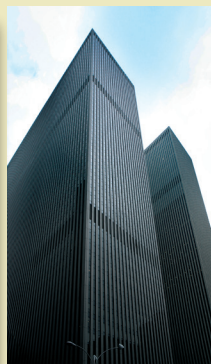




Tomasz Lipecki

Struktura wiatru i badania modelowe obciążenia wiatrem budowli prostopadłościennych



MONOGRAFIE

Struktura wiatru i badania modelowe obciążenia wiatrem budowli prostopadłościennych

Monografie – Politechnika Lubelska



Politechnika Lubelska
Wydział Budownictwa i Architektury
ul. Nadbystrzycka 40
20-618 Lublin

Tomasz Lipecki

Struktura wiatru i badania modelowe obciążenia wiatrem budowli prostopadłościennych



Politechnika Lubelska
Lublin 2015

Recenzenci:

dr hab. inż. Jerzy Antoni Żurański,

dr hab. inż. Jerzy Podgórski, prof. Politechniki Lubelskiej

Redakcja i skład: Tomasz Lipecki

Publikacja wydana za zgodą Rektora Politechniki Lubelskiej

© Copyright by Politechnika Lubelska 2015

ISBN: 978-83-7947-143-0

Wydawca: Politechnika Lubelska

ul. Nadbystrzycka 38D, 20-618 Lublin

Realizacja: Biblioteka Politechniki Lubelskiej

Ośrodek ds. Wydawnictw i Biblioteki Cyfrowej

ul. Nadbystrzycka 36A, 20-618 Lublin

tel. (81) 538-46-59, email: wydawca@pollub.pl

www.biblioteka.pollub.pl

Druk: TOP Agencja Reklamowa Agnieszka Łuczak

www.agencjatorp.pl

Elektroniczna wersja książki dostępna w Bibliotece Cyfrowej PL www.bc.pollub.pl

Nakład: 100 egz.

Spis treści

1. Wstęp	9
Część I. Oddziaływanie wiatru na budynki prostopadłościenne.....	15
2. Koncepcja obciążenia wiatrem konstrukcji	15
2.1. Łańcuch obciążenia wiatrem Davenporta	15
2.2. Warunki klimatyczne	16
2.3. Wpływ terenu na parametry przepływu	18
2.4. Odpowiedź aerodynamiczna konstrukcji	18
2.5. Odpowiedź mechaniczna konstrukcji	19
2.6. Kryteria projektowania	19
3. Struktura wiatru w warstwie przyziemnej atmosfery	21
3.1. Wpływ chropowatości terenu na strukturę wiatru	21
3.1.1. Średnia prędkość wiatru	21
3.1.2. Profil wiatru	21
3.1.3. Intensywność turbulencji	24
3.1.4. Skala długości turbulencji	27
3.1.5. Współczynnik porywów oraz współczynnik szczytowy	29
3.1.6. Funkcje korelacji i gęstości widmowej mocy	29
3.1.7. Funkcje gęstości widmowej mocy prędkości wiatru w aerodynamice	32
3.1.8. Badania nad strukturą wiatru	34
3.2. Wpływ rzeźby terenu	35
3.2.1. Klasyfikacja nierówności terenowych	35
3.2.2. Ujęcie liczbowe mnożników przyspieszenia przepływu	36
3.2.3. Badania topografii terenu w inżynierii wiatrowej	37
4. Właściwości aerodynamiczne konstrukcji, badania modelowe i kryteria podobieństwa	39
4.1. Podstawowe równania mechaniki płynów	39
4.2. Warstwa przyścienna i jej oderwanie	40
4.3. Współczynniki aerodynamiczne	42
4.4. Zależność współczynników aerodynamicznych od parametrów przepływu	44
4.5. Badania modelowe i kryteria podobieństwa	46
4.5.1. Twierdzenie Buckingham'a	46
4.5.2. Przykład zastosowania analizy wymiarowej	48
4.5.3. Zestawienie podstawowych kryteriów podobieństwa w aerodynamice	49
5. Odwzorowanie warstwy przyściennej w tunelach aerodynamicznych	51
6. Przegląd pomiarów ciśnienia zewnętrznego	55
6.1. Informacje wstępne	55

6.2. Badania in-situ	56
6.3. Badania modelowe	59
6.3.1. Badania modelowe 2D	59
6.3.2. Badania modelowe 3D	64
6.4. Badania ciśnienia zewnętrznego na dachach płaskich	78
7. Symulacje komputerowe jako alternatywa do badań modelowych	83
7.1. Krótki zarys podstaw teoretycznych	83
7.2. RANS – Reynolds-Averaged Navier-Stokes	85
7.2.1. Model lepkości turbulentnej – EVM (Eddy Viscosity Model)	86
7.2.2. Model drogi mieszania Prandtla	86
7.2.3. Model $k-\varepsilon$ standard	86
7.2.4. Model $k-\varepsilon$ RNG – Renormalization Group $k-\varepsilon$	87
7.2.5. Model LK $k-\varepsilon$ – Launder-Kato $k-\varepsilon$	87
7.2.6. Model MMK $k-\varepsilon$ – Murakami-Mochida-Kondo $k-\varepsilon$	88
7.2.7. Model $k-\varepsilon-\phi$ – Kawamoto $k-\varepsilon$	88
7.2.8. Realizable $k-\varepsilon$ – RLZ $k-\varepsilon$	88
7.2.9. Model $k-\omega$	88
7.2.10. Model RSM — Reynolds Stress Model	89
7.2.11. Model ASM (Algebraic Stress Model)	89
7.2.12. Modele dwuwarstwowe	90
7.2.13. Modele nieliniowe $k-\varepsilon$	91
7.3. LES – Large Eddy Simulation	92
7.4. DNS – Direct Numerical Simulation	93
7.5. DVM – Discrete Vortex Method	93
7.6. Przegląd symulacji opływu wokół budynków prostopadłościennych	93
7.6.1. Informacje wstępne	93
7.6.2. Symulacje RANS	94
7.6.3. Symulacje LES	103
7.6.4. Symulacje DVM	108
7.6.5. Symulacje DNS	110
Część II. Badania modelowe w tunelu aerodynamicznym	111
8. Odwzorowanie warstwy przyściennej	111
8.1. Tunel aerodynamiczny	111
8.2. Struktura wiatru	111
8.2.1. Pomiar prędkości wiatru	111
8.2.2. Weryfikacja poprawności odwzorowania warstwy przyściennej	115
8.2.3. Dyskusja wyników	116
9. Techniki i modele pomiarowe wykorzystane w badaniach	127
9.1. Struktura wiatru	127

