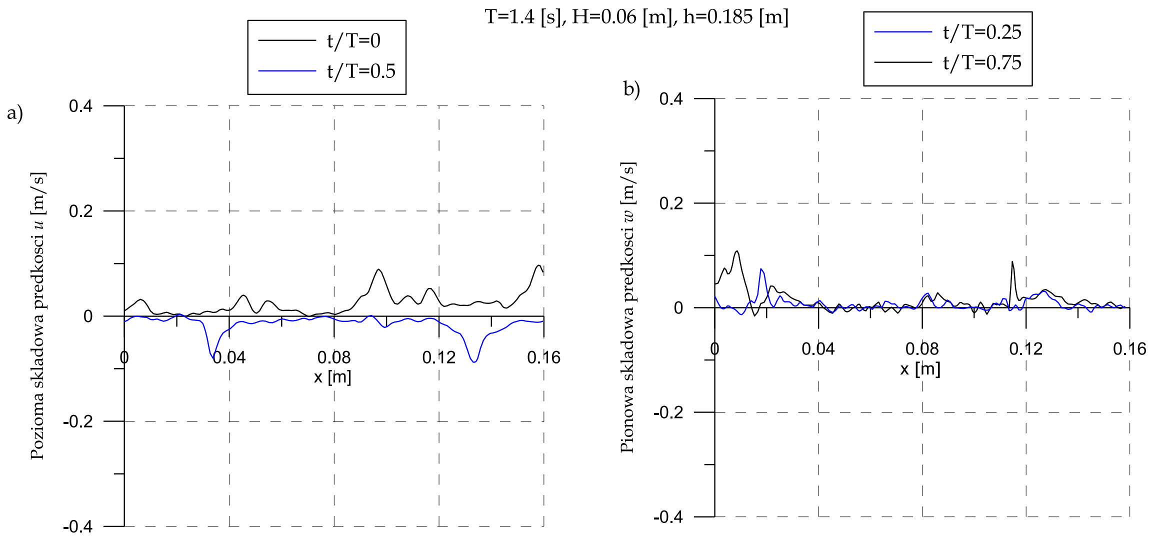


Rys. 3.17. Rozkłady poziomej oraz pionowej składowej prędkości osadu wzdłuż profilu pionowego nad grzbietem (a, c) oraz nad doliną zmarszczki (b, d) w zależności od fazy fali powierzchniowej t/T. Przypadek fali D.

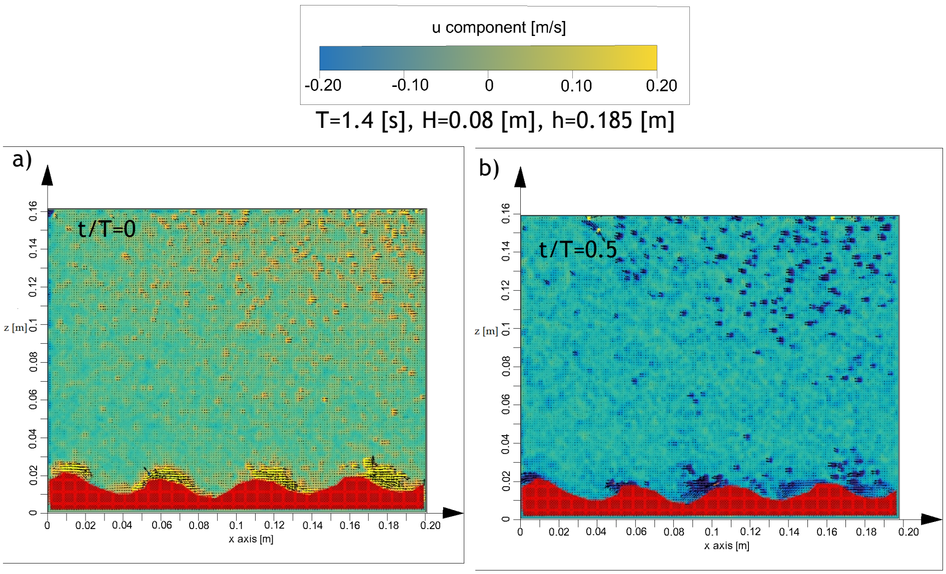
form dennych (widocznym na rys. 3.19) niż ma to miejsce dla układu zmarszczek zobrazowanego na rys. 3.16).

3.5.6. Przypadek F ($h = 0.30$ m, $H = 0.10$ m, $T = 1.5$ s)

Ostatnie dwa przypadki fal powierzchniowych badanych w trakcie badań eksperymentalnych dotyczą fal propagujących się w wodzie o głębokości $h = 0.30$ m. Badane

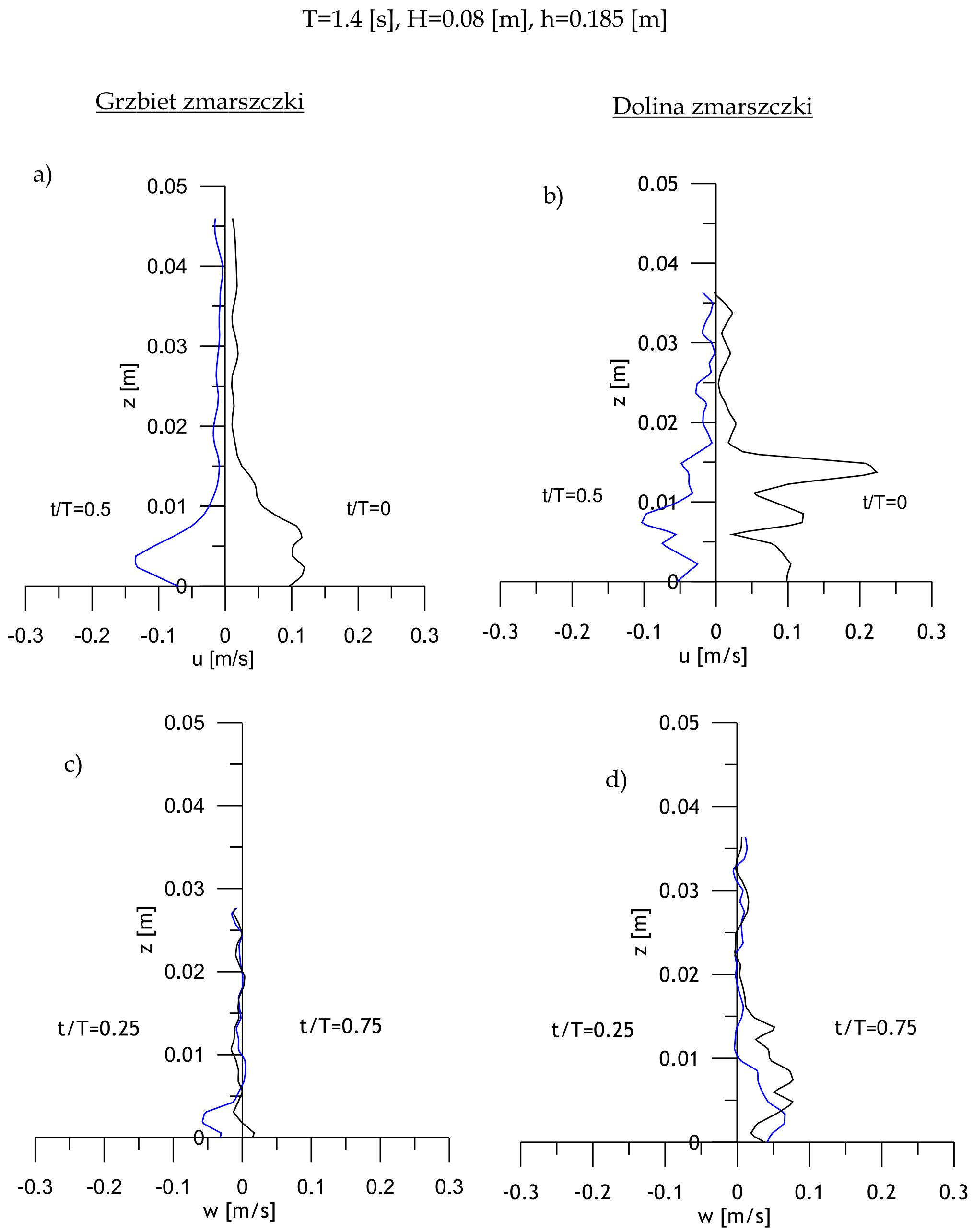


Rys. 3.18. Rozkłady poziomej (a) i pionowej (b) składowej prędkości osadu wzdłuż profilu poziomego w zależności od fazy fali powierzchniowej t/T. Przypadek fali D.



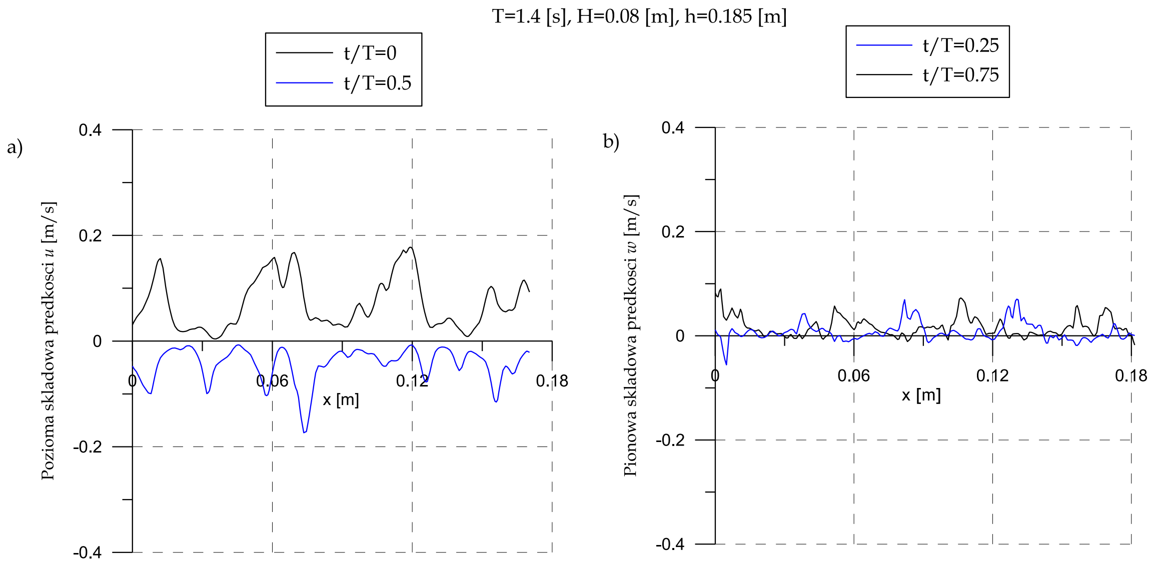
Rys. 3.19. Pole prędkości poziomej ziaren osadu w obszarze nad zmarszczkami: a) w chwili przejścia grzbietu fali nad środkiem obszaru, b) w chwili przejścia doliny fali (przypadek E: głębokość wody $h = 0.185$ m, wysokość fali $H = 0.08$ m, okres fali $T = 1.4$ s).

były fale o tej samej wysokości $H = 0.10$ m, ale o różniących się okresach, równych, odpowiednio, $T = 1.5$ s i $T = 2.0$ s. Są to dwie najdłuższe fale analizowane w laboratorium, o długościach L równych, odpowiednio, 2.34 m i 3.26 m (por. tabela 3.1 na str. 48).

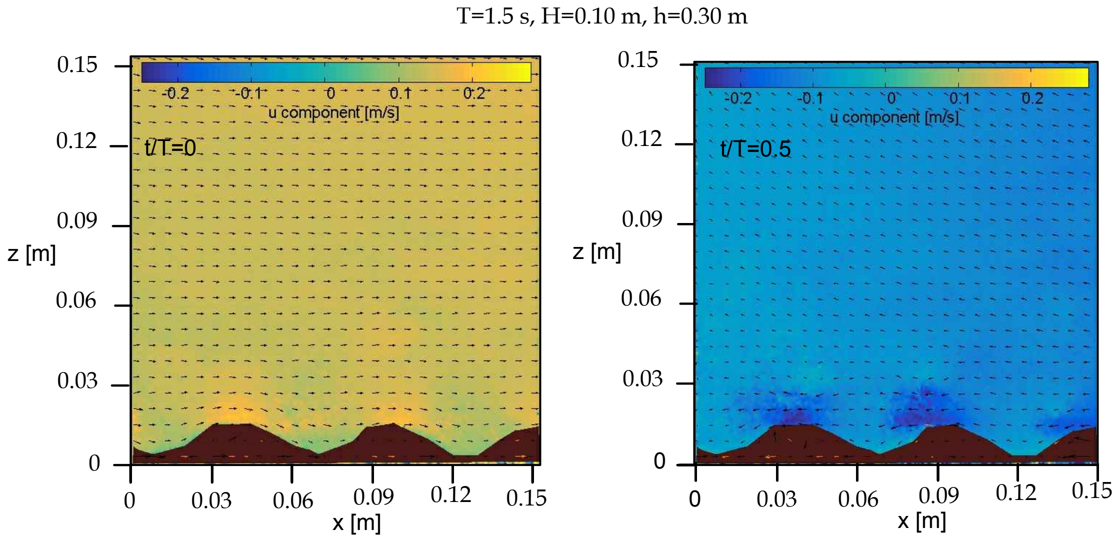


Rys. 3.20. Rozkłady poziomej oraz pionowej składowej prędkości osadu wzdłuż profilu pionowego nad grzbietem (a, c) oraz nad doliną zmarszczki (b, d) w zależności od fazy fali powierzchniowej t/T. Przypadek fali E.

Rozkłady przestrzenne prędkości poziomych cząstek osadu przedstawione na rys. 3.22 dla przypadku fali o okresie $T = 1.5$ s pokazują, że chmury osadu tworzące się w pobliżu wierzchołków zmarszczek mają wymiary większe niż wysokości zmarszczek równe około 1.2 cm. Można zatem przyjąć, że miąższość warstwy intensywnego ruchu osadu wynosi w przybliżeniu około 2 do 3 cm.

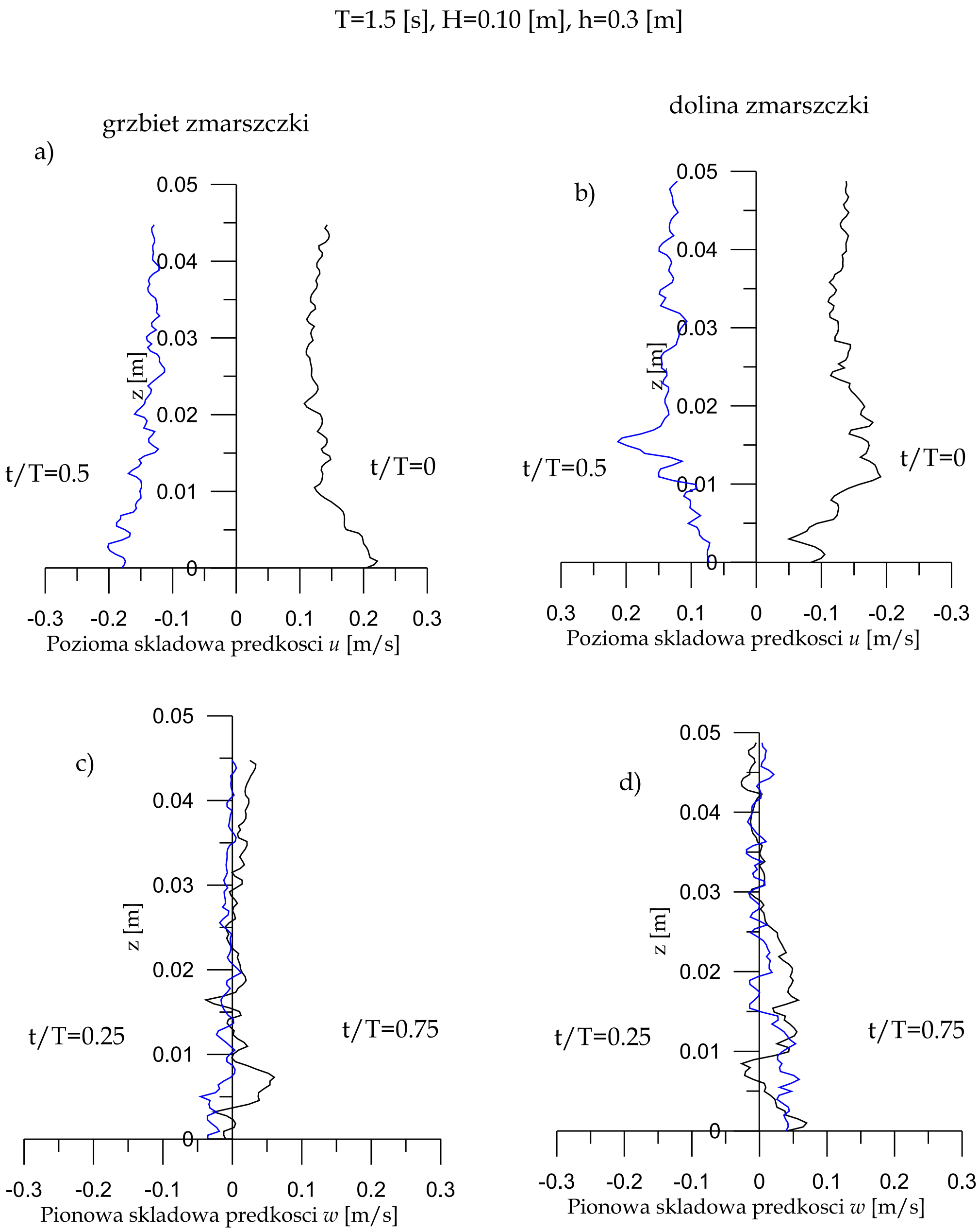


Rys. 3.21. Rozkłady poziomej (a) i pionowej (b) składowej prędkości osadu wzdłuż profilu poziomego w zależności od fazy fali powierzchniowej t/T. Przypadek fali E.