9.2. Modele pomiarowe	127
9.3. Wykorzystane techniki pomiarowe	128
9.3.1. Pomiar ciśnienia zewnętrznego na powierzchniach modeli	128
9.3.2. Pomiar sił wypadkowych przy podstawach modeli	130
10. Ciśnienie zewnętrzne na modelach prostopadłościennych	131
10.1. Średnie ciśnienie zewnętrzne na powierzchniach modeli	131
10.2. Współczynniki średniego ciśnienia C_p i odchylenia standardowego σ_p	131
10.3. Rozkłady powierzchniowe	132
10.3.1. Przykładowe wyniki badań	132
10.3.2. Wstępna analiza wyników na podstawie rozkładów powierzchniowych	140
10.3.3. Weryfikacja rozkładów powierzchniowych na podstawie literatury	140
10.3.4. Wartości maksymalne i minimalne C_p i σ_p dla całego modelu	143
10.4. Zmiany obwodowe C_p i σ_p	153
10.4.1. Przykładowe wyniki badań	153
10.4.2. Weryfikacja wyników na podstawie innych badań	153
10.4.3. Zmiany C_p w zależności od wariantu przepływu	161
10.4.4. Zmiany σ_p w zależności od wariantu przepływu	163
10.4.5. Ocena zmian wartości współczynników C_p	165
10.4.6. Zmiany obwodowe C_p i σ_p ze względu na różnice między modelami	170
10.4.6.1. Przykładowe wyniki	170
10.4.6.2. Analiza zmian obwodowych C_p na modelach o smukłości $D/B = 2$	174
10.4.6.3. Analiza zmian obwodowych C_p na modelach o smukłości $D/B = 4$	175
10.4.6.4. Analiza zmian obwodowych σ_p na modelach o smukłości $D/B = 2$	176
10.4.6.5. Analiza zmian obwodowych σ_p na modelach o smukłości $D/B = 4$	178
10.5. Zmiany współczynników C_p i σ_p w przekrojach pionowych	180
10.5.1. Przykładowe wyniki	180
10.5.2. Weryfikacja rozkładów pionowych na podstawie innych badań	180
10.5.3. Analiza zmian C_p w przekrojach pionowych	180
10.5.4. Analiza zmian σ_p w przekrojach pionowych	187
10.5.5. Ocena zmian wartości C_p i σ_p w przekrojach pionowych	188
10.5.6. Analiza zmian pionowych C_p i σ_p ze względu na smukłość przekroju D/B	192
11. Zależności współczynników C_p i σ_p od parametrów przepływu	197
11.1. Współczynnik korelacji rang Spearmana	197
11.2. Określenie rang zmiennych w badaniu współczynnika korelacji Spearmana	197
11.3. Zależność C_p i σ_p od średniej prędkości wiatru	199
11.4. Zależność C_p i σ_p od intensywności turbulencji	201
11.5. Zależność C_p i σ_p od maksimum funkcji gęstości widmowej mocy	202
11.6. Zależność C_p i σ_p od kolejności wystąpienia maksimum funkcji gęstości widmowej mocy	203
11.7. Podsumowanie	204

12. Korelacja przestrzenna współczynników ciśnienia zewnętrznego	205
12.1. Informacje wstępne	205
12.2. Korelacja przestrzenna ciśnienia w przekrojach poziomych.....	206
12.3. Korelacja przestrzenna ciśnienia w przekrojach pionowych.....	209
12.4. Zależność korelacji przestrzennej od wariantu przepływu	212
12.5. Zależność korelacji przestrzennej od smukłości przekroju poprzecznego.....	218
12.6. Weryfikacja korelacji na podstawie innych badań	223
13. Oddziaływanie wiatru na dachy płaskie budynków wysokich i średniej wysokości.....	227
13.1. Opis badań.....	227
13.2. Rozkłady powierzchniowe współczynników C_p na dachach	227
13.3. Wiry wierzchołkowe	231
14. Globalne współczynniki aerodynamiczne oporu i siły bocznej.....	233
14.1. Współczynniki aerodynamiczne sił na podstawie pomiarów ciśnienia	233
14.2. Współczynniki aerodynamiczne sił i momentów na podstawie pomiarów tensometrycznych na wadze aerodynamicznej	234
14.3. Porównanie współczynników aerodynamicznych wyznaczonych w badaniach ciśnienia i sił.....	235
14.4. Weryfikacja współczynników c_x i c_y na podstawie innych badań	236
14.5. Zależność współczynników aerodynamicznych sił od struktury wiatru.....	241
14.6. Zależność współczynników aerodynamicznych sił od wymiarów modeli.....	243
15. Zmiany pionowe lokalnych współczynników aerodynamicznych sił.....	251
15.1. Wprowadzenie	251
15.2. Lokalne współczynniki oporu c_x	251
15.2.1. Zmiany pionowe	251
15.2.2. Różnice między wariantami przepływów	254
15.2.3. Różnice między modelami	256
15.3. Lokalne współczynniki siły bocznej c_y	258
15.3.1. Zmiany pionowe	258
15.3.2. Różnice między wariantami przepływów	261
15.3.3. Różnice między modelami	262
16. Podsumowanie	265
Wykaz głównych oznaczeń.....	271
Literatura	273

1. Wstęp

Oddziaływanie wiatru jest w wielu przypadkach czynnikiem decydującym o konstrukcji obiektów inżynierskich. W przypadku niektórych rodzajów budowli, różne formy oddziaływania wiatru i powodowane przez nie obciążenia, mogą stanowić wielkości wymiarujące przekroje porzeczne elementów konstrukcyjnych. Niewątpliwie, na obszarach Ziemi narażonych na działanie wiatrów ekstremalnych (huraganów, tajfunów, itp.) i na których występują obiekty wysokie lub o dużych rozpiętościach, obciążenia związane z przepływem są najważniejszymi na etapie projektowania. W obecnych czasach, dążenia architektoniczne do projektowania coraz wyższych i dłuższych obiektów, a przy okazji smuklejszych, albo o nietypowych kształtach, powodują konieczność dokładnego i precyzyjnego przyjęcia obciążenia wiatrem. Dodatkowo, względy urbanistyczne, a więc otoczenie budowli i jej sąsiedztwo innych budynków, często również wysokich, powoduje powstawanie zjawisk związanych z oddziaływaniem wiatru w terenach zabudowanych. Pojawiają się wówczas dodatkowe obciążenia wywołane interferencją aerodynamiczną i różnymi przewężeniami przyspieszającymi przepływ. W wielu przypadkach, głównie budynków wysokich, oddziaływanie wiatru często determinuje kształt samej konstrukcji, przykładowo wymusza zastosowanie zaokrągleń naroży lub dodatkowych elementów w elewacji umieszczonych w narożach budynków, wykonanie otworów konstrukcyjnych lub zamontowanie tłumików drgań.

Na każdy rodzaj konstrukcji znajdującej się w przepływie działa obciążenie spowodowane turbulencją atmosferyczną (buffetingiem). Specyfika oddziaływania wiatru jest ściśle związane z kształtem konstrukcji. Inne zjawiska występują na budowlach o przekrojach poprzecznych zwartych z ostrymi krawędziami, na których odrywają się wiry będące główną przyczyną oddziaływań wiatru innych niż buffetingowe. Oczywiście, wiry odrywają się również na przekrojach o krawędziach ostrych, wydłużonych w kierunku przepływu, ale w tym przypadku oderwane na krawędziach wiry mogą przylegać ponownie do przekroju na ścianie bocznej, w pewnej odległości od krawędzi nawietrznej. Zjawisko to nosi nazwę ponownego przylączenia warstwy przyściennej. W przypadku ciał o przekrojach zbliżonych do okręgu, elipsy lub z zaokrąglonymi narożami, punkt oderwania zmienia swoje położenie wzdłuż obwodu, w zależności od prędkości przepływu, a dokładniej w zależności od liczby Reynoldsa. Jeszcze inaczej oddziaływanie wiatru wygląda w przypadku przekrojów lotniczych, opływowych, które są wydłużone w kierunku przepływu i mają zaokrąglone krawędzie.

Oddziaływanie buffetingowe wiatru na konstrukcje, to głównie obciążenie parciem w linii jego działania, które w większości sytuacji stanowi podstawowe obciążenie konstrukcji wysokich. W przypadku budynków wysokich o przekrojach prostokątnych, do obciążenia parciem dochodzą również obciążenia poprzeczne oraz skrętne, które są wywołane przez zmiany kierunku prędkości chwilowej i odrywające się na krawędziach wiry powodujące powstawanie na powierzchniach ścian obszarów ssania, pojawiających się po przeciwnych stronach konstrukcji. W przypadku konstrukcji wysokich o przekrojach kołowych, np. kominów przemysłowych, obciążenie spowodowane parciem okazuje się często mniejsze niż obciążenie prostopadłe do kierunku średniej prędkości spowodowane wzbudzeniem wirowym. Przy pewnych prędkościach przepływu i wymiarach konstrukcji, wzbudzenie może powodować drgania poprzeczne, które na skutek zjawiska lock-in polegającego na sprzężeniu zwrotnym

między obciążeniem, a odpowiedzią budowli, bardzo znacznie zwiększają obciążenia. Związany ze wzbudzeniem wirowym jest również flatter giętno-skrętny, który może się pojawić głównie w przypadku pomostów mostów wiszących i podwieszonych o dużych rozpiętościach i dużych smukłościach przekrojów poprzecznych pomostów. Innym rodzajem oddziaływania, związanym z wirami, jest galopowanie, które występuje głównie na elementach smukłych o małych sztywnościach, typu odciaży masztów, wanty mostów podwieszonych czy linie energetyczne i polega na drganiach tych elementów w kierunku prostopadłym do średniej prędkości wiatru, często ze znacznymi amplitudami.

Jak już wspomniano, w przypadku budynków wysokich decydującym obciążeniem jest obciążenie wynikające z różnicy między parciem wiatru po stronie nawietrznej i ssaniem po zawietrznej. Dodatkowym obciążeniem, które w wielu przypadkach może być nawet podobnego rzędu jest obciążenie prostopadłe połączone ze skrętnym. W przypadku obciążenia buffetingowego należy uwzględnić oprócz wartości wynikających z różnic między parciem i ssaniem, również turbulencję wiatru opisującą zmiany kierunku średniej prędkości wiatru i jej wahania, czyli fluktuacje wokół wartości średniej. Porywy prędkości mogą powodować wzbudzenie drgań, możliwość ta w praktyce inżynierskiej jest uwzględniana przez współczynnik porywów, który zastępuje obciążenie dynamiczne przez nie powodowane – obciążeniem statycznym wywołującym równoważne skutki. Równie ważne jest określenie obszarów na powierzchni obiektu, w których obciążenie działa w sposób skorelowany, a więc wypadkowe siły aerodynamiczne są tak samo skierowane. W przypadku budynków o prostych przekrojach kwadratowych lub prostokątnych, wszystkie normy dotyczące oddziaływania wiatru opisują obciążenie w sposób uproszczony, podając obszary na powierzchniach o tym samym średnim ciśnieniu zewnętrznym. Dodatkowo należy pamiętać, że zakres stosowania norm jest ograniczony, przykładowo zalecenia Eurokodu 1 obowiązują do wysokości 200 m nad poziomem gruntu, do której wzory w nim zawarte prawidłowo oddają rzeczywistość.

Wydaje się, że nawet dla tak prostego przypadku, jakim jest budynek o regularnych prostokątnych kształtach przekroju poprzecznego, wciąż pozostaje wiele do doprecyzowania w zakresie obciążenia wiatrem. Istnieją trzy drogi, które umożliwiają naukowcom lub projektantom dokładne określenie tego oddziaływania. Pierwszą, oczywiście najlepszą są badania w skali rzeczywistej, czyli in-situ, wykonywane na istniejących obiektach i mogące służyć jako baza danych zawierających informacje dla projektantów przyszłych budynków. Wykonanie takiego rodzaju badań jest możliwe na już istniejących obiektach i wobec tego nie zawsze może być wykorzystane dla konstrukcji o innych kształtach. Niewątpliwie, monitoring powykonawczy wysokich budynków, który jest coraz częstszy, dostarcza nieocenionego zbioru danych dotyczących parametrów przepływu atmosferycznego, ciśnienia działającego na zewnętrzne powierzchnie ścian, czy odpowiedzi konstrukcji wyrażonej za pomocą np. przyspieszeń.

Druga droga, która stanowi alternatywę w stosunku do badań in-situ i zarazem sensowny kompromis, jeśli weźmiemy pod uwagę koszty, to eksperymenty modelowe, prowadzone w tunelach aerodynamicznych lub wodnych. Polegają one na stworzeniu makiety obiektu i wstawieniu jej do specjalnego tunelu, w którym sztucznie, za pomocą wentylatorów

wywoływany jest przepływ. Zastosowanie badań modelowych wiąże się z szeregiem problemów wynikających ze skalowania. Jeśli zależy nam tylko na wyznaczeniu np. ciśnienia działającego na zewnętrzne powierzchnie ścian, wówczas wystarczające jest odpowiednie przeskalowanie wymiarów obiektu i zamocowanie go sztywno w przestrzeni pomiarowej tunelu. Jeśli jednak potrzebujemy informacji na temat odpowiedzi konstrukcji, wówczas proste skalowanie geometrii jest niewystarczające, konieczne jest również odpowiednie przeliczenie sztywności, czy rozkładu masy wzdłuż wysokości/rozpiętości. Drugim problemem, często trudniejszym, jest skalowanie struktury wiatru w tunelu, aby generowana w nim warstwa przyścienna odpowiadała przyziemnej warstwie atmosferycznej występującej w rzeczywistości. Odpowiednie spełnienie obu grup tzw. kryteriów podobieństwa obiektów i przepływów pozwala na prowadzenie rzetelnych eksperymentów modelowych.

Dostępna jest również trzecia droga związana z symulacjami numerycznymi. W obecnych czasach istnieje szereg modeli pozwalających generować przepływy turbulentne, a więc w teorii odpowiadające atmosferycznym. Metody komputerowej mechaniki płynów (CFD – *Computational Fluid Dynamics*) przyjmujące różne modele przepływu to: DNS (*Direct Numerical Simulation*), RANS (*Reynolds-Averaged Navier-Stokes*), LES (*Large Eddy Simulation*), DVM (*Discrete Vortex Method*). W zagadnieniach inżynierii wiatrowej i aerodynamiki budowli wyniki symulacji wciąż nie są oczywiste i muszą opierać się na wiedzy prowadzącego symulację. Wobec tego, symulacjom numerycznym przepływu towarzyszą zazwyczaj badania modelowe lub in-situ, a otrzymane wyniki odnoszą się tylko do danego analizowanego przypadku. Dopóki nie zostanie stworzona odpowiednio duża baza danych, symulacje numeryczne wciąż będą potrzebowały eksperymentalnej walidacji.

Przy projektowaniu nowych obiektów inżynierskich, wysokich, długich, o nietypowych kształtach powstaje pytanie, którą z trzech wspomnianych dróg wykorzystać? W obecnej chwili optymalne wydaje się stosowanie badań modelowych. Na pewno najcenniejsze są wyniki badań in-situ, ale równocześnie są one najkosztowniejsze i najtrudniejsze do prawidłowego wykonania w związku z oczywistymi trudnościami powstającymi przy oprzyrządowaniu pomiarowym obiektów o dużych rozmiarach. Symulacje komputerowe z punktu widzenia kosztowności są najkorzystniejsze, ale w związku z konieczności ich walidacji te koszty drastycznie wzrastają. Oczywiście należy podkreślić, że wykorzystanie CFD, po uprzedniej walidacji jednego przypadku, pozwala analizować inne sytuacje, np. zmiany kąta natarcia wiatru. Reasumując, najkorzystniejsze i najefektywniejsze przy obecnym stanie wiedzy wydaje się wykorzystywanie, do określania oddziaływania wiatru na nowe obiekty inżynierskie, badań modelowych w tunelach aerodynamicznych.

Problem ten został podjęty w niniejszej monografii, w której analizowane są budynki wysokie o przekroju poprzecznym prostokątnym, umieszczone w tunelu aerodynamicznym, w którym odwzorowano warstwę przyścienną o odpowiednich charakterystykach. Badania eksperymentalne, które opisano w pracy zostały zrealizowane, jako jedna z istotnych części grantu MNiSW, zatytułowanego "*Wpływ struktury wiatru na obciążenie budowli oraz weryfikacja modeli matematycznych wybranych zjawisk dynamicznego oddziaływania wiatru na konstrukcje smukłe i prętowo-ciężkowe*", o numerze N506 267337.