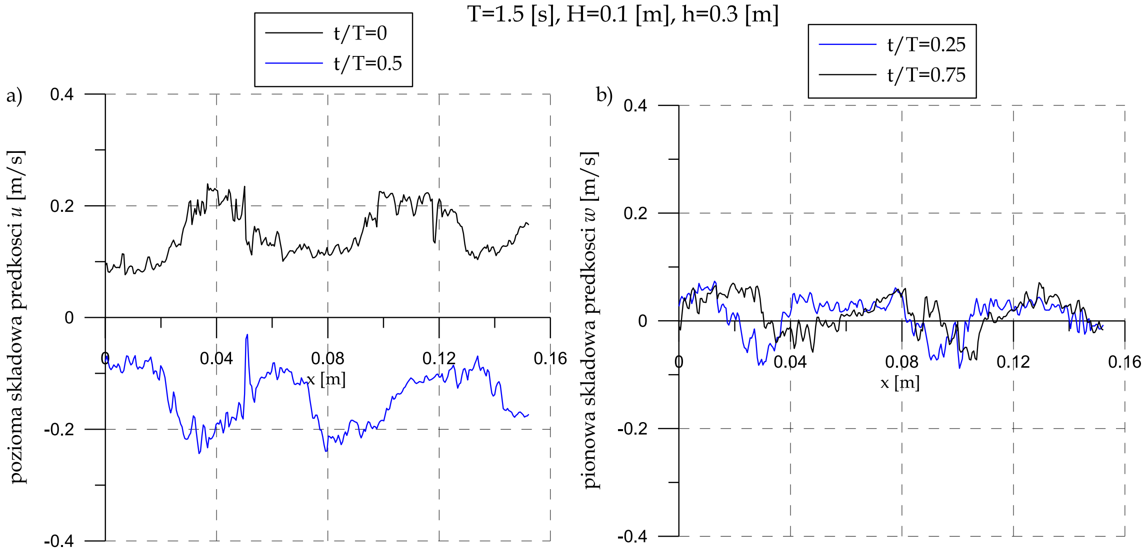
Rys. 3.22. Pole prędkości poziomej ziaren osadu w obszarze nad zmarszczkami: a) w chwili przejścia grzbietu fali nad środkiem obszaru, b) w chwili przejścia doliny fali (przypadek F: głębokość wody $h = 0.30$ m, wysokość fali $H = 0.10$ m, okres fali $T = 1.5$ s).

Wykresy zmienności prędkości cząstek osadu wzdłuż profili pionowych nad wierzchołkiem i nad doliną zmarszczki są przedstawione na rys. 3.23. Jak widać na wykresach, ekstremalne prędkości poziome w obszarze nad dnem osiągają wielkości ± 0.22 m/s, zarówno nad wierzchołkiem jak i nad doliną zmarszczki. Z kolei maksymalne wartości chwilowe prędkości pionowych cząstek osadu są rzędu 0.06 do 0.07 m/s, zmierzone zarówno pod grzbietem fali, jak i pod jej doliną.



Rys. 3.23. Rozkłady poziomej oraz pionowej składowej prędkości osadu wzdłuż profilu pionowego nad grzbietem (a, c) oraz nad doliną zmarszczki (b, d) w zależności od fazy fali powierzchniowej t/T. Przypadek fali F.

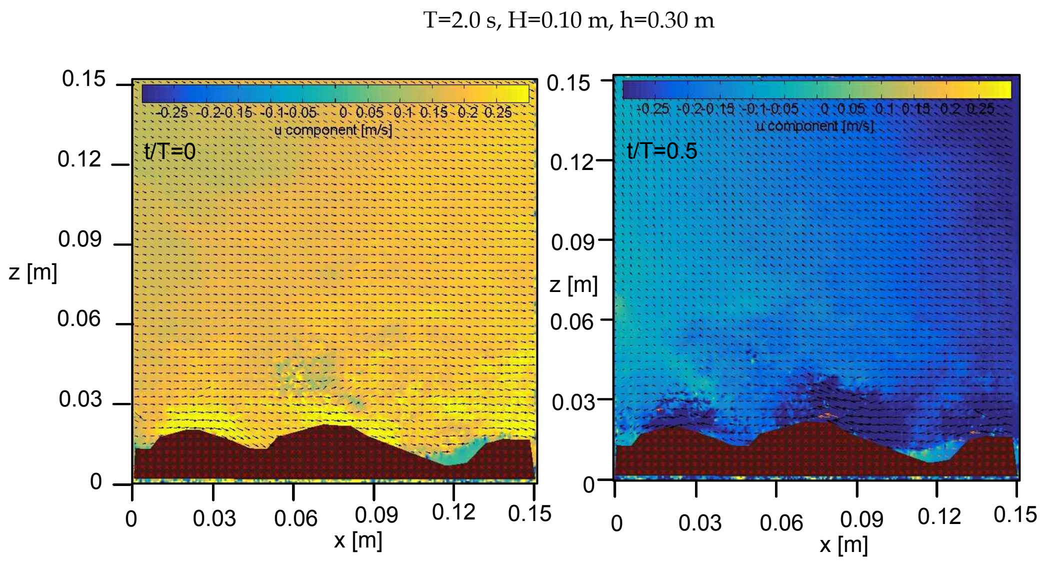
Wykresy zmienności prędkości poziomej osadu wzdłuż kierunku osi x, pokazane na rys. 3.24a, w pełni odzwierciedlają regularny układ zmarszczek dennych (por. rys. 3.22). Znowu, zmienność wartości i kierunków prędkości pionowej ziaren piasku, widoczna na rys. 3.24b, jest większa niż w przypadku prędkości poziomych, chociaż również wykazuje ona pewne cechy regularności powiązane z regularnością form dennych.



Rys. 3.24. Rozkłady poziomej (a) i pionowej (b) składowej prędkości osadu wzdłuż profilu poziomego w zależności od fazy fali powierzchniowej t/T. Przypadek fali F.

3.5.7. Przypadek G ($h = 0.30$ m, $H = 0.10$ m, $T = 2.0$ s)

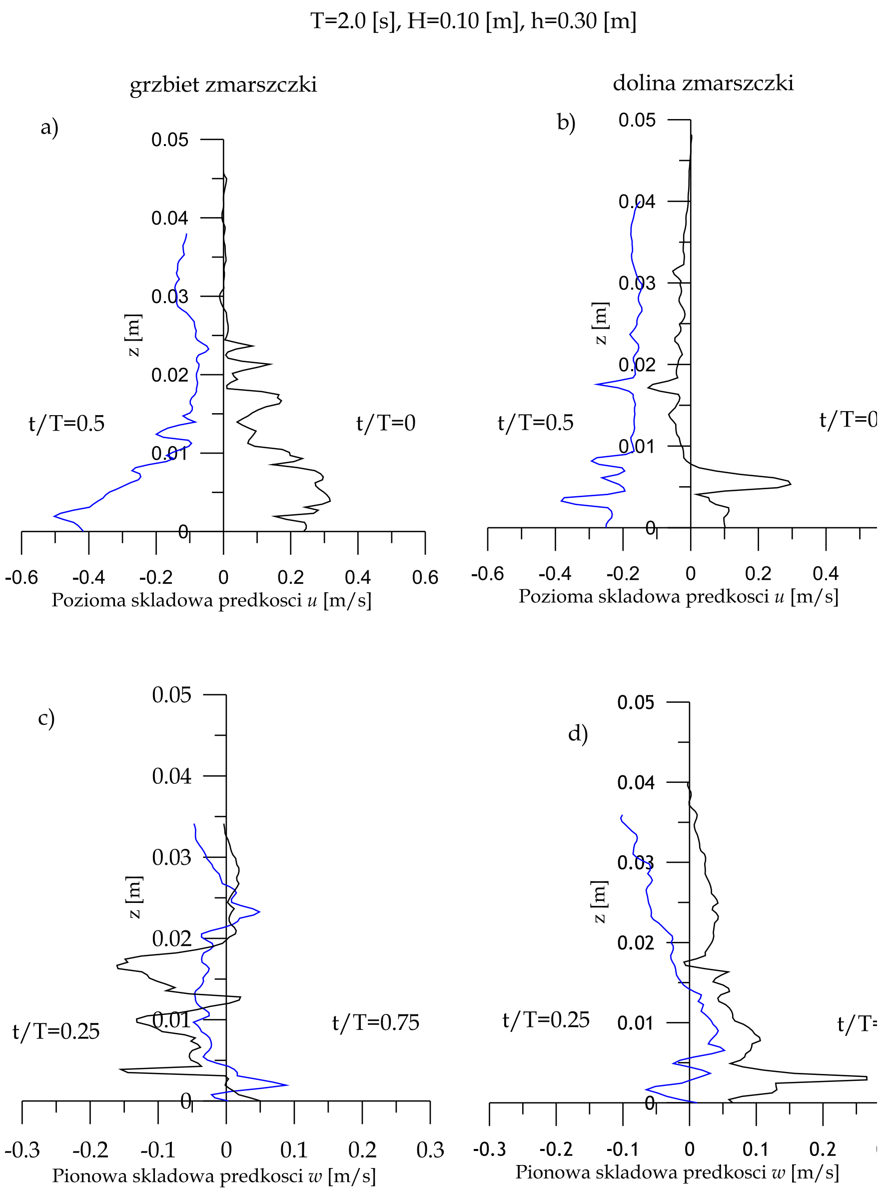
Ostatni przypadek badany w kanale falowym dotyczy silnie nieliniowej fali o liczbie Ursella $U_r = 39.3$ i stosunku długości fali do głębokości wody $L/h \approx 11$. Rozkład pola prędkości poziomej osadu zilustrowany na rys. 3.25 pokazuje, że chmury cząstek osadu tworzące się nad zmarszczkami mają wymiary znacznie przekraczające wyso-



Rys. 3.25. Pole prędkości poziomej ziaren osadu w obszarze nad zmarszczkami: a) w chwili przejścia grzbietu fali nad środkiem obszaru, b) w chwili przejścia doliny fali (przypadek G: głębokość wody $h = 0.30$ m, wysokość fali $H = 0.10$ m, okres fali $T = 2.0$ s).

kości zmarszczek (wynoszące dla tego przypadku około 1.5 cm). Można więc przyjąć, że grubość warstwy intensywnego ruchu osadu jest rzędu 3 do 4 cm.

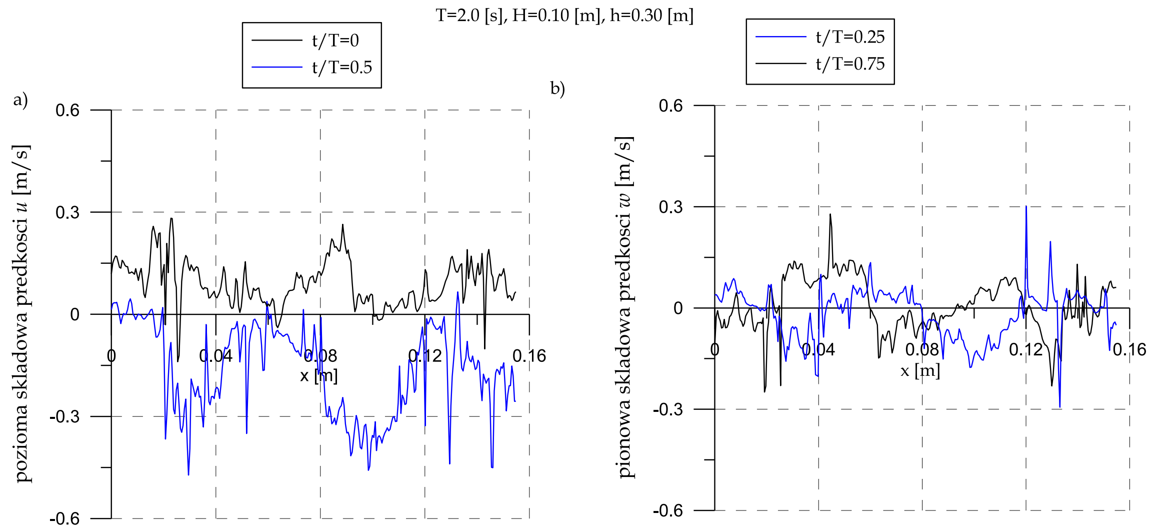
Wykresy prędkości cząstek przedstawione na rys. 3.26 pokazują, że maksymalne chwilowe prędkości poziome cząstek osadu przy dnie dochodzą do 0.5 m/s nad grzbietem zmarszczki i 0.4 m/s nad doliną zmarszczki, ale widać jest większą zmienność



Rys. 3.26. Rozkłady poziomej oraz pionowej składowej prędkości osadu wzdłuż profilu pionowego nad grzbietem (a, c) oraz nad doliną zmarszczki (b, d) w zależności od fazy fali powierzchniowej t/T. Przypadek fali G.

prędkości poziomej w kierunku pionowym niż miało to miejsce dla wcześniej omawianych przypadków fal. Również prędkości pionowe charakteryzują się dużą zmiennością wzdłuż osi z, z maksymalnymi prędkościami zarejestrowanymi przez PIV przekraczającymi 0.2 m/s.

Na koniec, na rys. 3.27 zilustrowano rozkłady składowych wektora prędkości ziaren piasku wzdłuż profilu poziomego poprowadzonego nad wierzchołkami zmarszczek. Pomimo znacznej zmienności w kierunku osi x, rozkład prędkości poziomych osadu przypomina zmienność elewacji zmarszczek w kierunku poziomym (por. rys. 3.25). Podobnie jak na poprzednich wykresach poziomych prędkości osadu wzdłuż profili



Rys. 3.27. Rozkłady poziomej (a) i pionowej (b) składowej prędkości osadu wzdłuż profilu poziomego w zależności od fazy fali powierzchniowej t/T. Przypadek fali G.

poziomych (rysunki 3.9a, 3.12a, 3.15a, etc.), widoczne jest, że amplitudy wartości prędkości poziomych osadu w chwilach przejścia grzbietu i doliny fali są podobne. Prędkości pionowe ziaren osadu zilustrowane na rys. 3.27b wykazują dużo większą zmienność przestrzenną niż prędkości poziome, podobnie jak ma to miejsce we wszystkich wcześniej omawianych przypadkach fal powierzchniowych.

4. Porównanie wyników doświadczalnych i numerycznych

Wyniki empiryczne uzyskane w trakcie badań laboratoryjnych opisanych w poprzednim rozdziale posłużyły do weryfikacji modelu numerycznego, skonstruowanego na bazie opisu teoretycznego przedstawionego w rozdziale 2. Ponieważ głównym narzędziem pomiarowym zastosowanym w kanale falowym był system PIV służący do rejestracji chwilowych prędkości ziaren piasku w wodzie, weryfikacji dokonano na podstawie porównań prędkości zmierzonych w kanale z prędkościami uzyskanymi z modelu obliczeniowego.

Jak już wcześniej kilka razy wspomniano, ruch cząstek osadu wywołany oscylacyjnym polem prędkości wody nad dnem pokrytym zmarszczkami jest zjawiskiem wysoce losowym. Losowość tę odzwierciedlają wyniki symulacji zachowania ziaren osadu w czasie, z chaotycznymi skokami cząstek w wyniku ich zderzeń z dnem oraz zwrotami kierunku ich ruchu spowodowanymi periodycznymi zmianami kierunku ruchu wody (por. wykresy trajektorii cząstek osadu przedstawione w rozdziale 5). Niecelowe więc jest podjęcie próby porównania chwilowych prędkości wybranej cząstki (lub ich zbioru) zarejestrowanych przez system PIV z prędkościami chwilowymi otrzymanymi z jednej konkretnej symulacji ruchu wirtualnej cząstki. Z tego powodu ograniczono się do wyznaczania maksymalnych prędkości cząstek rejestrowanych przez aparaturę PIV w ciągu jednego okresu fali T i porównywania ich z analogicznymi maksymalnymi prędkościami cząstek uzyskanymi w wyniku obliczeń (jako "maksymalne" prędkości rozumiane tu są, skrótowo, ich wartości ekstremalne, tzn. dodatnie i ujemne, występujące w trakcie jednego okresu falowania T dla różnych faz fali t/T). Wartości prędkości maksymalnych zostały wyznaczone wzdłuż profili pionowych (usytuowanych nad wierzchołkami zmarszczek), tworząc swego rodzaju obwiednie dla prędkości ziaren osadu. Porównania takich profili, uzyskanych z analizy obrazów PIV i z modelu numerycznego, zostały przeprowadzone w podrozdziale 4.1 dla siedmiu przypadków fal powierzchniowych badanych w kanale. W następnej kolejności, wyznaczono profile zmienności prędkości osadu w czasie jednego okresu fali T w jednym wybranym punkcie, leżącym tuż nad wierzchołkiem zmarszczki dennej. Porównanie takich profili, wyznaczonych eksperymentalnie i z modelu numerycznego, jest przedstawione w podrozdziale 4.2. W ostatnim podrozdziale 4.3 porównano grubości warstwy intensywnego ruchu osadu oszacowane na podstawie analizy obrazów PIV oraz uzyskane z symulacji numerycznych.

4.1. Profile pionowe prędkości cząstek osadu

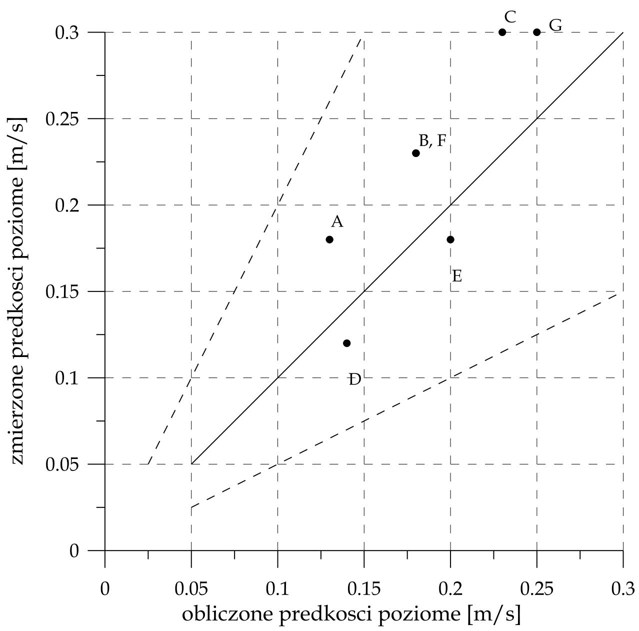
W obliczeniach, których wyniki są prezentowane poniżej, pole prędkości wody przy dnie wyznaczano stosując równania (2.72)–(2.76) wynikające z teorii oscylacyjnej warstwy brzegowej Granta i Madsena (1979), z warunkiem brzegowym (na prędkość u_∞ dla $z = \delta$) na górnym brzegu warstwy przyściennej opisanym równaniem (2.51) na str. 31. Symulacje ruchu osadu przeprowadzono dla średnicy ziaren piasku $d_{50} = 0.257$ mm i jego gęstości $\varrho_s = 2650$ kg/m^3 (piasek kwarcowy). Współczynnik oporu cząstki C_D obliczano ze wzoru (2.15) na str. 18 (Cheng 2009), natomiast dla współczynnika siły nośnej przyjęto zależność (2.21), tzn. $C_L = 0.85\,C_D$. W modelu zderzenia cząstki osadu z dnem, opisanym w podrozdziale 2.3, przyjęto wartości współczynników straty pędu i tarcia równe, odpowiednio, $e = 0.6$ i $f = 0.4$.

W pierwszej kolejności, dla siedmiu analizowanych fal powierzchniowych A–G, porównano maksymalne prędkości poziome i pionowe ziaren osadu występujące przy dnie. Wartości liczbowe tych prędkości zamieszczono w tabeli 4.1, w której u_s^{eks} i u_s^{num} oznaczają, odpowiednio, zmierzone i obliczone prędkości poziome, a w_s^{eks} i w_s^{num} są, odpowiednio, zmierzonymi i obliczonymi prędkościami pionowymi.

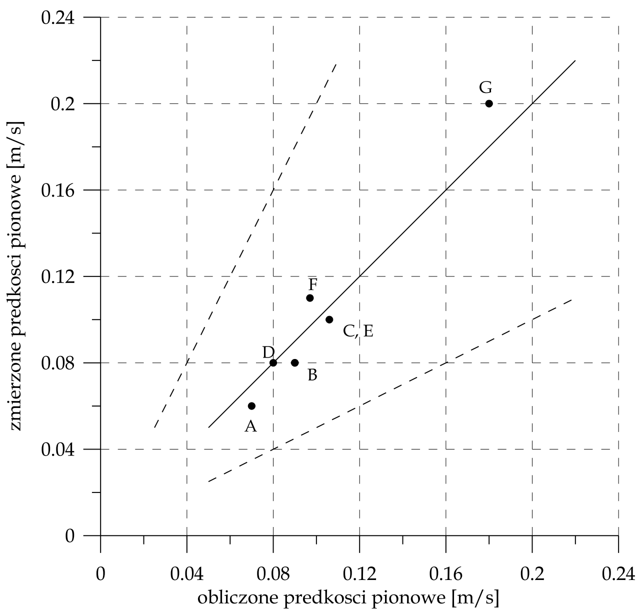
Tabela 4.1. Maksymalne prędkości poziome i pionowe ziaren osadu wyznaczone eksperymentalnie (u_s^{eks} i w_s^{eks}) i z modelu numerycznego (u_s^{num} i w_s^{num}) dla przypadków fal powierzchniowych A–G.

Przypadek fali	u_s^{eks} [m/s]	u_s^{num} [m/s]	w_s^{eks} [m/s]	w_s^{num} [m/s]
A	0.18	0.13	0.06	0.07
B	0.23	0.18	0.08	0.09
C	0.31	0.23	0.11	0.10
D	0.12	0.14	0.08	0.08
E	0.18	0.21	0.11	0.11
F	0.23	0.18	0.08	0.09
G	0.31	0.25	0.21	0.18

Porównania obu składowych maksymalnych prędkości cząstek osadu są pokazane w formie graficznej na rys. 4.1 i 4.2. Na przedstawionych wykresach, zmierzone i



Rys. 4.1. Porównanie zmierzonych i obliczonych maksymalnych prędkości poziomych ziaren osadu dla przypadków fal powierzchniowych A–G.

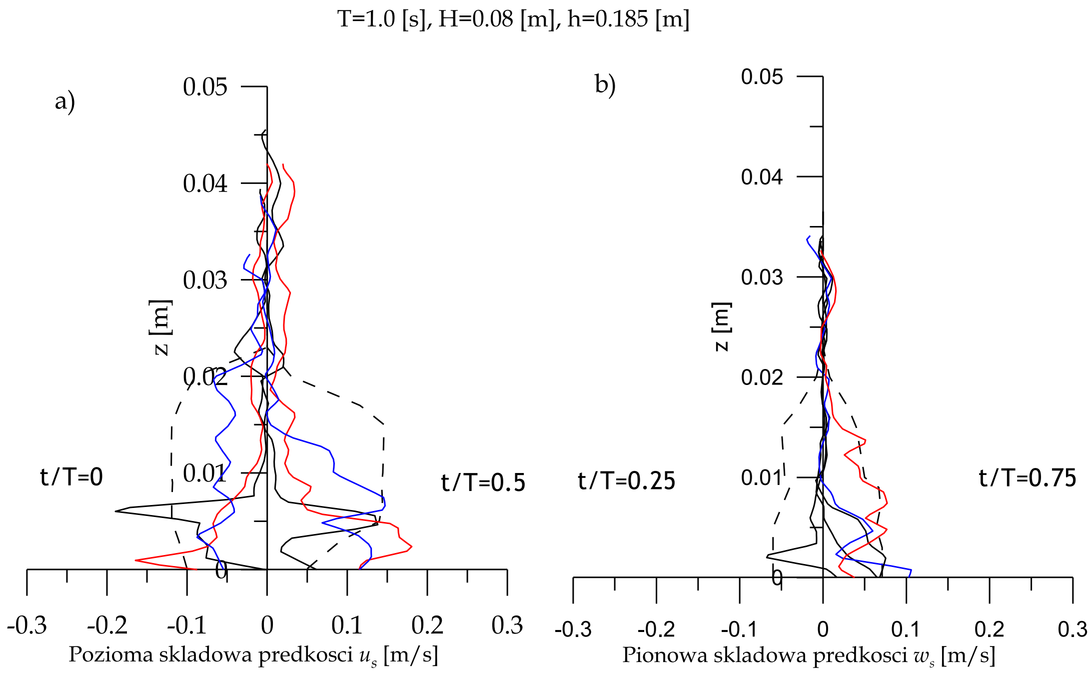


Rys. 4.2. Porównanie zmierzonych i obliczonych maksymalnych prędkości pionowych ziaren osadu dla przypadków fal powierzchniowych A–G.

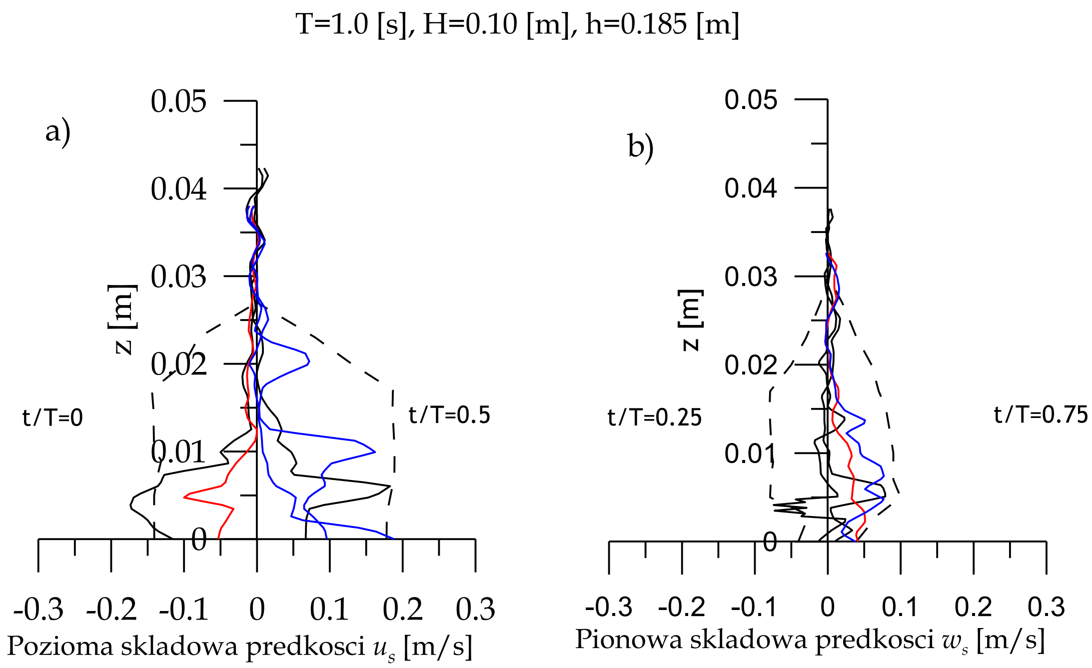
obliczone maksymalne prędkości ziaren osadu są reprezentowane przez czarne kropki z oznaczeniami A–G wskazującymi na rodzaj fali według tabeli 3.1. Na wykresach umieszczone są trzy linie: linia ciągła o nachyleniu 1:1 i dwie linie przerywane o nachyleniach 1:2 i 2:1. W przypadku pełnej zgodności wielkości zmierzonych i obliczonych odpowiadający im symbol leżałby na linii ciągłej 1:1. Im większa różnica względna pomiędzy wartościami zmierzonymi i obliczonym, tym większa odległość danego symbolu od linii ciągłej. Linie przerywane wyznaczają obszar, w którym błąd względny liczony jako stosunek wartości mniejszej do większej jest mniejszy niż 50% – przez wielu badaczy zajmujących się mechaniką rumowiska błąd takiej wielkości jest uważany za dopuszczalny. Jak wynika z obydwu powyższych wykresów, rozbieżności pomiędzy wartościami zmierzonymi i obliczonymi są spore, bo dla niektórych przypadków (A, C) dochodzą do 28% dla prędkości poziomej. Nieco zaskakujące jest (z powodu większej zmienności prędkości pionowych niż poziomych), że różnice względne pomiędzy zmierzonymi i obliczonymi prędkościami pionowymi osadu są mniejsze niż różnice względne dla prędkości poziomych.

Na kolejnych siedmiu rysunkach, 4.3–4.9, zilustrowane są rozkłady przestrzenne maksymalnych prędkości poziomych i pionowych ziaren piasku wzdłuż profilu pionowego usytuowanego nad grzbietem zmarszczki dennej, dla charakterystycznych chwil czasu (faz fali): $t/T = 0$ (przejście grzbietu fali) i $t/T = 0.5$ (przejście doliny fali) w przypadku prędkości poziomych osadu, oraz $t/T = 0.25$ i $t/T = 0.75$ w przypadku prędkości pionowych. Na kolejnych rysunkach porównane są profile z eksperymentu i z modelowania dla wszystkich fal zdefiniowanych w tabeli 3.1 na str. 48. Wyniki oznaczone na wykresach liniami ciągłymi są rozkładami prędkości zmierzonymi w kanale falowym – na każdym wykresie pokazane są trzy przykładowe profile (każdy z nich, oznaczony innym kolorem, odpowiada innemu pełnemu okresowi fali). Wyniki z modelu obliczeniowego są oznaczone liniami przerywanymi.

Jak widać na przedstawionych wykresach pokazujących porównania rozkładów prędkości osadu, różnice pomiędzy profilami wyznaczonymi doświadczalnie i z modelu obliczeniowego są znaczne, ale w dużej mierze jest to spowodowane samą naturą badanego przepływu. W większości zilustrowanych przypadków model numeryczny (linie przerywane na wykresach) daje większe prędkości maksymalne osadu niż zostały zmierzone w kanale falowym. O ile w pobliżu dna zmierzone i obliczone prędkości poziome osadu są porównywalne, o tyle w pewnej odległości z od dna, równej jednej i więcej wysokości zmarszczki η_r licząc od linii wierzchołków zmarszczek, predykcje modelu dają na ogół (z wyjątkiem może przypadku F na rys. 4.8) wartości wyraźnie większe od wartości zmierzonych (wysokości zmarszczek η_r dla poszczególnych przypadków fal A–G są podane w tabeli 3.2 na str. 49). W przypadku prędkości pio-

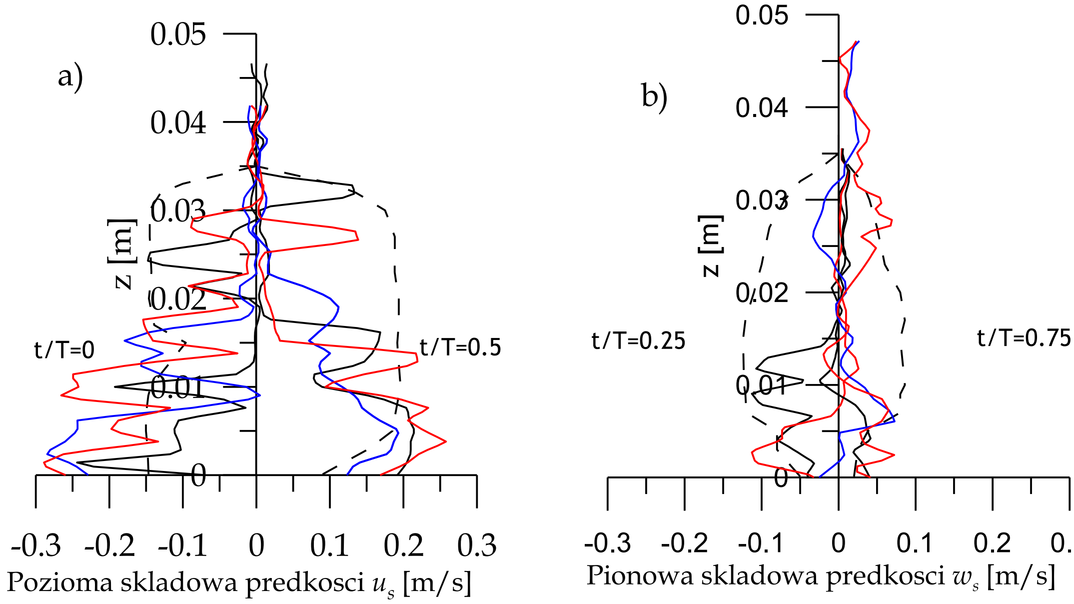


Rys. 4.3. Profile pionowe prędkości poziomej (a) i pionowej (b) osadu nad grzbietem zmarszczki dennej dla różnych faz fali t/T. Porównanie wyników z eksperymentu (——) i modelu numerycznego (– – –) dla przypadku fali A.



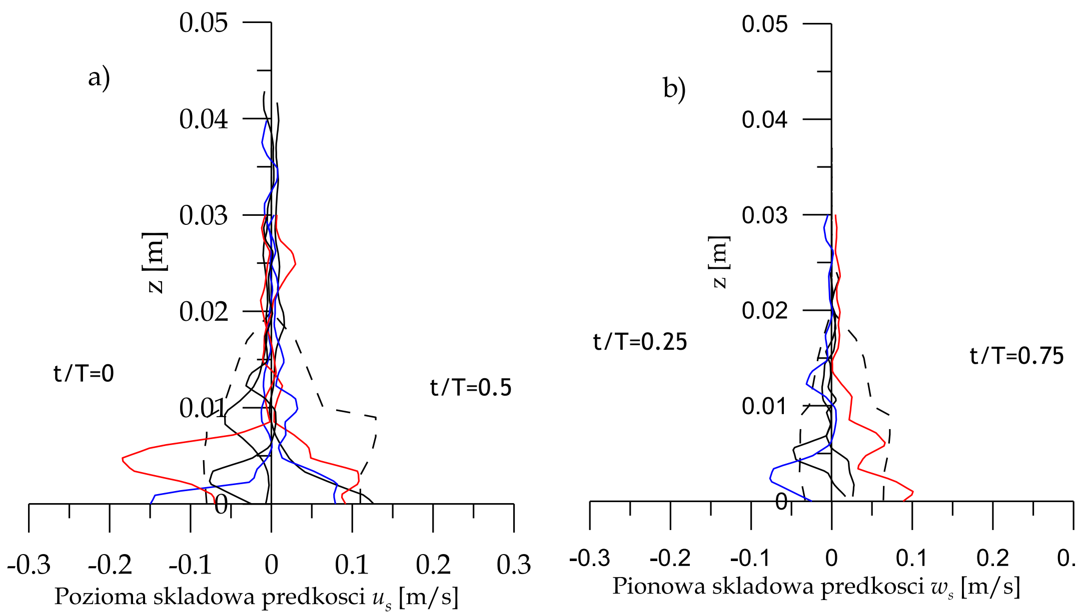
Rys. 4.4. Profile pionowe prędkości poziomej (a) i pionowej (b) osadu nad grzbietem zmarszczki dennej dla różnych faz fali t/T. Porównanie wyników z eksperymentu (——) i modelu numerycznego (– – –) dla przypadku fali B.

T=1.0 [s], H=0.11 [m], h=0.185 [m]

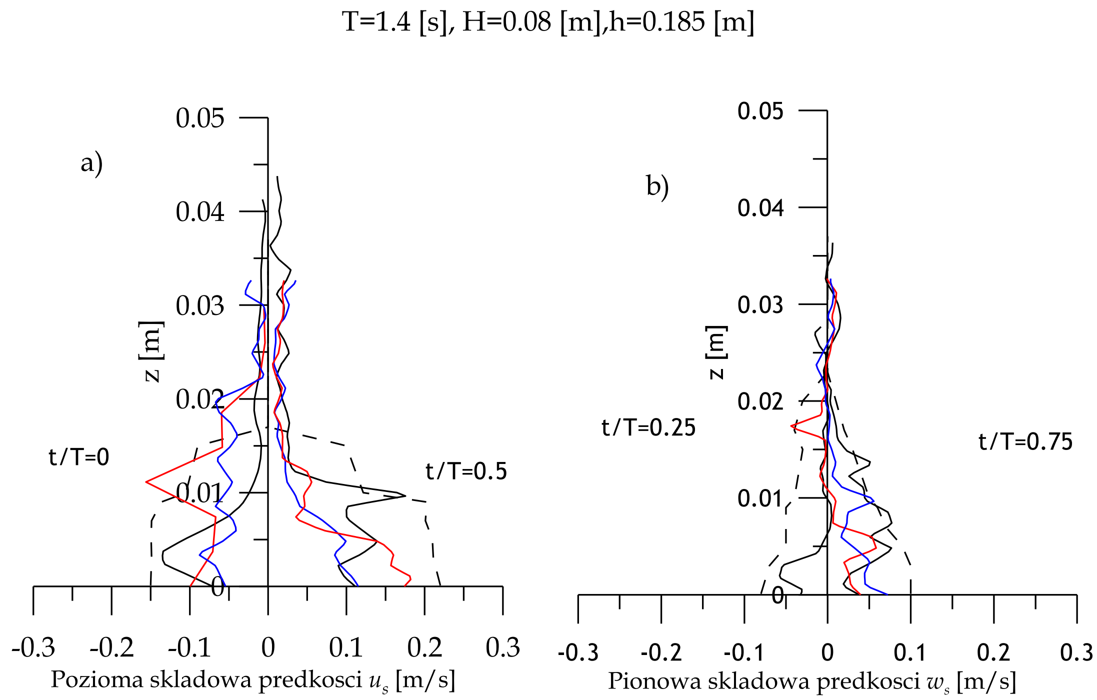


Rys. 4.5. Profile pionowe prędkości poziomej (a) i pionowej (b) osadu nad grzbietem zmarszczki dennej dla różnych faz fali t/T. Porównanie wyników z eksperymentu (——) i modelu numerycznego (– – –) dla przypadku fali C.