Autor początkowo skoncentrował się na wyznaczeniu obszarów wzdłuż wysokości konstrukcji umieszczonej w warstwie przyściennej, w których przepływ można uznać za dwuwymiarowy. Okazało się, że takich obszarów wzdłuż wysokości nie ma, co potwierdziły pomiary ciśnienia zewnętrznego na ścianach oraz anemometryczne pomiary prędkości wiatru wokół obiektów. Gdy wyeliminowano ten aspekt opływu, określono szczegółowo strukturę rozkładów ciśnienia zewnętrznego na wszystkich ścianach pionowych i dachu, w zależności od parametrów opisujących strukturę wiatru. Wydaje się, że opływ budynków prostopadłościennych jest dość dobrze poznany, ale dokładne studia literatury wykazały, że nie ma zbyt wielu danych dotyczących ciśnienia na zewnętrznych powierzchniach budynków umieszczonych w warstwie przyściennej. W niniejszej pracy znacznie rozszerzono obecny stan wiedzy w zakresie analizy obciążenia wiatrem budynków, w powiązaniu z charakterystykami struktury wiatru, starając się określić, które z nich najsilniej wpływają na obciążenie. W pracy skoncentrowano się szczególnie na następujących aspektach:

- Poprawności odwzorowania warstwy przyściennej w tunelu ze względu na parametry takie jak: pionowy profil średniej prędkości wiatru, pionowy profil intensywności turbulencji i skali długości turbulencji oraz funkcje gęstości widmowych mocy prędkości wiatru. Opracowano szczegółowo sześć wariantów przepływu, znacznie różniących się wymienionymi charakterystykami i opisujących kolejne rodzaje terenu.
- Analizie rozkładów ciśnienia działającego na zewnętrzne powierzchnie każdej ze ścian pionowych i dachów modeli prostopadłościennych budynków wysokich, o stosunku wymiarów boków przekroju poprzecznego $D/B = 2$ i 4 , w powiązaniu ze strukturą wiatru, przy pełnym zakresie kątów natarcia wiatru. Wszystkie analizy zamieszczone w pracy, odnoszą się do ciśnienia działającego na zewnętrzne powierzchnie obiektów, które dalej jest określane, jako ciśnienie zewnętrzne lub po prostu ciśnienie. W pracy nie analizowano ciśnienia wewnętrznego oraz dynamicznego oddziaływania wiatru.
- Analizie korelacji ciśnienia na każdej ze ścian, w przekrojach pionowych i poziomych, ze względu na smukłość przekroju, kąt natarcia i parametry struktury przepływu.
- Analizie korelacji między kolejnością wartości parametrów opisujących strukturę wiatru w przestrzeni pomiarowej i kolejnością wartości parametrów ciśnienia na wewnętrznych powierzchniach modeli prostopadłościannów.
- Analizie globalnych współczynników aerodynamicznych oporu i siły bocznej oraz lokalnych wzdłuż wysokości obiektów, w zależności od smukłości przekrojów poprzecznych i smukłości modeli, kątów natarcia i parametrów struktury wiatru.

Podstawowym zagadnieniem analizowanym w pracy jest odpowiedź na pytanie, jak obciążenie wiatrem wysokich budynków zależy od struktury wiatru w warstwie przyściennej i jak zmienia się ono wzdłuż szerokości i wysokości wszystkich ścian. Głównym celem pracy jest poszerzenie i pogłębienie wiedzy o rozkładzie ciśnienia wiatru na zewnętrznych powierzchniach budowli prostopadłościennych.

Monografia zawiera 14 rozdziałów oznaczonych numerami od 2 do 15, poprzedzonych Wstępem i zakończonych w Podsumowaniu. Książkę podzielono na dwie zasadnicze części. Część I zawiera Rozdziały 2–7 wprowadzające podstawowe wiadomości teoretyczne w zakresie analizowanym w pracy, w Części II obejmującej Rozdziały 8–15 przedstawiono analizy badań własnych.

W Rozdziale 2 wyjaśniono koncepcję łańcucha obciążenia wiatrem budowli wprowadzoną przez Alana Davenporta, definiującego poszczególne etapy uwzględnione w trakcie określania tego obciążenia. Krótko opisano poszczególne ogniwa łańcucha. Ogniwa drugie i trzecie opisano szczegółowo w kolejnych Rozdziałach 3 i 4.

W Rozdziale 3 skoncentrowano się na opisie struktury wiatru w warstwie przyziemnej, obejmującym profile średniej prędkości wiatru, intensywności turbulencji i skali długości turbulencji, funkcje korelacyjne i funkcje gęstości widmowych mocy z ich konkretną aplikacją w aerodynamice budowli. Oprócz charakterystyki struktury wiatru związanej z chropowatością terenu (w ujęciu normowym – kategorią) podano, jak na obciążenie wpływa lokalna rzeźba terenu. Dokonano także przeglądu eksperymentów prowadzonych nad strukturą wiatru w zależności od chropowatości i rzeźby terenu.

W Rozdziale 4 zajęto się zagadnieniami dotyczącymi opływu wokół ciał o przekrojach poprzecznych z ostrymi krawędziami. Wyjaśniono, co to jest warstwa przyścienna i jak przebiega jej oderwanie na krawędziach, w wyniku którego formują się wiry. Wprowadzono również podstawowe równania mechaniki płynów i zdefiniowano wynikające z nich współczynniki aerodynamiczne ciśnienia, sił i momentów. Wyjaśniono drogę przejścia z obiektów i zjawisk rzeczywistych do modelowych, wprowadzając pojęcie kryteriów podobieństwa, podając przykład analizy wymiarowej i zestawiając najczęściej wykorzystywane w aerodynamice tzw. liczby lub kryteria podobieństwa.

W kolejnych rozdziałach przedstawiono szczegółowy przegląd literatury dotyczący:

- Odzworowania warstwy przyściennej w tunelach aerodynamicznych (Rozdział 5).
- Badań ciśnienia zewnętrznego na ścianach pionowych i dachach budynków o przekrojach zwartych z ostrymi krawędziami, z podziałem na pomiary in-situ oraz modelowe 2D ze stałą turbulencją przepływu i 3D w warstwie przyściennej (Rozdział 6).

Alternatywą lub uzupełnieniem badań modelowych, a być może przyszłością aerodynamiki i inżynierii wiatrowej, czyli metodami CFD, zajęto się w dużym skrócie w Rozdziale 7. Podano równania mechaniki płynów oraz ich uproszczenia i założenia przyjmowane w trakcie obliczeń. Wyjaśniono główne metody pozwalające rozwiązać układ równań Naviera-Stokesa: RANS, LES, DVM, DNS. Skupiono się głównie na metodach RANS i LES, szeregując istniejące modele mające zastosowanie w inżynierii wiatrowej. W Rozdziale 7 podano również konkretne przykłady stosowania CFD w inżynierii wiatrowej, koncentrując się na obliczeniach ciśnienia zewnętrznego i współczynników aerodynamicznych.

Każdy z rozdziałów przeglądowych został podsumowany zestawieniem tabelarycznym, w którym podano główne cechy prowadzonych eksperymentów/symulacji i który może stanowić swego rodzaju bazę danych.

Część II pracy zawierająca Rozdziały 8–15, stanowi prezentację i analizę wyników badań własnych na temat struktury wiatru w warstwie przyściennej, ciśnienia zewnętrznego oraz globalnych obciążeń budynków prostopadłościennych, przeprowadzoną na podstawie eksperymentów wykonanych w Laboratorium Inżynierii Wiatrowej Politechniki Krakowskiej.

W Rozdziale 8 pokazano weryfikacje sześciu wariantów struktury wiatru na podstawie innych badań oraz wytycznych normowych. Przedstawiono procedurę doboru parametrów określających: potęgowy pionowy profil średniej prędkości wiatru, pionowy profil intensywności turbulencji i jej skali oraz funkcje gęstości widmowych mocy.

Obiekty pomiarowe, które stanowiło 5 prostopadłościanów o stosunku wymiarów boków przekroju poprzecznego $D/B = 2$ (3 modele) i $D/B = 4$ (2 modele) oraz metodologie prowadzonych badań mających na celu wyznaczenie ciśnienia od działania wiatru, wyrażonego za pomocą współczynników średniego ciśnienia C_p oraz jego odchylenia standardowego σ_p oraz eksperymentów dotyczących pomiarów sił u podstaw modeli na tensometrycznej wadze aerodynamicznej i prowadzących do określenia globalnych współczynników aerodynamicznych oporu i siły bocznej, przedstawiono w Rozdziale 9.

Najobszerniejszy Rozdział 10 stanowi szczegółową analizę wartości współczynników C_p i σ_p w trzech zasadniczych konfiguracjach – rozkładów powierzchniowych, zmian obwodowych na 16 poziomach pomiarowych i zmian wzdłuż różnych przekrojów pionowych na każdej ze ścian. Analiza została przeprowadzona ze względu na kąt natarcia wiatru, parametry struktury warstwy przyściennej oraz smukłość przekroju poprzecznego.

Próbie oceny zależności C_p i σ_p od parametrów struktury wiatru podjęto w Rozdziale 11. Wyznaczono współczynniki korelacji Spearmana, określające zgodność kolejności wartości współczynników ciśnienia i odchyłeń standardowych na powierzchniach modeli, z kolejnością wartości odpowiednich parametrów struktury wiatru w przestrzeni pomiarowej.

Inne ujęcie korelacji, wyrażone za pomocą współczynnika Pearsona, a więc współczynnika korelacji przestrzenno-czasowej między wartościami ciśnienia na powierzchniach modeli, analizowano w Rozdziale 12. Dokładnym badaniom poddano korelacje ciśnienia na każdej ze ścian, w kierunku poziomym na poszczególnych poziomach pomiarowych i w kierunku pionowym w przekrojach pionowych usytuowanych przy krawędziach oraz w środku danej powierzchni, przy różnych kątach natarcia wiatru.

Podobną jak w Rozdziale 10 analizę, przeprowadzono w Rozdziale 13, w odniesieniu do współczynników średniego ciśnienia C_p na dachach modeli, które można uważać za dachy budynków wysokich lub średniej wysokości. Zwrócono szczególną uwagę na wiry wierzchołkowe, które formują się przy ukośnych kątach natarcia wiatru, nad krawędziami nawietrznymi.

Wyniki pomiarów sił, pozwalające wyznaczyć globalne współczynniki aerodynamiczne oporu i siły bocznej u podstaw modeli i ich analizę przeprowadzono w Rozdziale 14. Rezultaty otrzymane z badań na wadze aerodynamicznej zweryfikowano za pomocą całkowania powierzchniowego ciśnienia zewnętrznego. Określono zależności wartości współczynników aerodynamicznych sił od liczby Reynoldsa, intensywności turbulencji, kąta natarcia wiatru, wariantu przepływu i smukłości przekroju i modelu.

Poszerzenie analizy o lokalne współczynniki oporu i siły bocznej, obliczone na danych poziomach pomiarowych na podstawie ciśnienia zewnętrznego, pokazano w Rozdziale 16 kończącym monografię.

Warto podkreślić, że wszystkie etapy opisywanego eksperymentu zostały dokładnie zweryfikowane za pomocą wyników innych badań modelowych. Pozwoliło to stwierdzić wystarczającą poprawność przeprowadzonych badań własnych.

Część I. Oddziaływanie wiatru na budynki prostopadłościenne

2. Koncepcja obciążenia wiatrem konstrukcji

2.1. Łańcuch obciążenia wiatrem Davenporta

Alan Davenport na przełomie lat 70/80-tych XX wieku porównał kolejne etapy pracy projektanta przyjmującego obciążenie wiatrem z łańcuchem, którego wytrzymałość jest zależna od wytrzymałości najsłabszego ogniwa (Davenport, 1983). Na przestrzeni lat podejście to zostało nazwane łańcuchem obciążenia wiatrem Davenporta, którego długość i wzajemne współzależności pokazano na Rys. 1.

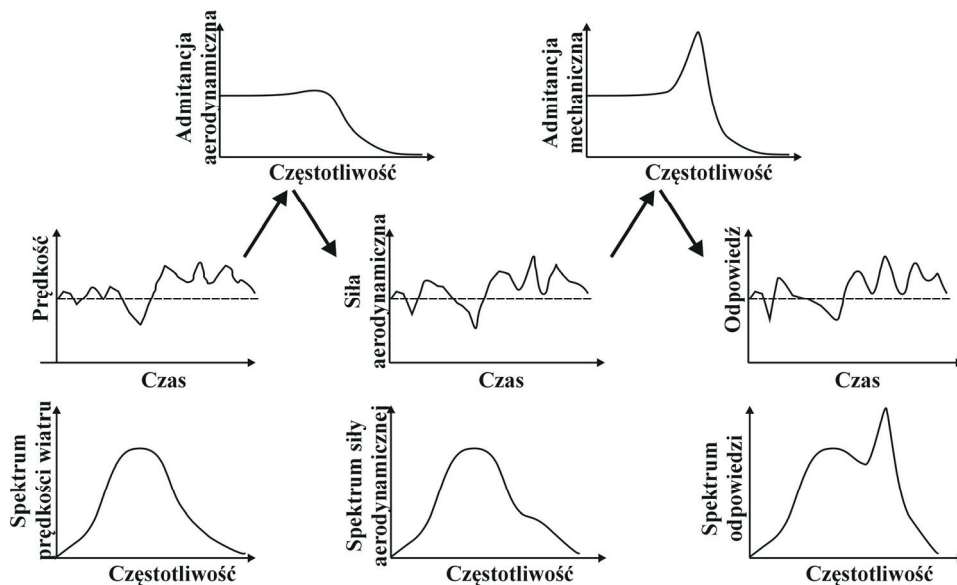


Rys. 1. Łańcuch obciążenia wiatrem Davenporta.

Dwa pierwsze ogniwa łańcucha obciążenia są głównie związane z meteorologią. Pierwsze opisuje ogólne warunki atmosferyczne w danym regionie geograficznym, podając zmiany prędkości wiatru uśrednione w czasie przynajmniej 10 min. Drugi składnik opisuje wpływ chropowatości terenu na parametry opisujące przepływ, a więc jego średnią prędkość spadającą w kierunku posadowienia oraz intensywność i skalę turbulencji. Na lokalne zmiany prędkości wiatru wpływa również rzeźba terenu. Trzecie ogniwo uwzględnia przejście z przepływu na siły działające na obiekt, a więc charakteryzuje właściwości aerodynamiczne konstrukcji, np. przez rozkład ciśnienia zewnętrznego na jej powierzchniach. Mogą być to siły statyczne (w podejściach normowych występuje przeważnie obciążenie statyczne, równoważne co do skutków obciążeniu dynamicznemu) lub obciążenie dynamiczne, czyli zmienne w czasie. Czwarty składnik łańcucha uwzględnia przejście z obciążeń na odpowiedź mechaniczną konstrukcji, która jest wyrażana za pomocą przemieszczeń, prędkości, przyspieszeń, sił wewnętrznych i naprężeń. Ostatnie ogniwo łańcucha dotyczy projektowania na podstawie zgromadzonych danych i odniesieniu wyników do kryteriów uwzględniających bezpieczeństwo i komfort. Dokładność uzyskana na którymkolwiek z etapów determinuje również dokładność końcowego wyniku. Kluczowe w podejściu Davenporta jest przejście z ogniwa drugiego do trzeciego i z trzeciego do czwartego, które uzyskuje się za pomocą funkcji przeniesienia. Przeniesienie danych ze struktury wiatru na siły aerodynamiczne działające na konstrukcję uzyskuje się za pomocą funkcji admitancji aerodynamicznej, zaś przeniesienie sił na odpowiedź mechaniczną za pomocą funkcji admitancji mechanicznej. Uogólniając, można powiedzieć, że admitancja aerodynamiczna i mechaniczna stanowią odpowiednio: filtr obciążenia z uwagi na brak jego pełnej korelacji oraz wzmocnienie wynikające z możliwości wzbudzenia drgań konstrukcji przez porywy

wiatru. Ideę koncepcji Davenporta przedstawiono na Rys. 2 (por. m.in. Davenport, 1965a, Dyrbye i Hansen, 1997, Żurański, 1978).

W niniejszej pracy skoncentrowano się szczegółowo na rozważaniach dotyczących drugiego i trzeciego ogniwa łańcuch Davenporta, pozostałe opisując w sposób skrótowy.