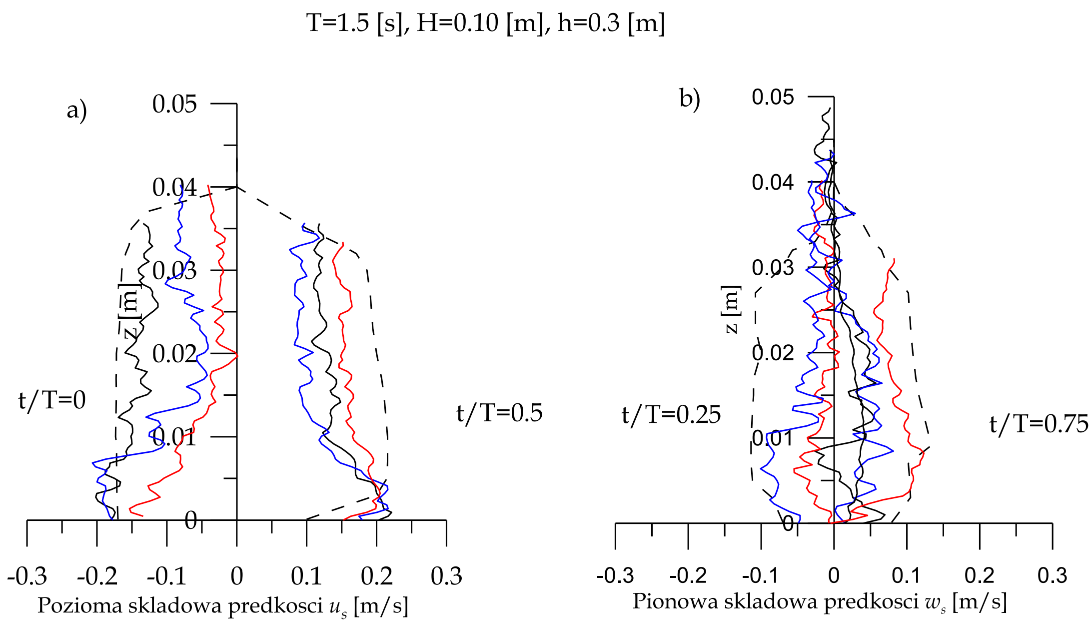
T=1.4 [s], H=0.06 [m],h=0.185 [m]



Rys. 4.6. Profile pionowe prędkości poziomej (a) i pionowej (b) osadu nad grzbietem zmarszczki dennej dla różnych faz fali t/T. Porównanie wyników z eksperymentu (——) i modelu numerycznego (– – –) dla przypadku fali D.

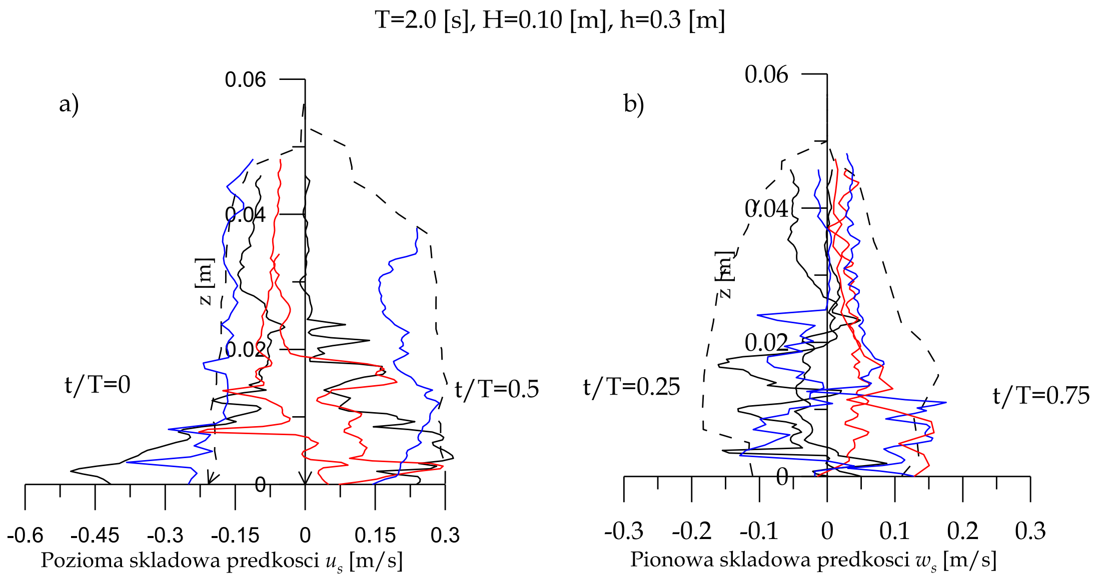


Rys. 4.7. Profile pionowe prędkości poziomej (a) i pionowej (b) osadu nad grzbietem zmarszczki dennej dla różnych faz fali t/T. Porównanie wyników z eksperymentu (——) i modelu numerycznego (– – –) dla przypadku fali E.



Rys. 4.8. Profile pionowe prędkości poziomej (a) i pionowej (b) osadu nad grzbietem zmarszczki dennej dla różnych faz fali t/T. Porównanie wyników z eksperymentu (——) i modelu numerycznego (– – –) dla przypadku fali F.

nowych osadów, porównywanych na wykresach (b) rysunków, trudniej o uogólnienia, choć widoczne jest znowu, że prędkości obliczone są większe niż te z pomiarów. Wyda-



Rys. 4.9. Profile pionowe prędkości poziomej (a) i pionowej (b) osadu nad grzbietem zmarszczki dennej dla różnych faz fali t/T. Porównanie wyników z eksperymentu (——) i modelu numerycznego (– – –) dla przypadku fali G.

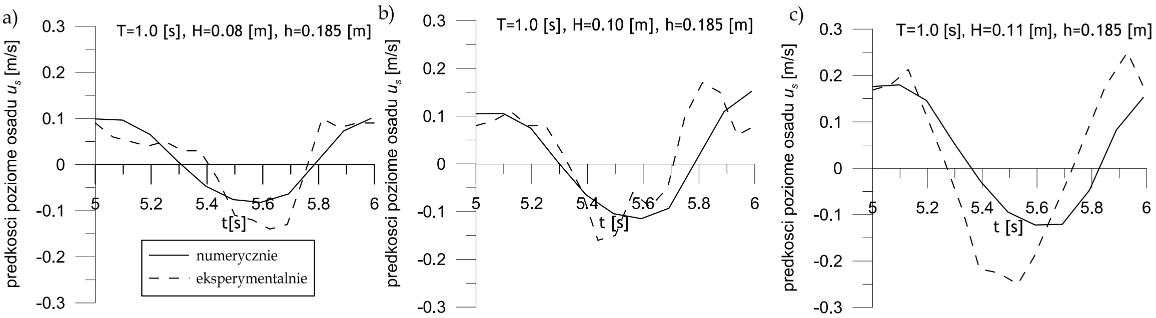
je się jednak, że w większości zlustrowanych przypadków, i dla większości rzędnych z, rozkłady pionowe maksymalnych prędkości cząstek osadu wyznaczonych z pomiarów mieszczą się wewnątrz obwiedni wyznaczonych z symulacji numerycznych.

Górny zasięg linii przerywanych pokazanych na wykresach, oznaczających obwiednie prędkości osadu uzyskane z symulacji, odpowiada grubości warstwy, w której występuje ruch saltacyjny cząstek dla danego przypadku fali (grubości tych warstw są analizowane w podrozdziale 4.3). w podsumowaniu wyników pokazanych na rysunkach 4.3–4.9 należy stwierdzić, że dokładność modelu numerycznego symulującego ruch saltacyjny cząstek osadu w oscylacyjnym polu prędkości wody jest umiarkowana. W nawiązaniu do wyników przedstawionych wcześniej na rysunkach 4.1 i 4.2 szacuje się błąd względny skonstruowanego modelu numerycznego, w odniesieniu do przewidywanych przez model prędkości osadu, na około 20–30%.

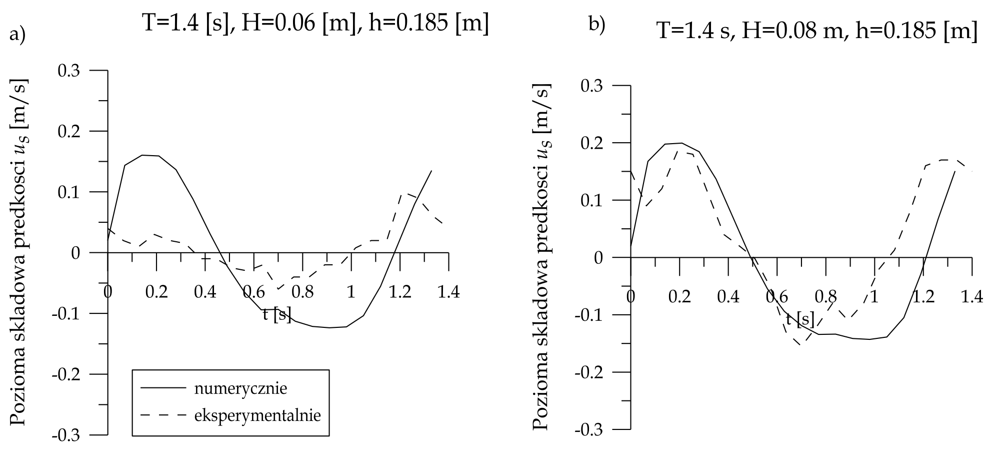
4.2. Zmiany prędkości osadu w zależności od fazy fali

Na rysunkach 4.3–4.9 w poprzednim podrozdziale porównano rozkłady przestrzenne prędkości cząstek osadu dla ustalonych wartości czasu (fazy fali) t/T. Poniżej, analizowana jest zmienność prędkości osadu w czasie t w jednym ustalonym punkcie w przestrzeni (do ilustracji wybrano punkt leżący tuż nad wierzchołkiem grzbietu zmarszczki dennej).

Na rysunkach 4.10–4.12 porównano rozkłady prędkości poziomej osadu w trakcie jednego okresu falowania T dla siedmiu analizowanych przypadków fal. Prezentowane na wykresach wyniki z pomiarów laboratoryjnych (oznaczone liniami ciągłymi) otrzymano przez uśrednienie danych zmierzonych metodą PIV dla 10 kolejnych okresów fali T. Wyniki z modelu numerycznego są oznaczone liniami przerywanymi.

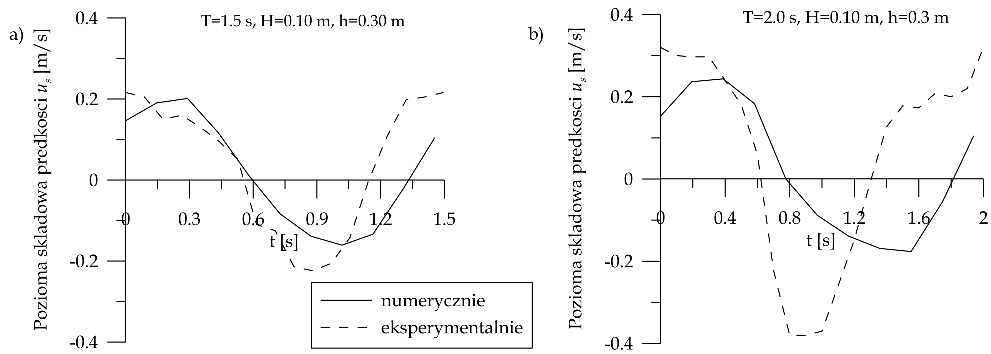


Rys. 4.10. Porównanie zmian w czasie zmierzonych (——) i obliczonych (– – –) prędkości poziomych ziaren osadu nad wierzchołkiem zmarszczki, wyznaczonych dla przypadków fal powierzchniowych A, B i C.



Rys. 4.11. Porównanie zmian w czasie zmierzonych (——) i obliczonych (– – –) prędkości poziomych ziaren osadu nad wierzchołkiem zmarszczki, wyznaczonych dla przypadków fal powierzchniowych D i E.

Jak widać na przedstawionych wykresach, uzyskano dość dobrą zgodność jakościową wyników pomiarów i modelu numerycznego. Jeśli chodzi o wyniki ilościowe, to ich zgodność jest większa niż miało to miejsce w przypadku porównywania rozkładów pionowych prędkości cząstek osadu w zadanych chwilach czasu, zilustrowanych na rysunkach 4.3–4.9 w poprzednim podrozdziale. Szacuje się, że średni błąd względny pomiędzy wynikami eksperymentu i obliczeń jest w tym przypadku rzędu 20%. Jak pokazują wykresy, w większości zilustrowanych przypadków model daje większe pręd-



Rys. 4.12. Porównanie zmian w czasie zmierzonych (——) i obliczonych (– – –) prędkości poziomych ziaren osadu nad wierzchołkiem zmarszczki, wyznaczonych dla przypadków fal powierzchniowych F i G.

kości osadu niż pomiary w chwilach przejścia grzbietu fali ($t/T = 0$), oraz mniejsze prędkości niż pomiary w chwilach przejścia doliny fali ($t/T = 0.5$).

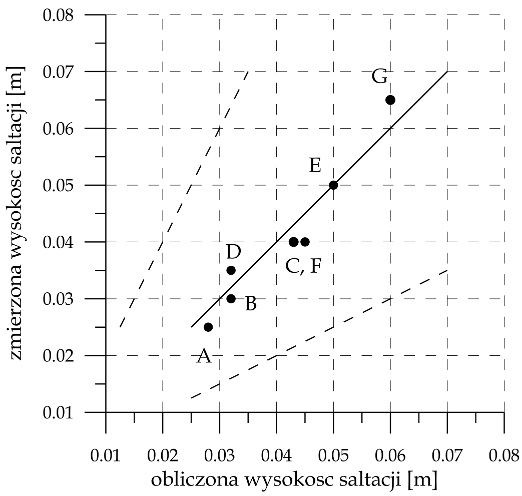
4.3. Grubość warstwy ruchu saltacyjnego cząstek

Na koniec tego rozdziału, wyznaczono obu metodami, eksperymentalnie i z modelu numerycznego, przybliżone grubości warstwy przydennej, w której odbywa się ruch saltacyjny ziaren piasku. W tym celu, poprzez analizę serii obrazów PIV zarejestrowanych dla zadanych warunków falowych, określono maksymalne wysokości saltacji cząstek osadu, H_s^{eks}, zaobserwowane w trakcie dziesięciu kolejnych okresów falowania T. Analogicznie, wyznaczono maksymalne wysokości saltacji H_s^{num}, które wystąpiły w trakcie numerycznego symulowania ruchu saltacyjnego.

Tabela 4.2. Maksymalne wysokości saltacji ziaren osadu wyznaczone eksperymentalnie (H_s^{eks}) i z modelu numerycznego (H_s^{num}) dla przypadków fal powierzchniowych A–G.

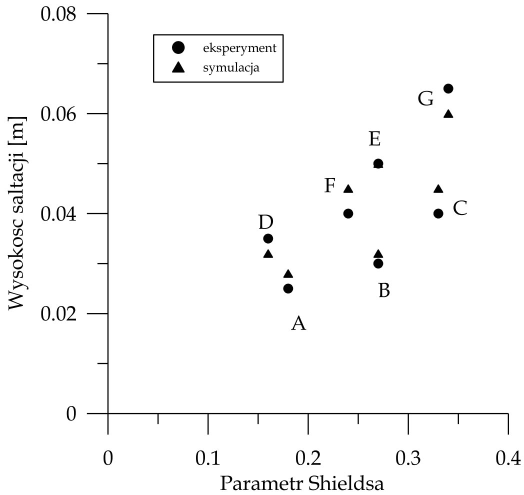
Przypadek fali	H_s^{eks} [m]	H_s^{num} [m]
A	0.025	0.028
B	0.03	0.032
C	0.04	0.043
D	0.035	0.032
E	0.05	0.050
F	0.04	0.045
G	0.065	0.060

Grubości warstwy ruchu saltacyjnego, uzyskane w ten sposób dla siedmiu analizowanych przypadków fal powierzchniowych zestawiono w tabeli 4.2. Ich porównanie w formie graficznej jest przedstawione na rys. 4.13. Trzy linie proste mają takie samo znaczenie jak na rys. 4.1 i 4.2. Jak łatwo zauważyć na wykresie, dla wszystkich



Rys. 4.13. Porównanie zmierzonych i obliczonych maksymalnych wysokości saltacji ziaren osadu dla przypadków fal powierzchniowych A–G.

przypadków uzyskano dobrą zgodność pomiędzy wartościami zmierzonymi w kanale falowym i uzyskanymi przy zastosowaniu zaproponowanego modelu numerycznego. Największe różnice względne pomiędzy wynikami z pomiarów i obliczeń wynoszą 11% i występują dla przypadków A i F. Na ostatnim rysunku 4.14 zilustrowano zależność wysokości saltacji H_s od parametru Shieldsa $\theta_{2.5}$, porównując wyniki z eksperymentów i z obliczeń.



Rys. 4.14. Zależność wysokości saltacji ziaren H_s od wartości parametru Shieldsa $\theta_{2.5}$ dla przypadków fal powierzchniowych A–G. Porównanie wyników z pomiarów i z modelu numerycznego.

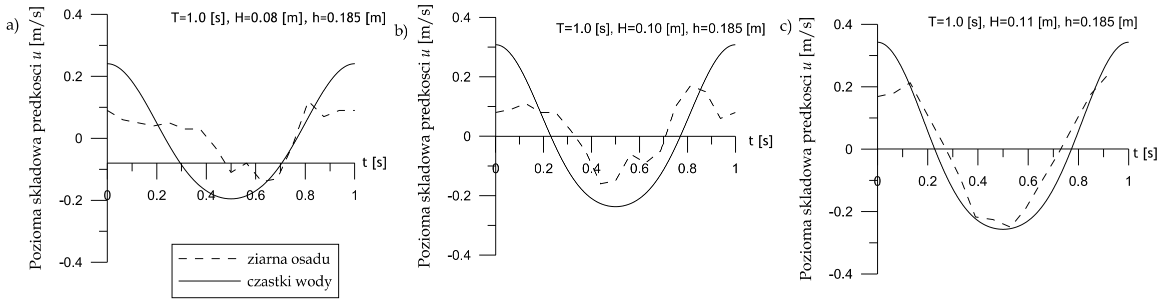
5. Symulacje numeryczne ruchu osadu

W poniższym rozdziale przedstawione są wyniki symulacji przeprowadzonych przy zastosowaniu zaproponowanego modelu numerycznego, opartego na modelu teoretycznym opisanym w rozdziale 2. W pierwszej kolejności, w podrozdziale 5.1, przeprowadzono porównania obliczonych z modelu prędkości cząstek osadu z prędkościami wody w jej ruchu oscylacyjnym generowanym falowaniem. Następnie, w podrozdziale 5.2, zilustrowano trajektorie ziaren osadu w oscylacyjnym polu prędkości. W dalszej kolejności, w podrozdziale 5.3, zaprezentowano pionowe profile koncentracji cząstek osadu, a na koniec, w podrozdziale 5.4, przedstawiono wyniki dotyczące prędkości transportu osadu wzdłuż dna.

5.1. Porównanie prędkości cząstek osadu i wody

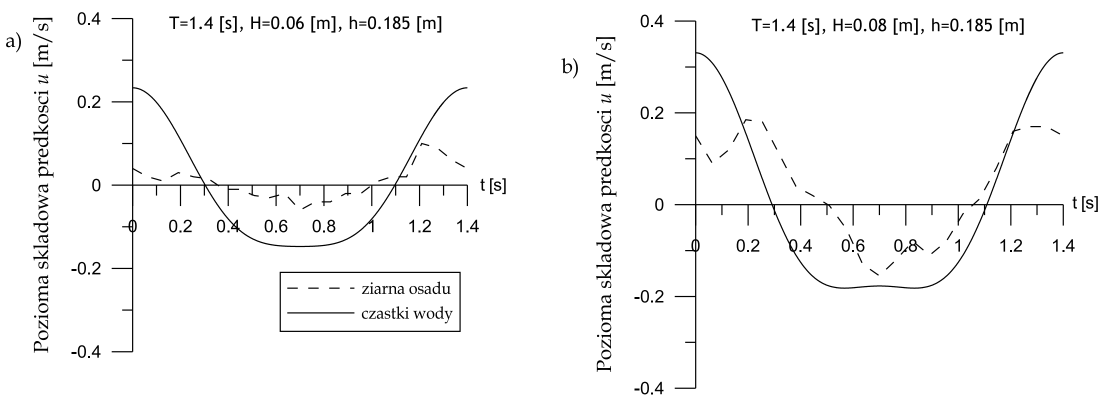
W trakcie badań laboratoryjnych w kanale falowym, opisanych w rozdziale 3, okazało się, że niestety niemożliwe było zmierzenie pola prędkości wody przy użyciu aparatury PIV, gdyż, w obecności ziaren osadu w wodzie, system PIV nie był w stanie rejestrować w sposób wiarygodny ruchu cząstek wody – rejestrował wyłącznie ruch ziaren piasku. Użycie specjalnego posiewu (patrz rozdział 3) też nie dało pozytywnego rezultatu. Z tego względu, aby porównać prędkości ziaren sedymentu z prędkościami wody wymuszającej ruch tych ziaren, zdecydowano się na porównanie zmierzonych doświadczalnie prędkości cząstek osadu z prędkościami wody uzyskanymi z obliczeń numerycznych. Wyniki porównań, dla wszystkich przypadków fal powierzchniowych zdefiniowanych w tabeli 3.1 na str. 48, zaprezentowano na rysunkach 5.1–5.5.

Wykresy na rysunkach ilustrują zmienność prędkości osadu i wody w czasie trwania jednego okresu fali T. Przedstawione wartości prędkości osadu, oznaczone linią przerywaną, zostały wykreślone z interwałem 1/15 sekundy, co jest związane z faktem, że częstotliwość rejestracji przez system PIV kolejnych obrazów z polami prędkości osadu wynosiła 15 Hz, co daje tylko 16 punktów na osi czasu dla fali o okresie $T = 1.0$ s i 22 dla fali o okresie $T = 1.4$ s. Wyniki prędkości osadu pokazane na kolejnych rysunkach są wartościami średnimi wyznaczonymi z pomiarów dla dziesięciu

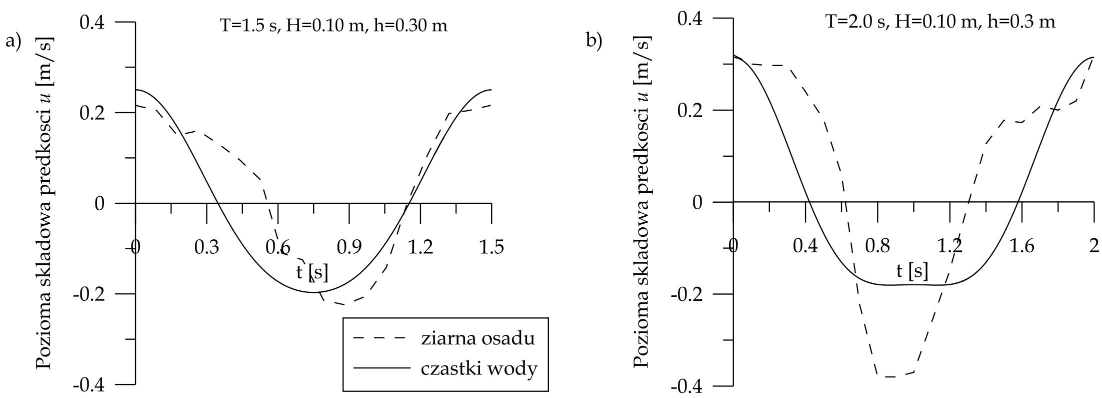


Rys. 5.1. Zmienność w czasie jednego okresu fali T poziomych prędkości ziaren osadu (– – –) i wody (——) nad wierzchołkiem zmarszczki, dla przypadków fal powierzchniowych A, B i C.

następujących po sobie okresów fali. Chwila $t = 0$ na wykresach odpowiada chwili przejścia grzbietu fali nad danym punktem na dnie.



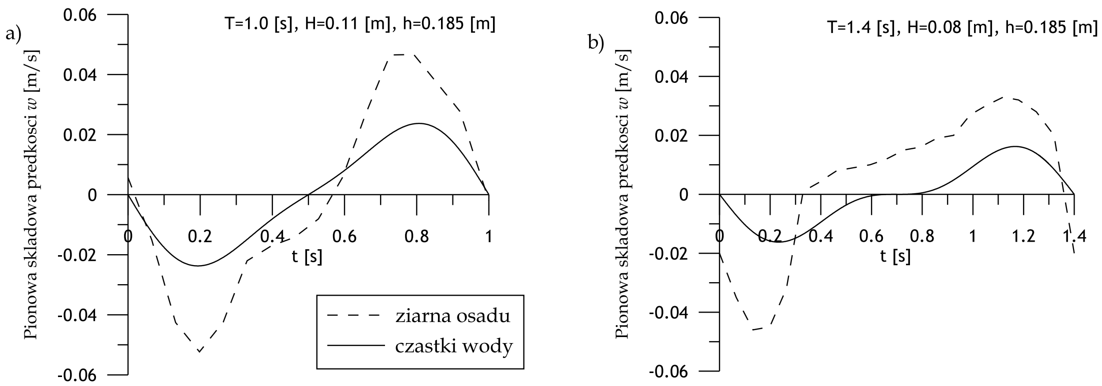
Rys. 5.2. Zmienność w czasie jednego okresu fali T poziomych prędkości ziaren osadu (– – –) i wody (——) nad wierzchołkiem zmarszczki, dla przypadków fal powierzchniowych D i E.



Rys. 5.3. Zmienność w czasie jednego okresu fali T poziomych prędkości ziaren osadu (– – –) i wody (——) nad wierzchołkiem zmarszczki, dla przypadków fal powierzchniowych F i G.

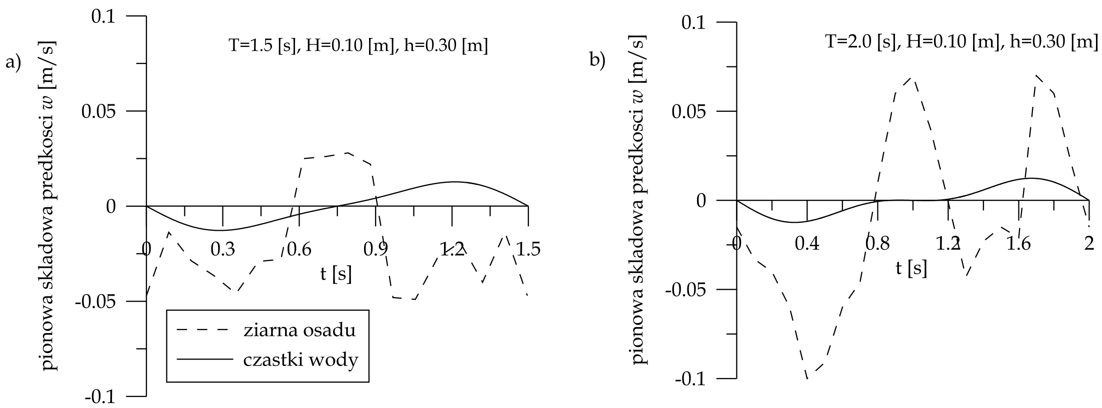
Jak można zaobserwować na rysunkach 5.1–5.3, na których porównano prędkości poziome, stosunek prędkości ziaren osadu do prędkości wody, u_s/u_f, wyraźnie rośnie ze wzrostem wysokości fali H. Dla mniejszych wysokości fal, przypadki A i D, stosunek prędkości nie przekracza wartości około 0.3. Z drugiej strony, dla fal wyższych, czyli bardziej stromych, przypadki E, F i G, stosunek prędkości u_s/u_f znacznie wzrasta, dochodząc do wartości równej około 1.0 w momencie przejścia doliny fali (tzn. w połowie okresu fali – środkowa część każdego z wykresów). Wynika to z faktu, że wraz ze wzrostem stromości fali czas trwania przejścia jej doliny w stosunku do czasu przejścia jej grzbietu wzrasta (patrz np. wykresy dla przypadków E i G), jest więc więcej czasu, aby cząstki osadu "dogoniły" cząstki wody. Uśrednienie wartości stosunków prędkości $|u_s/u_f|$ dla całego okresu fali T prowadzi do konkluzji, że chwilowe prędkości poziome osadu, w analizowanym przepływie oscylacyjnym, są w przybliżeniu równe od 1/3 do 1/2 prędkości poziomych wody.

Kolejne dwa rysunki, 5.4 i 5.5, ilustrują zmienność w czasie pionowych prędkości ziaren osadu i wody. W odróżnieniu od wykresów dla prędkości poziomej, na których pokazano prędkości tuż (2–3 mm) nad grzbietem zmarszczki, wykresy dla składowych pionowych prędkości pokazują ich wartości w punkcie leżącym nad środkiem doliny zmarszczki, na rzędnej równej wysokości zmarszczki.



Rys. 5.4. Zmienność w czasie jednego okresu fali T pionowych prędkości ziaren osadu (– – –) i wody (——) nad doliną zmarszczki, dla przypadków fali powierzchniowej C i E.

W odróżnieniu od prędkości poziomych, w przypadku których chwilowe wartości prędkości ziaren osadu są mniejsze od prędkości wody, maksymalne chwilowe prędkości pionowe ziaren osadu są wyraźnie większe od prędkości pionowych wody. Dla przypadków fal C i E, zilustrowanych na rys. 5.4, zmiany prędkości osadu i wody w czasie okresu fali są jakościowo podobne, a maksymalne prędkości pionowe ziaren piasku są około dwukrotnie większe od prędkości wody w tych samych chwilach cza-



Rys. 5.5. Zmienność w czasie jednego okresu fali T pionowych prędkości ziaren osadu (– – –) i wody (——) nad doliną zmarszczki, dla przypadków fal powierzchniowych F i G.

su. Zauważmy, że wielkości maksymalnych prędkości pionowych osadu dla fal C i E stanowią około 20 do 25% maksymalnych prędkości poziomych osadu (por. rys. 5.1 i 5.2).

Dla fal dłuższych, reprezentowanych przez przypadki F i G przedstawione na rys. 5.5, zmienność prędkości pionowej ziaren osadu w podczas okresu fali jest znacznie większa, niż dla krótszych fal C i E na poprzednim rysunku. Podstawowa różnica jakościowa polega na tym, że prędkość pionowa osadu zmienia kierunek (znak) częściej niż dwukrotnie w ciągu jednego okresu fali T, co koresponduje z wynikami pomiarów laboratoryjnych przedstawionych w pracy van der Werfa i in. (2007), którzy przypisali to zjawisko strukturze wirów generowanych na skłonach zmarszczek dennych. Wartości maksymalnych prędkości pionowych osadu w stosunku do maksymalnych wartości prędkości poziomych osadu są, podobnie jak w przypadku dla fal C i E, równe około 20 do 25% (por. rys. 5.3).

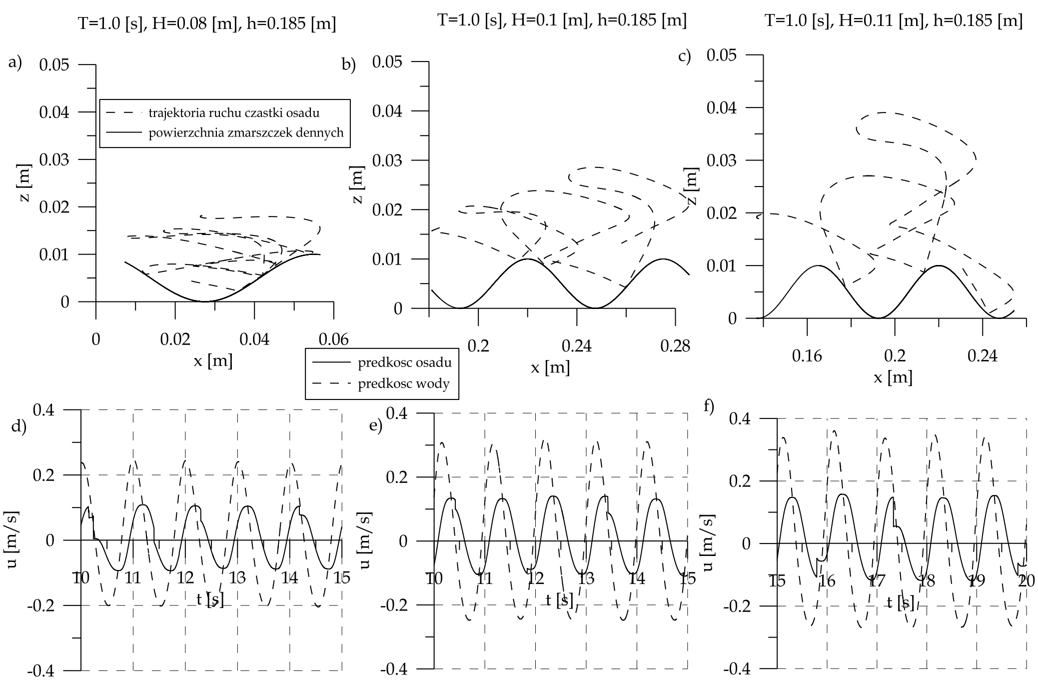
Maksymalne wartości poziomych i pionowych składowych wektorów prędkości dla wszystkich siedmiu przypadków fal powierzchniowych badanych w kanale falowym zostały zestawione w tabeli 5.1. Kolumny z nagłówkami u_f i u_s zawierają wartości prędkości poziomych, odpowiednio wody i ziaren osadu, w chwili przejścia grzbietu fali ($t/T = 0$ – ruch cząstek zgodny z kierunkiem propagacji fali), natomiast kolumny z nagłówkami $-u_f$ i $-u_s$ zawierają analogiczne prędkości w chwili przejścia doliny fali ($t/T = 0.5$ – ruch cząstek w kierunku przeciwnym do kierunku propagacji fali). Podobnie, kolumny oznaczone w_f i w_s zawierają prędkości pionowe wody i ziaren osadu w fazie fali $t/T = 0.75$ (ruch cząstek do góry), a kolumny oznaczone $-w_f$ i $-w_s$ zawierają analogiczne prędkości w fazie fali $t/T = 0.25$ (ruch cząstek w dół).

Tabela 5.1. Porównanie maksymalnych prędkości poziomych i pionowych wody (u_f i w_f) i ziaren osadu (u_s i w_s) w pobliżu dna dla przypadków fal powierzchniowych A–G.

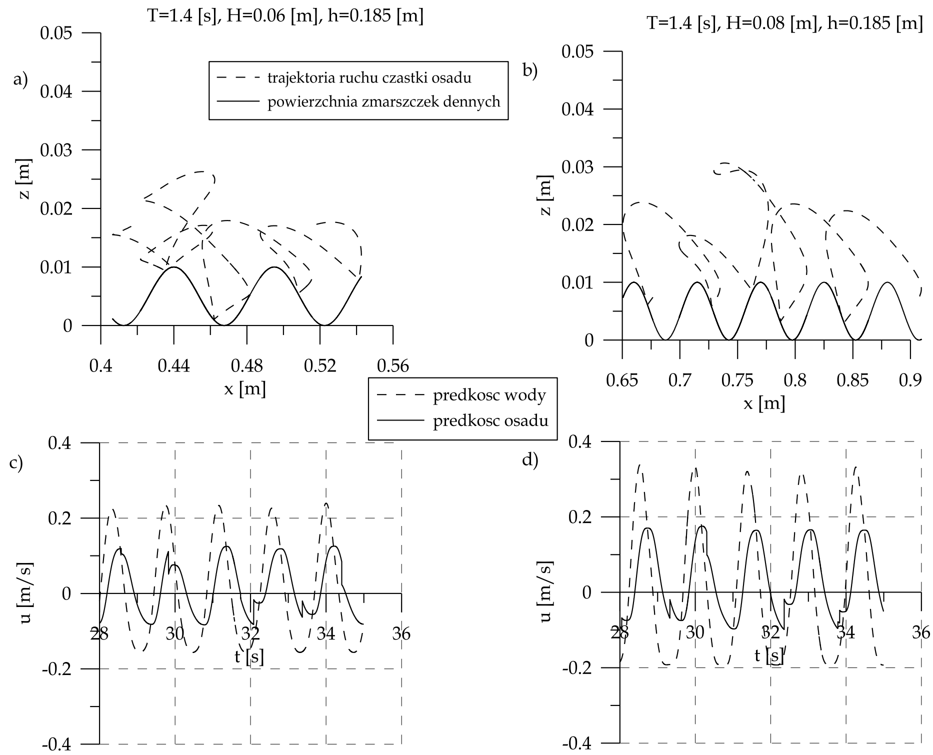
Przypadek	h	H	T	Prędkości wody [m/s]				Prędkości osadu [m/s]			
	[m]	[m]	[s]	u_f	$-u_f$	w_f	$-w_f$	u_s	$-u_s$	w_s	$-w_s$
A	0.185	0.08	1.0	0.23	0.19	0.02	0.01	0.17	0.20	0.06	0.07
B	0.185	0.10	1.0	0.30	0.24	0.03	0.025	0.23	0.25	0.08	0.07
C	0.185	0.11	1.0	0.33	0.26	0.03	0.03	0.30	0.35	0.08	0.10
D	0.185	0.06	1.4	0.22	0.15	0.02	0.01	0.10	0.12	0.05	0.04
E	0.185	0.08	1.4	0.32	0.18	0.04	0.02	0.18	0.18	0.05	0.08
F	0.30	0.10	1.5	0.26	0.21	0.02	0.014	0.26	0.21	0.08	0.10
G	0.30	0.10	2.0	0.32	0.21	0.026	0.02	0.30	0.42	0.11	0.12

5.2. Trajektorie cząstek osadu

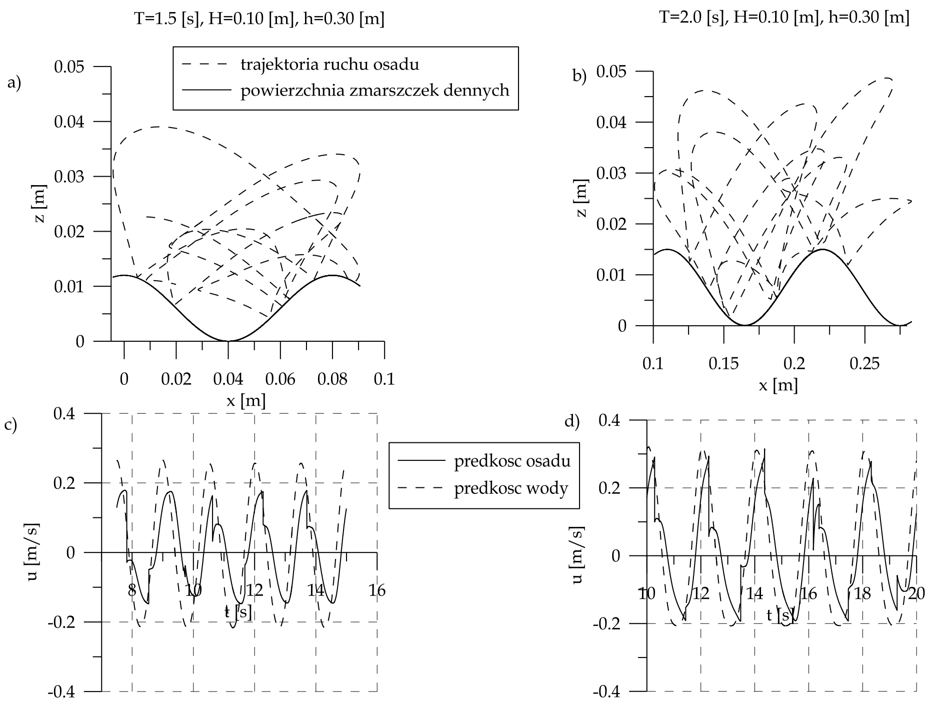
Na poniższych rysunkach 5.6–5.8 zilustrowano przykładowe trajektorie cząstek osadu w oscylacyjnym polu prędkości wody, obliczone dla siedmiu przypadków fal powierzchniowych A–G badanych w kanale falowym.