Rys. 2. Koncepcja modelu Davenporta wyrażona za pomocą funkcji przeniesienia.

2.2. Warunki klimatyczne

Pierwsze ogniwo łańcucha obciążenia wiatrem dotyczy ogólnych warunków związanych z globalną cyrkulacją powietrza wokół Ziemi. Podstawowym czynnikiem powodującym powstawanie wiatru jest nierównomierne ogrzewanie powierzchni Ziemi, które prowadzi do powstania różnic ciśnienia atmosferycznego, co skutkuje ruchem powietrza. Prędkość wiatru wynika z wielkości gradientu ciśnienia atmosferycznego, czyli jego zmiany na jednostkę odległości, skierowanej od obszaru wysokiego ciśnienia w kierunku niskiego. Siły oddziałujące na przepływ, oprócz siły gradientu ciśnienia, to siła Coriolisa wywołana ruchem obrotowym Ziemi, która na półkuli północnej powoduje odchylenie wektorów prędkości wiatru w prawo, siła odśrodkowa wywołana zakrzywieniem ruchu powietrza i siła tarcia skierowana przeciwnie do ruchu i prostopadle do siły Coriolisa. Równoczesne oddziaływanie tych sił powoduje ruch mas powietrza, odbywający się w określonym kierunku i z określoną prędkością.

Od pewnej wysokości nad terenem, wahającej się od kilkuset metrów do kilku kilometrów można uznać, że siła tarcia jest zaniedbywalnie mała. Powyżej tej wysokości występuje wiatr geostroficzny – wynikający z równowagi między siłą Coriolisa i siłą gradientu ciśnienia, a jego kierunek jest równoległy do prostoliniowych izobar, a więc linii wyznaczonych przez punkty o tym samym ciśnieniu. Obie oddziałujące siły posiadają takie

same wartości, ale przeciwne zwroty i są prostopadłe do izobar. Ponadto, wiatr geostroficzny występuje tylko, gdy izobary są prostoliniowe lub promień ich krzywizny jest wystarczająco duży, aby można było zaniedbać siłę odśrodkową. Prędkość wiatru geostroficznego, U_{geo} , można wyznaczyć z równania równowagi:

$$-\frac{dp}{dn} + \rho U_{geo} f_c = 0, \quad (2.1)$$

w którym: dp/dn – gradient ciśnienia, ρ – gęstość powietrza, $f_c = 2\Omega \sin \phi$ – parametr Coriolisa, Ω – prędkość kątowna Ziemi, ϕ – szerokość geograficzna.

W przypadku, gdy przepływ zaczyna się odchyłać w pobliżu obszaru o niskim lub wysokim ciśnieniu, powstaje siła odśrodkowa działająca na zewnątrz od środka formowanej krzywej. Taki przepływ nazywa się wiatrem gradientowym, a jego prędkość U_{grad} jest określana zgodnie z równaniem:

$$-\frac{dp}{dn} + \rho U_{grad} f_c + \rho \frac{U_{grad}^2}{R} = 0, \quad (2.2)$$

w którym: R – promień krzywizny.

Prędkość wiatru gradientowego jest niższa niż geostroficznego, gdy strugi powietrza odchylają się przeciwnie do wskazówek zegara wokół ośrodka o niskim ciśnieniu (tzw. niż baryczny – cyklon, wiatr cyklonalny) i wyższa niż geostroficzny, gdy strugi odchylają się zgodnie ze wskazówkami zegara wokół ośrodka o wysokim ciśnieniu (tzw. wyż baryczny – antycyklon, wiatr antycyklonalny).

Wysokość, na której występuje wiatr gradientowy zależy od prędkości przepływu, równowagi termicznej atmosfery oraz chropowatości terenu. Poniżej wysokości wiatru gradientowego prędkość maleje w kierunku powierzchni, w skutek działania tarcia wynikającego z chropowatości podłoża i w skutek lepkości powietrza. Obszar, w którym prędkość wiatru zmniejsza się, to warstwa tarcia troposfery. Wiatr w tym obszarze ma charakter silnie losowy, zarówno w czasie jak i w przestrzeni, z krótkotrwałymi, często silnymi zmianami kierunku i prędkości. Podstawowym zagadnieniem w tym obszarze jest odpowiednie określenie jego struktury, czyli jego zależności od przestrzeni i czasu lub częstotliwości. Obszar ten nazywa się również atmosferyczną warstwą przyziemną (ABL – *Atmospheric Boundary Layer*).

W atmosferycznej warstwie przyziemnej przepływ jest wynikiem działania trzech sił, ponieważ siła odśrodkowa jest zwykle zaniedbywalna. Siła tarcia jest prostopadła do siły Coriolisa, a obie powinny być zrównoważone przez siłę gradientu ciśnienia. Oznacza to, że kierunek wiatru nie będzie równoległy do izobar i będzie się od nich odchyłał (w lewo na półkuli północnej). Efekt siły tarcia jest wyraźniejszy na mniejszej wysokości, a więc odchylenia kierunku od izobar stają się również większe.

Przyjmuje się, że w warunkach uważanych za normalne, czyli temperaturze 15°C i ciśnieniu 1013 hPa, powietrze atmosferyczne ma następujące własności: gęstość, $\rho = 1,23 \text{ kg/m}^3$, lepkość dynamiczna, $\mu = 17,8 \cdot 10^{-6} \text{ Pa}\cdot\text{s}$, lepkość kinematyczna $\nu = 0,145 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$, przy czym $\nu = \mu/\rho$.

Obszerne rozważania na temat klimatu wiatrowego z punktu widzenia inżynierii wiatrowej zawarte są między innymi w książkach Żurańskiego (1978), Simiu i Scanlana (1996), Dyrbye i Hansena (1997), Lawsons (2001), Holmesa (2004), Flagi (2008), Tamury i Kareema (2013)

2.3. Wpływ terenu na parametry przepływu

Drugie z ogniw łańcucha Davenporta dotyczy struktury wiatru w atmosferycznej warstwie przyziemnej. Opis struktury wiatru obejmuje przede wszystkim zdefiniowanie pionowych zmian średniej prędkości. Równie ważne jest podanie informacji na temat turbulencji przepływu, która jest wyrażona przez intensywność oraz skalę długości turbulencji. Dodatkowych danych o przestrzennych lub czasowych zmianach prędkości dostarczają funkcje korelacyjne. Powyższe parametry opisują strukturę wiatru w dziedzinie czasu, uzupełnienie stanowią informacje w dziedzinie częstotliwości, wyrażone przez funkcje gęstości widmowej mocy. Kompletny opis struktury wiatru w atmosferycznej warstwie przyziemnej obejmuje podanie powyższych wielkości w trzech kierunkach – zgodnym ze średnią prędkością, poziomym prostopadłym do niej oraz pionowym.

Dodatkowym czynnikiem determinującym przepływ jest rzeźba terenu, czyli lokalne przeszkody terenowe, typu wzgórze, doliny, itp., które mogą powodować w swojej bezpośredniej bliskości zmiany kierunku lub prędkości wiatru.

Szczegółowe informacje o parametrach struktury wiatru zamieszczono w Rozdziale 3.

2.4. Odpowiedź aerodynamiczna konstrukcji

Właściwości aerodynamiczne opisują odpowiedź budowli na oddziaływanie wiatru. W praktyce inżynierskiej jest ona wyrażona za pomocą współczynników aerodynamicznych: ciśnienia, oporu, siły bocznej, momentów zginających i skręcających obiekt. Wyznacza się je na podstawie pomiarów ciśnienia lub sił. Współczynniki mogą stanowić wartości lokalne zmieniające się wzdłuż rozpiętości bądź wysokości konstrukcji, jak również wartości globalne opisujące własności całego obiektu. Współczynniki lokalne dostarczają danych głównie do odpowiedniego projektowania elewacji budynków, zaś globalne do przyjmowania oddziaływania wiatru na cały obiekt. Oczywiście, najkorzystniejsza jest wiedza zdobyta na konstrukcjach rzeczywistych, jednak tego rodzaju informacji jest niewiele. Jedną z dróg alternatywnych zdobycia potrzebnych danych stanowią badania modelowe przeprowadzane w tunelach aerodynamicznych. Aby własności aerodynamiczne konstrukcji zostały poprawnie zdefiniowane w trakcie badań modelowych konieczne jest odpowiednie przeskalowanie samego obiektu jak również przepływu, w którym się on znajduje.