Rys. 5.6. Trajektorie ziaren osadu (a–c) oraz prędkości poziome ziaren (——) i wody (– – –) (d–f) dla przypadków fal powierzchniowych A–C.



Rys. 5.7. Trajektorie ziaren osadu (a, b) oraz prędkości poziome ziaren (——) i wody (– – –) (c, d) dla przypadków fal powierzchniowych D (z lewej strony) i E (z prawej strony).



Rys. 5.8. Trajektorie ziaren osadu (a, b) oraz prędkości poziome ziaren (——) i wody (– – –) (c, d) dla przypadków fal powierzchniowych F (z lewej strony) i G (z prawej stronie).

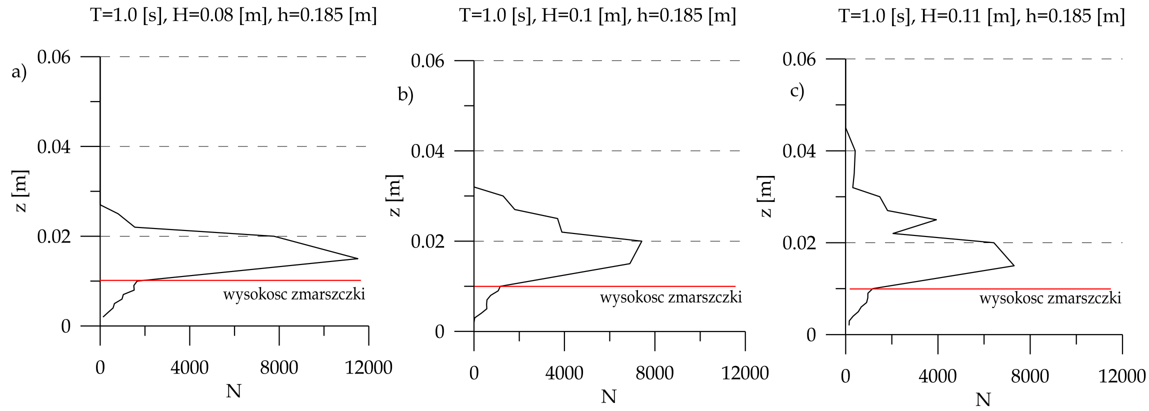
Na górnych wykresach rysunków (np. 5.6 a, b i c) przedstawiono, za pomocą linii przerywanych, trajektorie ziaren osadu w czasie równym pięciu okresom falowania powierzchniowego T. Liniami ciągłymi zilustrowane są na tych wykresach profile zmarszczek dennych. Dla każdego przypadku fali, na dolnych wykresach rysunków (np. 5.6 d, e i f) pokazane są wykresy prędkości poziomej osadu (linie ciągłe) i prędkości poziomej wody (linie przerywane). Nieregularności (skokowe zmiany wartości) widoczne na wykresach prędkości osadu występują w chwilach czasu t, w których nastąpiło odbicie cząstki od dna, powodujące nieciągłą zmianę składowej poziomej wektora prędkości ziarna piasku.

Wykresy trajektorii cząstek sedymentu przedstawione na rysunkach 5.6–5.8 dobrze ilustrują chaotyczny ruch osadu nad dnem pokrytym zmarszczkami wskutek ruchu falowego wody, z częstymi zmianami kierunku ruchu ziaren wzdłuż poziomej osi x, spowodowanymi oscylacyjnym ruchem wody. Kolejne wykresy (a), (b) i (c) trajektorii cząstek na rys. 5.6 pokazują wzrost wysokości saltacji ziaren piasku wywołany wzrostem wysokości fali H (pozostałe parametry fal A, B i C są takie same). Z podobną sytuacją mamy do czynienia na rys. 5.7 dla przypadków fal D i E, także różniących się jedynie wysokością fali. Z kolei wykresy trajektorii cząstek na rys. 5.8 dla przypadków fal F i G ilustrują wpływ wzrostu okresu fali T (a zatem i długości fali L) na ruch saltacyjny osadu, z widocznym wzrostem maksymalnego zasięgu saltacji nad dnem i wzrostem długości pojedynczego skoku ziarna.

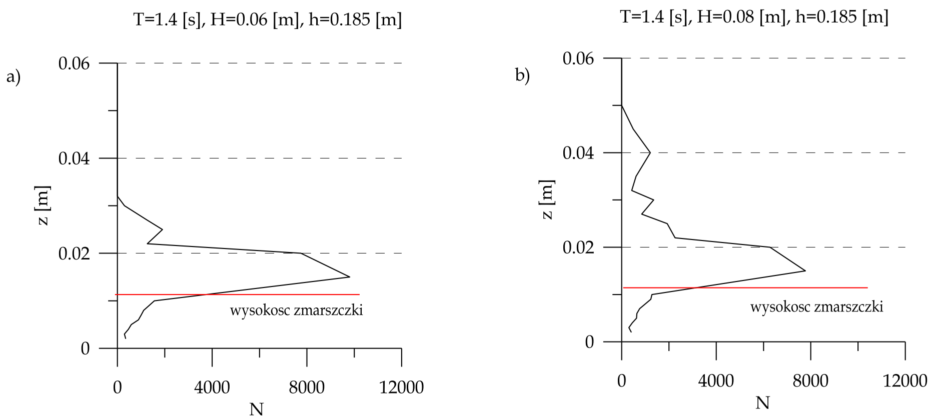
5.3. Profile pionowe koncentracji osadu

Istotną wielkością w dynamice rumowiska jest koncentracja osadu i jej rozkład pionowy w kolumnie wody, gdyż iloczyn koncentracji osadu i jego prędkości poziomej określa natężenie transportu osadu (objętość osadu transportowaną w jednostce czasu przez jednostkową szerokość kolumny wody). Zaproponowany model saltacji cząstek osadu nie pozwala na ilościowe wyznaczenie rozkładu koncentracji osadu. Możliwe jest jednak określenie kształtu profilu pionowego koncentracji ziaren piasku. W tym celu, w trakcie symulacji ruchu saltacyjnego ziaren piasku w długim przedziale czasu, zliczano jak często ziarno znajdowało się w określonym przedziale wysokości $[z, z + \Delta z]$ nad dnem. Określone w ten sposób profile, mające postać histogramów, są przedstawione na rysunkach 5.9–5.11.

Na kolejnych wykresach pokazane są rozkłady otrzymane dla siedmiu przypadków fal A–G analizowanych w eksperymentach laboratoryjnych. Na każdym wykresie poziomą linią oznaczono uśrednioną rzędną wierzchołków zmarszczek generowanych w danych warunkach falowych (por. wymiary zmarszczek w tabeli 3.2 na str. 49).



Rys. 5.9. Profil pionowy koncentracji osadu dla przypadków fal powierzchniowych A–C.

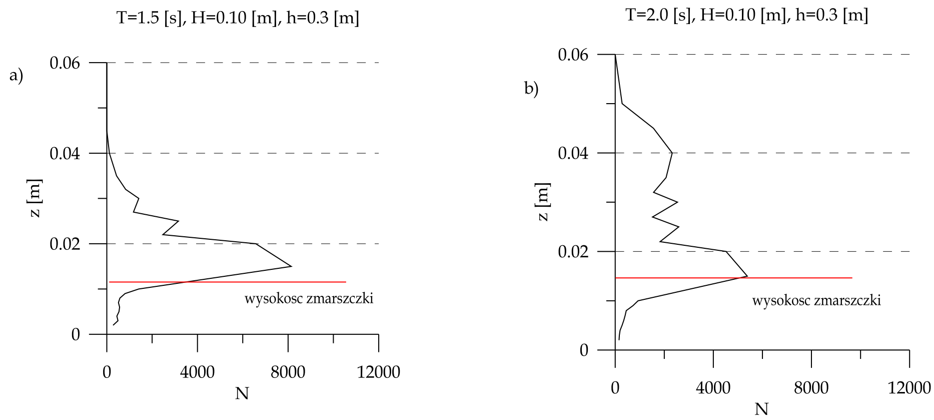


Rys. 5.10. Profil pionowy koncentracji osadu dla przypadków fal powierzchniowych D (z lewej strony) i E (z prawej strony).

Jak wynika z rysunków, największa koncentracja ziaren osadu, jak można się spodziewać, występuje w relatywnie cienkiej warstwie bezpośrednio nad linią zmarszczek. Dla większości zilustrowanych przypadków fal, miąższość tej warstwy wynosi około 1 cm, z wyjątkiem przypadku G pokazanego na rys. 5.11b. Na wykresach na rys. 5.9 i 5.10 widoczny jest wzrost grubości warstwy o największej koncentracji osadu wraz ze wzrostem wysokości fali H.

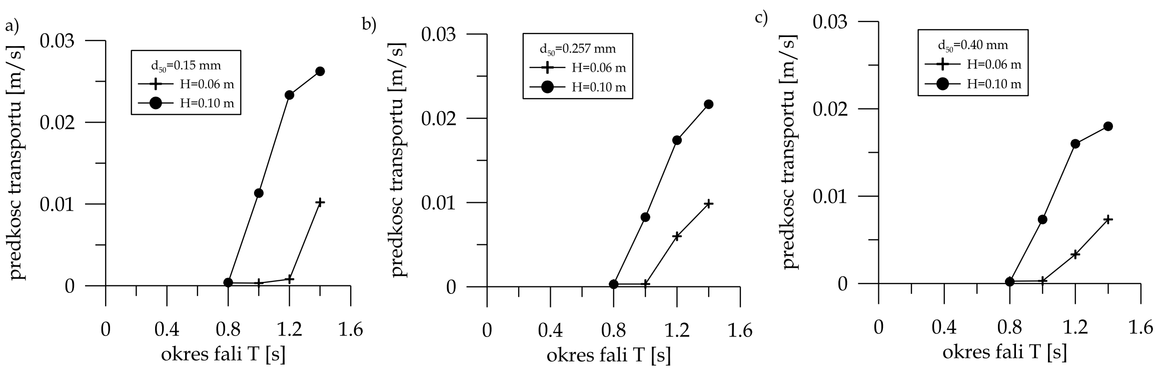
5.4. Prędkość transportu osadu wzdłuż dna

Z punktu widzenia inżyniera istotną wielkością jest uśredniona w czasie prędkość transportu osadu wzdłuż dna. Zaproponowany model numeryczny został wykorzysta-



Rys. 5.11. Profil pionowy koncentracji osadu dla przypadków fal powierzchniowych F (z lewej strony) i G (z prawej strony).

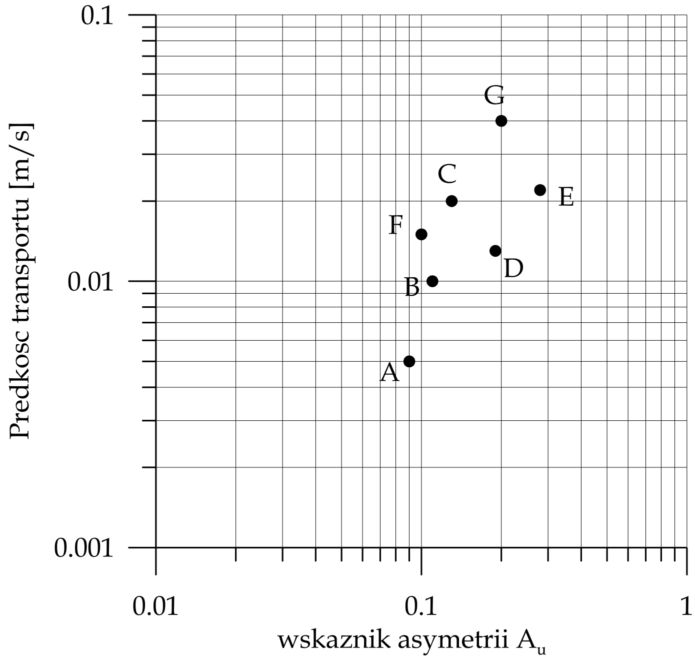
ny do obliczenia tej wielkości dla fal powierzchniowych o parametrach fal badanych w laboratorium lub zbliżonych. W tym celu wykonywano symulacje dla długich czasów t (rzędu kilkuset okresów fali T), a następnie obliczano prędkość transportu osadu przez podzielenie dystansu x jaki cząstka osadu pokonywała w czasie t przez długość tego czasu. Uzyskane wyniki obliczeń, dla fal propagujących się w wodzie o głębokości $h = 0.185$ m, przedstawiono na rys. 5.12.



Rys. 5.12. Uśrednione w czasie prędkości transportu osadu wzdłuż dna w zależności od średnicy ziaren piasku d_{50}, wysokości fali H i jej okresu T, dla fal propagujących się w wodzie o głębokości $h = 0.185$ m.

Na rysunku 5.12 zilustrowano zależność prędkości transportu osadu od średnicy ziarna piasku d_{50} oraz okresu (długości) fali, dla dwóch różnych wysokości fali H. Widoczne jest, że średnica ziaren osadu ma (według przewidywań modelu) stosunkowo niewielki wpływ na prędkość przemieszczania się osadu wzdłuż dna. Istotnymi parametrami są natomiast okres fali T i, co zrozumiałe, wysokość fali H (ilość energii niesionej przez falę zależy, w przybliżeniu, od kwadratu jej wysokości).

Warto w tym miejscu wspomnieć o wynikach pomiarów eksperymentalnych przeprowadzonych przez Krupińskiego (2012), których przedmiotem było, m.in., wyznaczenie prędkości transportu osadu wzdłuż dna. Pomiary zostały wykonane również w kanale falowym IBW PAN, dla podobnych parametrów fal powierzchniowych jak w niniejszej pracy, oraz dla bardzo zbliżonej średnicy d_{50} piasku użytego w badaniach. W trakcie jednej z serii pomiarowych, dla fali o okresie $T = 1.5$ s i wysokości $H = 0.11$ m, Krupiński zmierzył przemieszczenie osadu na dnie i na tej podstawie wyznaczył prędkość transportu osadu, szacowaną na około 0.025 m/s. Wartość ta jest porównywalna z prędkością 0.022 m/s uzyskaną z modelu numerycznego przez autorkę tej rozprawy dla fali o okresie $T = 1.4$ m/s i wysokości $H = 0.10$ m.



Rys. 5.13. Uśredniona w czasie prędkość transportu ziaren piasku o średnicy $d_{50} = 0.257$ mm w zależności od współczynnika asymetrii fali A_u, dla przypadków fal powierzchniowych A–G.

W mechanice rumowiska morskiego znanym faktem jest zależność wielu istotnych zjawisk od asymetrii fali powierzchniowej wywołującej ruch osadu przy dnie. W trakcie symulacji numerycznych podjęto próbę oceny wpływu tej asymetrii na prędkość transportu osadu wzdłuż dna. Spośród parametrów stosowanych do opisu asymetrii fal nieliniowych wybrano następujący (Scandura i Foti 2011, Vittori i Blondeux 2012):

$$A_u = \frac{U_{max} - U_{min}}{U_{max} + U_{min}}, \tag{5.1}$$

oparty na wielkościach prędkości wody przy dnie. W powyższym wzorze U_{max} i U_{min} oznaczają, odpowiednio, maksymalną i minimalną prędkość orbitalną wody przy dnie. Prędkości U_{max} i U_{min} można wyrazić przy pomocy amplitud prędkości przydennej pierwszej i drugiej składowej przybliżenia Stokesa, U_1 i U_2, zdefiniowanych wzorami (2.53) na str. 31. Mianowicie, $U_{max} = U_1 + U_2$ i $U_{min} = U_1 - U_2$, skąd wynika zależność:

$$A_u = \frac{U_2}{U_1} \,. \tag{5.2}$$

Wyniki obliczeń przeprowadzonych dla siedmiu przypadków fal A–G badanych eksperymentalnie w kanale zestawiono na rys. 5.13. Jak można się było spodziewać, najwyższe prędkości transportu osadu uzyskano z modelu dla przypadków fal C, E i G, czyli najbardziej nieliniowych (najbardziej asymetrycznych) fal spośród siedmiu analizowanych przypadków.

6. Podsumowanie i wnioski

W przedstawionej rozprawie zaprezentowano wyniki badań teoretycznych i doświadczalnych nad zagadnieniem ruchu niespoistego osadu dennego w wodzie wskutek propagacji falowania powierzchniowego. Sformułowano dwuwymiarowy lagranżowski model teoretyczny opisujący zjawisko ruchu saltacyjnego ziaren osadu w oscylacyjnej warstwie przyściennej nad zmarszczkami dennymi. Na podstawie tego modelu skonstruowano model obliczeniowy do symulacji dynamiki osadu dla zadanych warunków falowych. Integralną częścią badań opisanych w rozprawie stanowiły pomiary laboratoryjne przeprowadzone w kanale falowym. W trakcie tych pomiarów rejestrowano pola prędkości cząstek osadu stosując technikę PIV (*particle image velocimetry*). Wyniki tych pomiarów, wykonanych dla szerokiego zakresu parametrów nieliniowych fal powierzchniowych, posłużyły do weryfikacji modelu numerycznego. Po zweryfikowaniu modelu obliczeniowego, wykonano szereg symulacji numerycznych, w wyniku których wyznaczono trajektorie cząstek osadu nad dnem, oszacowano grubość warstwy intensywnego ruchu saltacyjnego ziaren piasku, wyznaczono pionowe profile koncentracji osadu nad dnem i obliczono prędkości transportu osadu wzdłuż dna.