Definicje współczynników aerodynamicznych ciśnienia i sił opisujących właściwości aerodynamicznych konstrukcji rozwinięto szczegółowo w Rozdziale 4, w którym dodatkowo wyjaśniono założenia, zgodnie z którymi przeprowadza się badania modelowe.

2.5. Odpowiedź mechaniczna konstrukcji

Właściwości dynamiczne konstrukcji, na którą oddziałuje wiatr determinują jej odpowiedź. Może się zdarzyć, że konstrukcja, której sztywność jest stosunkowo niska zaczyna drgać wskutek oddziaływania wiatru, a w zasadzie jego porywów. Powoduje to często efekt sprzężenia między drgającą budowlą i działającym wiatrem, polegający na zwiększaniu się obciążenia wraz ze wzrostem amplitudy drgań. Zachowania dynamiczne konstrukcji związane z oddziaływaniem wiatru można podzielić na drgania wymuszone oraz samowzbudne. Do pierwszej grupy zalicza się odpowiedź dynamiczną na oddziaływanie wiatru wzdłuż jego średniego kierunku, zakładając wzbudzenie drgań w tym kierunku spowodowane przez porywy wiatru, a więc przez turbulencję. Drgania wymuszone mogą także zostać wywołane wzbudzeniem wirowym. Zjawisko to występujące najczęściej dla konstrukcji o przekrojach kołowych i ma również charakter drgań samowzbudnych, to znaczy takich, które regulowane są samym drgającym układem. W tym przypadku występuje tak zwane zjawisko lock-in, które polega na sprzężeniu między drgającą konstrukcją, a siłą wywołującą te drgania. Typowe, oprócz wzbudzenia wirowego, drgania samowzbudne występujące w aerodynamice to flatter i galopowanie. Flatter polega na sprzężeniu pionowych (lub poziomych) i skrętnych drgań z obciążeniem i występuje przeważnie w przypadku przęsł mostów o dużych smukłościach przekroju poprzecznego. Galopowanie polega na drganiach układu w płaszczyźnie prostopadłej do średniego kierunku wiatru, warunkiem jego wystąpienia jest początkowe wymuszenie drgań przez np. porywy wiatru lub odrywanie się wirów. Zjawisko to dotyczy głównie konstrukcji o małej sztywności, oryginalnie zostało stwierdzone i opisane dla przewodów energetycznych, ale występuje również na odciegach masztów i mostów podwieszonych.

2.6. Kryteria projektowania

W ramach kryteriów projektowania, stanowiących ostatnie ogniwo łańcucha Davenporta, należy wziąć pod uwagę bezpieczeństwo konstrukcji oraz komfort jej użytkowania. Jak przedstawiono w poprzednich rozdziałach, w zasadzie każde ogniwo łańcucha może być obarczone dość znacznym błędem. Wynika to oczywiście z przestrzenno-czasowego charakteru struktury wiatru, do określenia którego należy stosować metody opisu procesów stochastycznych. Z drugiej strony, powstawanie konstrukcji o coraz bardziej skomplikowanych kształtach, wyższych i dłuższych oraz zmiany w zagospodarowaniu terenu, głównie miejskiego, dodatkowo powodują pojawienie się problemów, które do tej pory nie miały miejsca, a więc nie zostały zweryfikowane eksperymentalnie. W normach opisujących obciążenie wiatrem, bezpieczeństwo zapewniane jest za pomocą współczynników bezpieczeństwa, czy też mnożników obciążenia. W praktyce określa się obciążenie obliczeniowe, które ze znacznym zapasem bezpieczeństwa służy do sprawdzenia nośności obiektu lub jego elementu konstrukcyjnego.

Drugim aspektem, który musi spełniać konstrukcja po jej udostępnieniu do użytkowania, jest zapewnienie komfortu osobom przebywającym w jej wnętrzu, jak również w jej pobliżu. Zagadnienie wewnętrznego komfortu odnosi się głównie do przewietrzania i wen-

tylacji budynków, ale również do odczuwalności drgań przez użytkowników budynków wysokich, czy mostów o dużych rozpiętościach. Komfort w pobliżu budynku na poziomie przechodniów dotyczy głównie miast, gdzie w skutek zabudowy występują obszary przewężeń powodujących często znaczne przyspieszenie przepływu. W większości przypadków istnieją normy opisujące poszczególne aspekty komfortu i wprowadzające, dodatkowe obok bezpieczeństwa wymagania, które konstrukcja lub jej otoczenie muszą spełnić, aby ten komfort zapewnić.

3. Struktura wiatru w warstwie przyziemnej atmosfery

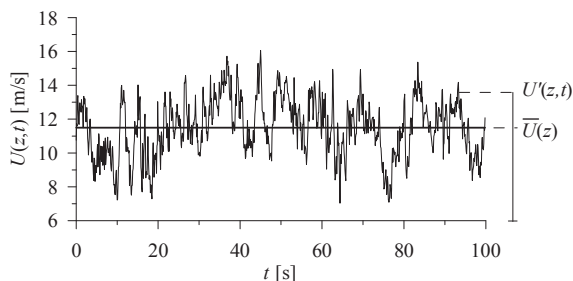
3.1. Wpływ chropowatości terenu na strukturę wiatru

3.1.1. Średnia prędkość wiatru

Prędkość wiatru jest losową funkcją czasu i przestrzeni i może być wyrażona, jako suma wartości średniej \bar{U} (charakteryzującej działanie statyczne) i fluktuacji wokół prędkości średniej U' (charakteryzujących działanie dynamiczne):

$$U_i(x, y, z, t) = \bar{U}_i(x, y, z) + U'_i(x, y, z, t), \quad (3.1)$$

gdzie: $i = x, y, z$ oznaczają odpowiednio współrzędne: poziomą wzdłuż średniego kierunku, poziomą poprzeczną oraz pionową, t – oznacza czas. W dalszych oznaczeniach używanych w tekście, wykorzystano alternatywnie następujące nazwy składowych wektora prędkości wiatru: u – składowa zgodna ze średnim kierunkiem, v – składowa pozioma poprzeczna, w – składowa pionowa. Na Rys. 3 pokazano zależność prędkości wiatru na wysokości z od czasu t , wraz z zaznaczoną wartością średnią $\bar{U}(z)$ i przykładową fluktuacją $U'(z, t)$.



Rys. 3. Zależność prędkości wiatru od czasu.

Wartość średnia prędkości w czasie T jest wyznaczana według wzoru:

$$\bar{U}_i(x, y, z) = \frac{1}{T} \int_0^T U_i(x, y, z, t) dt. \quad (3.2)$$

Przyjęcie czasu uśredniania T stanowi podstawowe zagadnienie w określaniu prędkości średniej, powinien być on bowiem możliwie najdłuższy i taki, w którym przepływ spełnia warunki procesu stacjonarnego. Obecnie Światowa Organizacja Meteorologiczna podaje 10 min., jako standardowy czas uśredniania. Taka też wartość została przyjęta w większości norm dotyczących oddziaływania wiatru.

3.1.2. Profil wiatru

W atmosferycznej warstwie przyziemnej następuje zmiana średniej prędkości wiatru, która wzrasta wraz z wysokością nad poziomem gruntu, aż do prędkości wiatru gradientowego U_{grad} , która pojawia się na wysokości z_{grad} . Zmiany prędkości średniej wraz z wysokością zostały opisane za pomocą formuł matematycznych zwanych pionowym profilem

wiatru. Głównymi czynnikami determinującymi profil są ukształtowanie oraz chropowatość terenu. Zróznicowanie terenu skutkuje podziałem danego obszaru na kategorie, dla których obowiązują różne parametry chropowatości. Występują dwie grupy wzorów opisujących profil wiatru, pierwszą stanowi opracowany teoretycznie wzór logarytmiczny:

$$\frac{\bar{U}(z_2)}{\bar{U}(z_1)} = \frac{\ln z_2 - \ln z_0}{\ln z_1 - \ln z_0}, \quad (3.3)$$

gdzie: z_1, z_2 – wysokości nad terenem, z_0 – parametr chropowatości zależny od kategorii terenu.