Wyniki uzyskane w trakcie przeprowadzonych badań mają głównie wartość poznawczą, gdyż w dużej mierze dotyczą analizy jakościowej zjawisk zachodzących w stosunkowo cienkiej warstwie ruchu saltacyjnego osadu w bezpośrednim sąsiedztwie dna. Tym niemniej, na podstawie wyników laboratoryjnych i symulacji numerycznych, można sformułować następujące wnioski o charakterze ilościowym i praktycznym:

- Pomiary wykonane w kanale falowym przy zastosowaniu techniki PIV wykazały, że z powodu ograniczeń technicznych aparatury nie jest możliwe jednoczesne rejestrowanie prędkości cząstek osadu oraz prędkości cząstek wody. Zastosowanie specjalnego posiewu w celu umożliwienia pomiarów prędkości wody (równolegle z pomiarami prędkości wody) nie przyniosło efektów.

- Dla prawie wszystkich przypadków fal badanych w kanale falowym, wymiary zmarszczek dennych zmierzonych doświadczalnie nie różniły się o więcej niż 10% od wymiarów obliczonych ze wzorów dostępnych w literaturze.

- Maksymalne prędkości poziome ziaren osadu zmierzone tuż nad grzbietami zmarszczek dennych były około trzy razy większe niż prędkości nad dolinami zmarszczek.
- Maksymalne prędkości pionowe ziaren osadu, zmierzone zarówno nad wierzchołkami jak i nad dolinami zmarszczek, były w przybliżeniu trzy do czterech razy mniejsze od odpowiadających im prędkości poziomych.
- Porównanie maksymalnych prędkości osadu wyznaczonych doświadczalnie i z obliczeń pozwoliło na oszacowanie błędu zaproponowanego modelu na około 20 do 30%.
- Uśrednione w czasie prędkości poziome ziaren osadu w ich ruchu oscylacyjnym nad dnem były równe od około 30 do około 50% prędkości poziomej wody. Dla najbardziej nieliniowych fal powierzchniowych, chwilowe prędkości poziome osadu, występujące pod doliną fali, osiągały wielkości zbliżone do prędkości wody.
- Różnice pomiędzy grubościami warstwy ruchu saltacyjnego ziaren osadu wyznaczonymi z pomiarów i z modelu numerycznego dla wszystkich analizowanych przypadków fal są rzędu 10%.
- Górny zasięg warstwy ruchu saltacyjnego ziaren osadu nad dnem wynosił średnio dwie – trzy wysokości zmarszczek nad linią ich wierzchołków, jednak ponad połowa osadu poruszała się w warstwie o miąższości około jednej wysokości zmarszczki (tzn. około 1 cm).

Wyniki uzyskane w laboratorium falowym oraz z obliczeń zaproponowanym modelem, oraz doświadczenia zebrane w trakcie obróbki i analizy danych pomiarowych, wykazały, że możliwe jest udoskonalenie zaprezentowanego modelu. W tym celu dalsze prace powinny pójść dwutorowo. Z jednej strony, należałoby przeprowadzić następną, rozszerzoną, serię badań laboratoryjnych. Aby otrzymać wyniki o lepszej rozdzielczości przestrzennej, wskazane byłoby ograniczenie obszaru pomiarowego PIV do kilku centymetrów nad dnem (zamiast 15 – 20 cm w prezentowanych tu badaniach), należałoby zwiększyć częstotliwość rejestracji obrazów PIV do 100 Hz (w porównaniu do 15 Hz) oraz znacznie wydłużyć czas rejestracji obrazów PIV dla każdego badanego przypadku, aby zmniejszyć błędy statystyczne w procesie uśredniania danych w czasie. Z drugiej strony, duże rezerwy tkwią w modelu teoretycznym, który można rozszerzyć przez uwzględnienie w nim mechanizmu wzajemnych zderzeń cząstek osadu w warstwie przydennej (a nie jedynie mechanizmu zderzeń cząstek z dnem w obecnej wersji modelu), oraz przez uwzględnienie w modelu lokalnych fluktuacji prędkości wody wynikających z obecności wirów nad skłonami zmarszczek dennych. Ponieważ wiry w wodzie mają strukturę trójwymiarową, w dalszej perspektywie należałoby podjąć próbę rozszerzenia modelu do trzech wymiarów przestrzennych. Z pewnością pozwoliłoby to uzyskanie bardziej realistycznych wyników symulacji, ale też, niestety, wiązałoby się ze znacznym zwiększeniem nakładu obliczeń.

Literatura

Abbott J.E., Francis J.R.D. (1977). Saltation and suspension trajectories of solid sediment particles in a water stream. *Phil. Trans. Royal Soc. London*, **284** (1321), 225–254.

Ahmed A.S.M., Sato S. (2001). Investigation of bottom boundary layer dynamics of movable bed by using enhanced PIV technique. *Coastal Eng.*, **43** (4), 239–258.

Ancey C., Bigillon F., Frey P., Lanier J., Ducret R. (2002). Saltating motion of a bead in a rapid water stream. *Phys. Rev.*, **E66**, 036306, doi: 10.1103/PhysRevE.66.036306.

Anderson R.S., Hallet B. (1986). Sediment transport by wind: toward a general model. *Geol. Soc. Am. Bull.,* **97**, 523–535.

Bagnold R. A. (1941). The physics of blown sand and desert dune. *Progress in Phys. Geography* **18** (1), 91–96.

Bagnold R.A. (1946). Motion of waves in shallow water, interaction between waves and sand bottom. *Proc. Royal Soc. London*, Ser. A, **187**, 1–15.

Bagnold R.A. (1973). The nature of saltation and of 'bed-load' transport in water. *Proc. R. Soc. London*, Ser. A, **332**, 473–504.

Barati R., Neyshabouri S., Ahmadi G. (2014). Development of empirical models with high accuracy for estimation of drag coefficient of flow around a smooth sphere: An evolutionary approach. *Powder Technol.*, **257**, doi: 10.1016/j.powtec.2014.02.045.

Barati R., Neyshabouri S. A., Ahmadi G. (2018). Issues in Eulerian–Lagrangian modeling of sediment transport under saltation regime. *Int. J. Sediment Res.*, doi: 0.1016/j.ijsrc.2018.04.003.

Bialik R.J. (2010). *Modelowanie ruchu cząstek rumowiska w przepływie rzecznym i transportu rumowiska wleczonego.* Praca doktorska, Instytut Geofizyki PAN, Warszawa.

Bialik R.J. (2011). Particle–particle collision in Lagrangian modeling of saltating grains., *J. Hydraul. Res.*, **49** (1), 23–31.

Bialik R. J. (2013). Numerical study of near-bed turbulence structures influence on the initiation of saltating grains movement. *J. Hydrol. Hydromech.*, **61** (3), 202–207.

Bialik R.J. (2015). Lagrangian modelling of saltating sediment transport: A review. *GeoPlanet: Earth and Planetary Sciences*, doi: 10.1007/978-3-319-17719-916.

Bialik R. J., Czernuszenko W. (2007). Numerical analysis of lagrangian particle saltation model. *Publ. Inst. Geophys. Pol. Acad. Sci.*, **E-7** (401).

Bialik R. J., Nikora V. I., Rowiński P. M. (2012). 3D lagrangian modeling of saltation particles diffusion in turbulent water flow, *Acta Geophys.*, **60** (6), 1640–1660.

Brevik I. (1981). Oscillatory rough turbulent boundary layers. *J. Waterway, Port, Coastal Ocean Div., ASCE*, **107** (WW3), 175–88 .

Brown P., Lawler D. (2003). Sphere drag and settling velocity revisited. *J. Environ. Eng.*, **129**, 222–231.

Cheng N. (2009). Comparison of formulas for drag coefficient and settling velocity of spherical particles. *Powder Technol.*, **189**, 395–398, doi: 10.1016/j.powtec.2008.07.006.

Chepil W.S. (1945). Dynamics of wind erosion. 1. Nature of movement of soil by wind. *Soil Science*, **60**, 305–302, doi: 10.1097/00010694-194510000-00004.

Chepil W.S. (1958). Use of evenly spaced hemispheres to evaluate aerodynamic forces on soil surfaces. *Eos. Trans. AGU*, **39**, 397-404.

Czernuszenko W. (2009). Model of particle-particle interaction for saltating grains in water. *Arch. Hydro-Eng. Environ. Mech.*, **56**, 101–120.

Czernuszenko W. (2013). Lagrangian model for a single saltating grain in the near-wall region of an open-channel flow. *Arch. Hydro-Eng. Environ. Mech.*, **60**, 31–50.

Dean R., Dalrymple R. (2000). *Water Wave Mechanics for Engineers and Scientists.* World Scientific, Singapore, doi: 10.1142/1232.

Dick J. E., Sleath J. F. A. (1991). Velocities and concentrations in oscillatory flow over beds of sediment. *J. of Fluid Mech.*, **233**, 165–196.

Doering J.C., Baryla A.J. (2002). An investigation of the velocity field under regular and irregular waves over a sand beach. *Coastal Eng.*, **44**, 275–300.

Einstein H.A. (1942). Formulas of the transportation of bed load. *Am. Soc. Civil Eng.*, 561–597.

Fenton J.D. (1990) Nonlinear wave theories. *Sea*, **9** (1), 3–25.

Fernandez Luque R., van Beek R. (1976). Erosion and transport of bed-load sediment. *J. Hydraulic Res.*, **14**, 127–144.

Francis J.R.D. (1973). Experiments on the motion of solitary gains along the bed of a water stream. *Proc. Royal Soc. London*, **332**, Ser. A, 443–471.

Fredsoe J. (1984). Turbulent boundary layer in wave-current motion. *J. Hydraulic Eng.*, **110** (8), doi: 10.1061/(ASCE)0733-9429(1984)110:8(1103).

Fredsoe J., Deigaard R. (1992). *Mechanics of Coastal Sediment Transport*. World Scientific, Singapore.

Gilbert G. K. (1914). Transportation of debris by running water. *U.S. Geol. Survey Prof. Paper*, **86**, U.S. Geological Survey.

Gilchrist D., Penko A., Calantoni J. (2018). Investigation of sand ripple dynamics with combined Particle Image and Tracking Velocimetry. *J. Atmos. Ocean Technol.*, **35**, 2019–2036.

Gonzalez-Rodriguez D., Madsen O.S. (2007). Seabed shear stress and bedload transport due to asymmetric and skewed waves. *Coastal Eng.*, **54** (12), 914–929.

Gonzalez-Rodriguez D., Madsen O.S. (2011). Boundary-layer hydrodynamics and bedload sediment transport in oscillating water tunnels. *J. Fluid Mech.*, **667**, 49–83.

Grant W.D., Madsen O.S. (1979). Combined wave and current interaction with a rough bottom. *J. Geophys. Res.*, **84** (C4), 1797–1808.

Grant W.D., Madsen O.S. (1982). Movable bed roughness in unsteady oscillatory flow. *J. Geophys. Res.*, **87**, 469–481.

Grant W.D., Madsen O.S. (1986). The continental shelf bottom boundary layer. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **18**, 265–305.

Hassan W.N., Ribberink J.S. (2005). Transport processes of uniform and mixed sands in oscillatory sheet flow. *Coast. Eng.*, **52** (9), 745–770.

Jensen B.L., Sumer B.M., Fredsoe J. (1989). Turbulent oscillatory boundary layers at high Reynolds numbers. *J. Fluid Mech.*, **206**, 265–297.

Jonsson I.G. (1980). A new approach to oscillatory rough turbulent boundary layers. *Ocean Eng.*, **7**, 109–152.

Jonsson I.G., Carlsen N.A. (1976). Experimental and theoretical investigations in an oscillatory turbulent boundary layer. *J. Hydraulic Res.*, **14** (1), 45–60.

Kaczmarek L.M. (1999). *Moveable Sea Bed Boundary Layer and Mechanics of Sediment Transport*, Instytut Budownictwa Wodnego PAN, ISBN 83-85708-35-9.

Kaczmarek L.M., Ostrowski R. (1992). Modelling of wave-current boundary layer in the coastal zone. *Proc. 23rd ICCE, ASCE*, New York, 350–363.

Kharlamova I.S, Vlasak P. (2015). Model of rough bed for numerical simulation of saltation. *European J. Environ. Civil Eng.*, **19** (3), 366–385.

Krupiński A. (2012). Analysis of sediment particle velocity in wave motion based on wave flume experiments. *Studia Geotech. et Mech.*, **34** (2), doi: 105277/sgm021204.

Landau L.D., Lifszyc J. (1994). *Hydrodynamika.* Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa.

Lawrence C.J., Mei R. (1995). Long-time behavior of the drag a body in impulsive motion. *J. Fluid Mech.*, **283**, 307–327.

Lee H.Y., Chen Y.H., You J.Y., Lin Y.T. (2000). Investigations of continuous bedload saltating process. *J. Hydraulic Eng.*, **126** (9), 691–700. doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(2000)126:9(691).

Lee H.Y. , Hsu I.S. (1994). Investigation of saltating particle motion. *J. Hydraulic Eng.*, **120**, 831–845, doi.org/10.1061/(ASCE)0733-9429(1994)120:7(831).

Lee H.Y., Lin Y.T., Yun J.Y., Hsiao W.W. (2006). On three-dimensional continuous saltating processs of sediment particles near the channel bed. *J. Hydraulic Res.*, **44** (3), 374–389.

Lee H.Y., You J.Y., Lin Y.T. (2002). Continuous saltating process of multiple sediment particles. *J. Hydraulic Eng.*, **128** (4), 443–450.

Lukerchenko N., Chara Z., Vlasak P. (2006). 2D numerical model of particle-bed collision in fluid-particle flows over bed. *J. Hydraulic Res.*, **44** (1), 70–78.

Lukerchenko N. i in. (2009). 3D numerical model of the spherical particle saltation in a channel with a rough fixed bed. *J. Hydrol. Hydromech.*, doi: 10.2478/v10098-009-0009-x.

Madsen O.S, Salles P. (1998). Eddy viscosity models for wave boundary layers. *Coastal Eng. Proc.*, **1** (26).

Maldonado S., Bortwick A. (2015). Sensitivity analysis and statistical convergence of a saltating particle model. *J. Hydraulic Eng.*, **141** (5), doi: 10.1061/(ASCE)HY.1943-7900.0000987.

Mei R. (1992). An approximate expression for the shear lift force on a spherical particle at finite Reynolds number. *Int. J. Hydraulic Eng.*, **141** (5), 04014091.

Mei R., Lawrence C.J., Adrian, R.J. (1991). Unsteady drag on a sphere at finite Reynolds number with small-amplitude fluctuations in the free-stream velocity. *J. Fluid Mech.*, **233**, 613–631.

Mikhailov M.D., Silva Freire A.P. (2013). The drag coefficient of a sphere: an approximation using Shanks transform. *Powder Technol.*, **237**, 432–435.

Morsi A.J., Alexander S.A. (1972). An investigation of particle trajectories in two-phase flow system. *J. Fluid Mech.*, **55**, 193–208, doi: 10.1017/S0022112072001806.

Nielsen P. (1981). Dynamics and geometry of wave-generated ripples. *J. Geophys. Res. Oceans*, doi: 10.1029/JC086iC07p06467.

Nielsen P. (2009) *Coastal Bottom Boundary Layers and Sediment Transport.* Advanced Series on Ocean Engineering. World Scientific, Singapore.

Nino, Y., Garcia M. (1994). Gravel saltation. 2. Modeling. *Water Resources Res.*, **30** (6), 1915–1924.

Nino Y., Garcia M.H. (1996). Experiments on particle-turbulence interactions in the near-wall region of open channel flow. *J. Fluid Mech.*, **326**, 285–319.

Nino Y., Garcia, M. (1997). Experiments on saltation of sand in water. *J. Hydraulic Eng.*, **124** (10), 1014–1025.

Nino Y., Garcia M. (1998). Using Lagrangian particle saltation observations for bedload sediment transport modeling. *Hydrol. Processes*, **12**, 1197–1218.

Nino Y. , Garcia, M., Lopez F. (1995). Characterization of near-bed coherent structures in turbulent open channel flow using synchronized high-speed video and hot-film measurements. *Experiments in Fluids*, **19**, doi: 10.1007/BF00192229.

O'Donoghue T., Wright S. (2004a). Concentrations in oscillatory sheet flow for well-sorted and graded sands. *Coastal Eng.*, **50** (3), 117–138.

O'Donoghue T., Wright S. (2004b). Flow tunnel measurements of velocities and sand flux in oscillatory sheet flow for well-sorted and graded sands. *Coast. Eng.*, **51** (11), 1163–1184.

Oesterle B ., Dinh B. (1998). Experiments on the lift of a spinning sphere in the range of intermediate Reynolds numbers. *Experiments in Fluids* **25** (1), 16–22.

Ostrowski R. (2004). *Morphodynamics of a Multi-Bar Coastal Zone.* Wydawnictwo IBW PAN, Gdańsk, ISBN: 83-85708-64-2.

Owen P. R. (1964). Saltation of uniform grains in air. *J. Fluid Mech.*, **20**, 225–242.

Pruszak Z. (1998). *Dynamika brzegu i dna morskiego.* Wydawnictwo IBW PAN, Gdańsk.

Ribberink J.S., Al-Salem A.A. (1994). Sediment transport in oscillatory boundary layers in cases of rippled beds and sheet flow. *J. Geophys. Res.*, **99** (C6), 12707–12727.

Rowiński P.M. (1995). *Transport cząstek stałych w turbulentnym przepływie wody.* Praca doktorska, Instytut Geofizyki PAN, Warszawa.

Rowiński P., Czernuszenko W. (1999). Modeling of sand grains paths in a turbulent open channel flow. *Proc. 28th IAHR Congress*, Graz.

Rubinow S.I., Keller J.B. (1961). The transverse force on a spinning sphere moving in a viscous fluid. *J. Fluid Dynamics*, **11** (3), 447–459.

Saffman P.G. (1965). The lift on a small sphere in a slow shear. *J. Fluid Mech.* **22**, 385–400, doi: 10.1017/S0022112065000824.

Sato S. (1987). *Oscillatory boundary layer flow and sand movement over ripples.* Ph. D. thesis, Univ. of Tokyo, Tokyo.

Sato S., Mimura N., Watanabe A. (1984). Oscillatory boundary layer flow over rippled beds. *Proc. 19th Conf. on Coastal Eng.*, Houston, 2293–2309.

Scandura P., Foti E. (2011). Measurements of wave-induced steady currents outside the surf zone. *J. Hydraulic Res.*, **49**, 64–71.

Sleath J.F.A. (1987). Turbulent oscillatory flow over rough beds. *J. Fluid Mech.* **182**, 369–409.

Stachurska B. (2017). Pomiary ruchu osadu dennego w kanale falowym przy użyciu technik: Particle Image Velocimetry oraz Acoustic Doppler Velocimetry. *Inżynieria Morska i Geotechnika*, **38** (1), 12–21.

Stachurska B., Staroszczyk R. (2016). An investigation of the velocity field over rippled sand bottom. In: *Proc. 6th IAHR IJREWHS, Lubeck*, Germany, 122—131, doi: 10.15142/T3ZP4F.

Stachurska B., Staroszczyk R. (2019). Laboratory study of suspended sediment dynamics over a mildly sloping sandy seabed. *Oceanologia*, **61** (3), doi: 10.1016/j.oceano.2019.01.006.

Stoker J.J. (1957). *Water Waves, the Mathematical Theory with Applications.* Interscience Publishers Inc., New York.

Tang L.M., Wang X.K. (2009). Experimental study on three dimensional movements of particles. I: Effects of partical diameter on velocity and concentration distributions. *Int. J. Sediment Res.*, **24** (2), 159–168.

Thielicke W., Stamhuis E.J. (2014). PIVlab – Towards user-friendly, affordable and accurate digital Particle Image Velocimetry in MATLAB. *J. Open Research Software.*

Umeyama T. (2012). Eulerian–Lagrangian analysis for particle velocities and trajectories in a pure wave motion using particle image velocimetry. *Phil. Trans. Royal Soc.*, Ser. A, **370**, 1687–1702.

Van der Werf J.J., Doucette J.S., O'Donoghue T., Ribberink J.S. (2007). Detailed measurements of velocities and suspended sand concentrations over full-scale ripples in regular oscillatory flow. *J. Geophys. Res.*, **112**, F02012.

Van der Werf J.J., Magar V., Malarkey J., Guizien K., O'Donoghue T. (2008). 2DV modelling of sediment transport processes over full-scale ripples in regular asymmetric oscillatory flow. *Continental Shelf Res.*, **28**, 1040–1056.

Van Rijn L.C. (1993). *Principles of sediment transport in rivers, estuaries, seas, and oceans.* Aqua, Amsterdam.

Vittori G., Blondeux P. (2012). Sediment transport at the bottom of sea waves. *Coastal Eng. Proc.*, **1** (33), ICCE6811.

Wehausen J.V., Laitone E.V. (1960). *Surface Waves in Fluid Dynamics. Handbuch der Physik*, Springer, pp. 446–778.

Wiberg P.L., Smith J. D. (1985). A theoretical model for saltating grains in water. *J. Geophys. Res. Atmos.* **90** (NC4), 7341–7354, doi: 10.1029/JC090iC04p07341.

Wiberg P.L., Smith J.D. (1987). Calculations of the critical shear stress for motion of uniform and heterogeneous sediments. *Water Resources Res.*, **23** (8), 1471–1480, doi: 10.1029/WR023i008p01471.

Yang B., Wang Y., Liu J. (2011). PIV measurements of two phase velocity fields in aeolian sediment transport using fluorescent tracer particles. *Measurement*, **44**, 708–716.

Yen, B. C. (1992). Dimensionally homogeneous Manning's formula. *J. Hydraulic Eng.*, **118** (9), 1326–1332.

Zhou X.-Y., Cheng H., Zhang C.-L., Zhao Y.-Z. (2007). Effects of Magnus and Saffman forces on the saltation trajectories of sand grain. *Geomorphology*, **90**, 11-22.

Spis rysunków

2.1 Wektory prędkości cząstki osadu (a) i sił na nią działających (b). . . 16

2.2 Zależność współczynnika oporu C_D od liczby Reynoldsa Re_p. Porównanie wartości uzyskanych przy zastosowaniu różnych wzorów aproksymujących C_D. 19

2.3 Sferyczna cząstka osadu poruszająca się w polu prędkości $\boldsymbol{v}_r = \boldsymbol{v}_f - \boldsymbol{v}_p$. 21

2.4 Szkic mechanizmu zderzenia sferycznej cząstki osadu z dnem. Kąt α definiuje położenie punktu kontaktu dwóch cząstek na powierzchni cząstki uderzanej, natomiast kąt β definiuje kierunek wektora prędkości $\boldsymbol{v}_p^{(1)}$ cząstki uderzającej przed zderzeniem. $\boldsymbol{v}_p^{(2)}$ jest wektorem cząstki po odbiciu od dna. 25

2.5 Profil powierzchni swobodnej $\eta(x, t)$ fali nieliniowej i stosowane oznaczenia: h – głębokość wody, H – wysokość fali, L – długość fali. . . . 29

2.6 Prędkość pozioma wody przy dnie w funkcji fazy fali t/T, dla fali o wysokości $H = 5$ m i okresie $T = 8$ s, propagującej się w wodzie o głębokości $h = 10$ m (liczba Ursella $U_r = 25.1$). 32

2.7 Prędkość swobodnego opadania ziaren piasku w wodzie w zależności od ich średnicy, dla gęstości osadu $\varrho_p = 2650\ \mathrm{kg\,m^{-3}}$. Porównanie wyników dla trzech różnych wzorów aproksymujących współczynnik oporu C_D w funkcji liczby Reynoldsa Re_p. Symbole (zielone kwadraty) oznaczają prędkości z modelu numerycznego obliczone przy zastosowaniu wzoru Chenga (2009). 42

3.1 Widok ogólny kanału falowego w laboratorium hydraulicznym IBW PAN. 44

3.2 Widok obszaru pomiarowego nad dnem kanału, oświetlonego wiązką zielonego światła laserowego systemu PIV. 44

3.3 Szkic stanowiska pomiarowego. 45

3.4 Przykładowy układ zmarszczek dennych w stanie równowagi (dla fali powierzchniowej o okresie $T = 1.0$ s i wysokości $H = 0.10$ m propagującej się w wodzie o głębokości $h = 0.185$ m). 46

3.5 a) Zdjęcie cząstek osadu nad zmarszczkami dennymi wykonane kamerą PIV, b) chwilowy rozkład wektorów prędkości cząstek ($T = 1.5$ s, $H = 0.1$ m, $h = 0.3$ m). 47

3.6 Schemat rozmieszczenia profili pionowych i poziomych prędkości nad dnem, wzdłuż których wyznaczano prędkości cząstek osadu. 50

3.7 Pole prędkości poziomej ziaren osadu w obszarze nad zmarszczkami: a) w chwili przejścia grzbietu fali nad środkiem obszaru, b) w chwili przejścia doliny fali (przypadek A: głębokość wody $h = 0.185$ m, wysokość fali $H = 0.08$ m, okres fali $T = 1.0$ s). 51

3.8 Rozkłady poziomej oraz pionowej składowej prędkości osadu wzdłuż profilu pionowego nad grzbietem (a, c) oraz nad doliną zmarszczki (b, d) w zależności od fazy fali powierzchniowej t/T. Przypadek fali A. . 52

3.9 Rozkłady poziomej (a) i pionowej (b) składowej prędkości osadu wzdłuż profilu poziomego w zależności od fazy fali powierzchniowej t/T. Przypadek fali A. 53

3.10 Pole prędkości poziomej ziaren osadu w obszarze nad zmarszczkami: a) w chwili przejścia grzbietu fali nad środkiem obszaru, b) w chwili przejścia doliny fali (przypadek B: głębokość wody $h = 0.185$ m, wysokość fali $H = 0.10$ m, okres fali $T = 1.0$ s). 54

3.11 Rozkłady poziomej oraz pionowej składowej prędkości osadu wzdłuż profilu pionowego nad grzbietem (a, c) oraz nad doliną zmarszczki (b, d) w zależności od fazy fali powierzchniowej t/T. Przypadek fali B. . 55

3.12 Rozkłady poziomej (a) i pionowej (b) składowej prędkości osadu wzdłuż profilu poziomego w zależności od fazy fali powierzchniowej t/T. Przypadek fali B. 56

3.13 Pole prędkości poziomej ziaren osadu w obszarze nad zmarszczkami: a) w chwili przejścia grzbietu fali nad środkiem obszaru, b) w chwili przejścia doliny fali (przypadek C: głębokość wody $h = 0.185$ m, wysokość fali $H = 0.11$ m, okres fali $T = 1.0$ s). 56

3.14 Rozkłady poziomej oraz pionowej składowej prędkości osadu wzdłuż profilu pionowego nad grzbietem (a, c) oraz nad doliną zmarszczki (b, d) w zależności od fazy fali powierzchniowej t/T. Przypadek fali C. . 57

3.15 Rozkłady poziomej (a) i pionowej (b) składowej prędkości osadu wzdłuż profilu poziomego w zależności od fazy fali powierzchniowej t/T. Przypadek fali C. 58

3.16 Pole prędkości poziomej ziaren osadu w obszarze nad zmarszczkami: a) w chwili przejścia grzbietu fali nad środkiem obszaru, b) w chwili przejścia doliny fali (przypadek D: głębokość wody h = 0.185 m, wysokość fali H = 0.06 m, okres fali T = 1.4 s). 59

3.17 Rozkłady poziomej oraz pionowej składowej prędkości osadu wzdłuż profilu pionowego nad grzbietem (a, c) oraz nad doliną zmarszczki (b, d) w zależności od fazy fali powierzchniowej t/T. Przypadek fali D. . 60

3.18 Rozkłady poziomej (a) i pionowej (b) składowej prędkości osadu wzdłuż profilu poziomego w zależności od fazy fali powierzchniowej t/T. Przypadek fali D. 61

3.19 Pole prędkości poziomej ziaren osadu w obszarze nad zmarszczkami: a) w chwili przejścia grzbietu fali nad środkiem obszaru, b) w chwili przejścia doliny fali (przypadek E: głębokość wody h = 0.185 m, wysokość fali H = 0.08 m, okres fali T = 1.4 s). 61

3.20 Rozkłady poziomej oraz pionowej składowej prędkości osadu wzdłuż profilu pionowego nad grzbietem (a, c) oraz nad doliną zmarszczki (b, d) w zależności od fazy fali powierzchniowej t/T. Przypadek fali E. . 62

3.21 Rozkłady poziomej (a) i pionowej (b) składowej prędkości osadu wzdłuż profilu poziomego w zależności od fazy fali powierzchniowej t/T. Przypadek fali E. 63

3.22 Pole prędkości poziomej ziaren osadu w obszarze nad zmarszczkami: a) w chwili przejścia grzbietu fali nad środkiem obszaru, b) w chwili przejścia doliny fali (przypadek F: głębokość wody h = 0.30 m, wysokość fali H = 0.10 m, okres fali T = 1.5 s). 63

3.23 Rozkłady poziomej oraz pionowej składowej prędkości osadu wzdłuż profilu pionowego nad grzbietem (a, c) oraz nad doliną zmarszczki (b, d) w zależności od fazy fali powierzchniowej t/T. Przypadek fali F. . 64

3.24 Rozkłady poziomej (a) i pionowej (b) składowej prędkości osadu wzdłuż profilu poziomego w zależności od fazy fali powierzchniowej t/T. Przypadek fali F. 65

3.25 Pole prędkości poziomej ziaren osadu w obszarze nad zmarszczkami: a) w chwili przejścia grzbietu fali nad środkiem obszaru, b) w chwili przejścia doliny fali (przypadek G: głębokość wody $h = 0.30$ m, wysokość fali $H = 0.10$ m, okres fali $T = 2.0$ s). 65

3.26 Rozkłady poziomej oraz pionowej składowej prędkości osadu wzdłuż profilu pionowego nad grzbietem (a, c) oraz nad doliną zmarszczki (b, d) w zależności od fazy fali powierzchniowej t/T. Przypadek fali G. . 66

3.27 Rozkłady poziomej (a) i pionowej (b) składowej prędkości osadu wzdłuż profilu poziomego w zależności od fazy fali powierzchniowej t/T. Przypadek fali G. 67

4.1 Porównanie zmierzonych i obliczonych maksymalnych prędkości poziomych ziaren osadu dla przypadków fal powierzchniowych A–G. . . 70

4.2 Porównanie zmierzonych i obliczonych maksymalnych prędkości pionowych ziaren osadu dla przypadków fal powierzchniowych A–G. . . . 70

4.3 Profile pionowe prędkości poziomej (a) i pionowej (b) osadu nad grzbietem zmarszczki dennej dla różnych faz fali t/T. Porównanie wyników z eksperymentu (——) i modelu numerycznego (– – –) dla przypadku fali A. 72

4.4 Profile pionowe prędkości poziomej (a) i pionowej (b) osadu nad grzbietem zmarszczki dennej dla różnych faz fali t/T. Porównanie wyników z eksperymentu (——) i modelu numerycznego (– – –) dla przypadku fali B. 72

4.5 Profile pionowe prędkości poziomej (a) i pionowej (b) osadu nad grzbietem zmarszczki dennej dla różnych faz fali t/T. Porównanie wyników z eksperymentu (——) i modelu numerycznego (– – –) dla przypadku fali C. 73

4.6 Profile pionowe prędkości poziomej (a) i pionowej (b) osadu nad grzbietem zmarszczki dennej dla różnych faz fali t/T. Porównanie wyników z eksperymentu (——) i modelu numerycznego (– – –) dla przypadku fali D. 73

4.7 Profile pionowe prędkości poziomej (a) i pionowej (b) osadu nad grzbietem zmarszczki dennej dla różnych faz fali t/T. Porównanie wyników z eksperymentu (——) i modelu numerycznego (– – –) dla przypadku fali E. 74

4.8 Profile pionowe prędkości poziomej (a) i pionowej (b) osadu nad grzbietem zmarszczki dennej dla różnych faz fali t/T. Porównanie wyników z eksperymentu (——) i modelu numerycznego (– – –) dla przypadku fali F. 74

4.9 Profile pionowe prędkości poziomej (a) i pionowej (b) osadu nad grzbietem zmarszczki dennej dla różnych faz fali t/T. Porównanie wyników z eksperymentu (——) i modelu numerycznego (– – –) dla przypadku fali G. 75

4.10 Porównanie zmian w czasie zmierzonych (——) i obliczonych (– – –) prędkości poziomych ziaren osadu nad wierzchołkiem zmarszczki, wyznaczonych dla przypadków fal powierzchniowych A, B i C. 76

4.11 Porównanie zmian w czasie zmierzonych (——) i obliczonych (– – –) prędkości poziomych ziaren osadu nad wierzchołkiem zmarszczki, wyznaczonych dla przypadków fal powierzchniowych D i E. 76

4.12 Porównanie zmian w czasie zmierzonych (——) i obliczonych (– – –) prędkości poziomych ziaren osadu nad wierzchołkiem zmarszczki, wyznaczonych dla przypadków fal powierzchniowych F i G. 77

4.13 Porównanie zmierzonych i obliczonych maksymalnych wysokości saltacji ziaren osadu dla przypadków fal powierzchniowych A–G. 78

4.14 Zależność wysokości saltacji ziaren H_s od wartości parametru Shieldsa $\theta_{2.5}$ dla przypadków fal powierzchniowych A–G. Porównanie wyników z pomiarów i z modelu numerycznego. 78

5.1 Zmienność w czasie jednego okresu fali T poziomych prędkości ziaren osadu (– – –) i wody (——) nad wierzchołkiem zmarszczki, dla przypadków fal powierzchniowych A, B i C. 80

5.2 Zmienność w czasie jednego okresu fali T poziomych prędkości ziaren osadu (– – –) i wody (——) nad wierzchołkiem zmarszczki, dla przypadków fal powierzchniowych D i E. 80

5.3 Zmienność w czasie jednego okresu fali T poziomych prędkości ziaren osadu (– – –) i wody (——) nad wierzchołkiem zmarszczki, dla przypadków fal powierzchniowych F i G. 80

5.4 Zmienność w czasie jednego okresu fali T pionowych prędkości ziaren osadu (– – –) i wody (——) nad doliną zmarszczki, dla przypadków fali powierzchniowej C i E. 81

5.5 Zmienność w czasie jednego okresu fali T pionowych prędkości ziaren osadu (– – –) i wody (——) nad doliną zmarszczki, dla przypadków fal powierzchniowych F i G. 82
5.6 Trajektorie ziaren osadu (a–c) oraz prędkości poziome ziaren (——) i wody (– – –) (d–f) dla przypadków fal powierzchniowych A–C. 83
5.7 Trajektorie ziaren osadu (a, b) oraz prędkości poziome ziaren (——) i wody (– – –) (c, d) dla przypadków fal powierzchniowych D (z lewej strony) i E (z prawej strony). 84
5.8 Trajektorie ziaren osadu (a, b) oraz prędkości poziome ziaren (——) i wody (– – –) (c, d) dla przypadków fal powierzchniowych F (z lewej strony) i G (z prawej stronie). 84
5.9 Profil pionowy koncentracji osadu dla przypadków fal powierzchniowych A–C. 86
5.10 Profil pionowy koncentracji osadu dla przypadków fal powierzchniowych D (z lewej strony) i E (z prawej strony). 86
5.11 Profil pionowy koncentracji osadu dla przypadków fal powierzchniowych F (z lewej strony) i G (z prawej strony). 87
5.12 Uśrednione w czasie prędkości transportu osadu wzdłuż dna w zależności od średnicy ziaren piasku d_{50}, wysokości fali H i jej okresu T, dla fal propagujących się w wodzie o głębokości $h = 0.185$ m. 87
5.13 Uśredniona w czasie prędkość transportu ziaren piasku o średnicy $d_{50} = 0.257$ mm w zależności od współczynnika asymetrii fali A_u, dla przypadków fal powierzchniowych A–G. 88

Spis tabel

3.1 Parametry fal powierzchniowych badanych podczas eksperymentów: głębokość wody h, wysokość fali H, okres fali T, długość fali L, liczba Ursella U_r, falowa liczba Reynoldsa Re_w, parametr ψ i parametr Shieldsa $\theta_{2.5}$. 48
3.2 Długości (λ_r^{pm}, λ_r^{tr}) i wysokości (η_r^{pm}, η_r^{tr}) zmarszczek dennych wyznaczone eksperymentalnie i teoretycznie dla analizowanych przypadków fal powierzchniowych. 49

4.1 Maksymalne prędkości poziome i pionowe ziaren osadu wyznaczone eksperymentalnie (u_s^{eks} i w_s^{eks}) i z modelu numerycznego (u_s^{num} i w_s^{num}) dla przypadków fal powierzchniowych A–G. 69
4.2 Maksymalne wysokości saltacji ziaren osadu wyznaczone eksperymentalnie (H_s^{eks}) i z modelu numerycznego (H_s^{num}) dla przypadków fal powierzchniowych A–G. 77

5.1 Porównanie maksymalnych prędkości poziomych i pionowych wody (u_f i w_f) i ziaren osadu (u_s i w_s) w pobliżu dna dla przypadków fal powierzchniowych A–G. 83