W praktyce, wzór (3.3) może przyjmować różne postaci, jedną z pierwszych podano w pracy Thuilliera i Lappe (1964) (por. Żurański, 2005, Simiu i Scanlan, 1996, Cao, 2013):

$$\bar{U}(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \left(\frac{z-d}{z_0} \right), \quad (3.4)$$

gdzie: u_* – prędkość tarciova, wyznaczana według: $u_* = (\tau_0/\rho)^{1/2}$, ρ – gęstość powietrza, τ_0 – siła na jednostkę powierzchni, wywierana przez powierzchnię gruntu na przepływ, zwana powierzchniowymi naprężeniami ścinającymi, κ – stała von Karmana, $\kappa = 0,4$, d – tzw. przemieszczenie płaszczyzny zerowej, czyli wysokość, na której w skutek różnych przeszkód (zabudowa, drzewa) wiatr wytraca prędkość do zera, przyjmuje się ją zwykle jako 0,75 wysokości średniej zabudowy.

ESDU 82026 (1982) rekomenduje zależność:

$$\bar{U}(z) = 2,5 \cdot u_* \ln \left(\frac{z}{z_0} \right), \quad (3.5)$$

natomiast ISO 4354 (2009), na podstawie pracy Harrisa i Deavesa (1981) podaje rozbudowaną formę wzoru logarytmicznego:

$$\bar{U}(z) = \frac{u_*}{\kappa} \left[\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) + 5,75a - 1,88a^2 - 1,33a^3 + 0,25a^4 \right], \quad a = \frac{z}{z_{grad}}, \quad z_{grad} = \frac{u_*}{6f_c}, \quad (3.6)$$

gdzie: f_c to parametr Coriolisa.

Eurokod 1 – PN-EN 1991-1-4 (2008) zaleca stosowanie formuły:

$$\bar{U}(z) = U_b \cdot 0,19 \left(\frac{z_0}{z_{0,II}} \right)^{0,07} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right), \quad (3.7)$$

w której: U_b – prędkość bazowa, 10-cio minutowa, mierzona na wysokości 10 m, zależna od rodzaju terenu, $z_{0,II}$ – parametr chropowatości dla terenu kategorii II, zdefiniowanego przez normę. Uważa się, że wzór poprawnie odwzorowuje profil wiatru do wysokości 200 m.

Drugą grupę wzorów matematycznych opisujących pionowy profil średniej prędkości wiatru stanowią wzory empiryczne – potęgowe, których ogólna postać jest następująca:

$$\frac{\bar{U}(z_2)}{\bar{U}(z_1)} = \left(\frac{z_2}{z_1} \right)^\alpha, \quad (3.8)$$

gdzie: α – wykładnik zależny od rodzaju terenu.

Podobnie jak w przypadku wzorów pierwszej grupy, tak i w przypadku profilu potęgowego, wykorzystywane są odmienne jego formy. Jedną z pierwszych podał Davenport (1960, 1965a, 1967):

$$\bar{U}(z) = U_{grad} \left(\frac{z}{z_{grad}} \right)^\alpha, \quad (3.9)$$

definiując, na podstawie zebranych danych i wykonanych w różnych warunkach terenowych pomiarów, wysokość wiatru gradientowego z_{grad} , oraz wykładnik α . Powyżej wysokości z_{grad} należy przyjmować prędkość równą U_{grad} . Parametry występujące w powyższym wzorze zostały dostosowane do warunków klimatycznych panujących w Polsce przez Żurańskiego (1978) i zastosowane w normach PN-77/B-02011 i PN-93/B-03201 oraz PN-88/B-03004 w następującej formie:

$$\bar{U}(z) = k \left(\frac{z}{10} \right)^\alpha, \quad (3.10)$$

gdzie: k – parametr zależny od chropowatości terenu. W celu prostszego zapisu, we wzorze (3.10) i kilku kolejnych pominięto w mianowniku jednostkę długości [m].

ISO 4354 (2009) proponuje przybliżenie rekomendowanego profilu logarytmicznego (3.6), potęgowym w postaci:

$$\bar{U}(z) = \left(\frac{z}{10} \right)^\beta \quad (3.11)$$

zależnym tylko od jednego parametru β , wyznaczanego na podstawie kategorii terenu oraz czasów uśredniania prędkości wiatru.

W załączniku krajowym do Eurokodu 1 – PN-EN 1991-1-4 (2008) podany jest wzór potęgowy, definiujący współczynniki chropowatości i ekspozycji, opracowany przez Żurańskiego (2005) i odpowiadający logarytmicznemu (3.7).

Cao (2013) oraz Wang i in. (1996), Becker i in. (2002), Counihan (1971), Bortoli i in. (2002), Farrell i Iyengar (1999) podają wzór potęgowy w postaciach:

$$\bar{U}(z) = \bar{U}_{ref} \left(\frac{z-d}{z_{ref}} \right)^\alpha \quad \text{lub} \quad \bar{U}(z) = \bar{U}_{ref} \left(\frac{z-d}{z_{ref}-d} \right)^\alpha, \quad (3.12)$$

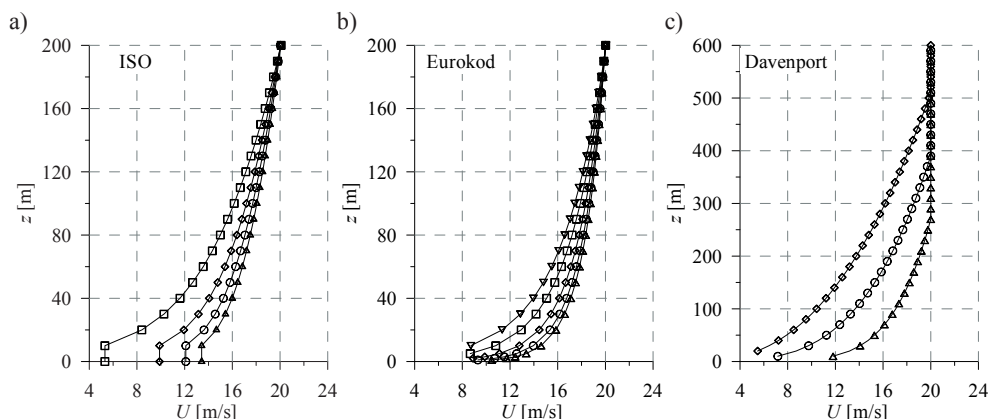
gdzie: indeks ref – oznacza wysokość odniesienia (referencyjną).

Jako podsumowanie, w Tabeli 1 zestawiono zakresy wartości parametrów zależnych od kategorii terenu, wykorzystywanych w powyższych wzorach (por. Dyrbye i Hansen, 1997,

Holmes, 2004, Cao, 2013, Eurokod 1, 2008, ESDU 82026, 1982, ESDU 85020, 1985). Warto nadmienić, że różne normy przyjmują odmienną kategoryzację terenu, a nawet liczbę charakterystycznych kategorii, stąd też zakresy parametrów są dość znaczne. Przykładowo, Eurokod 1 wyróżnia 5 kategorii terenu, Davenport – 3, a ostatnio Wieringa aż 8 (Wieringa i in., 2001). Przykłady profili wiatru pokazano na Rys. 4.

Tabela 1. Parametry wzorów potęgowych i logarytmicznych zależne od terenu (Cao, 2013).

Kategoria terenu	z_0	α	d
	[m]	[-]	[m]
Morze	0–0,003	0,1–0,13	0
Teren płaski, otwarty	0,003–0,2	0,14–0,2	0,1
Lasy, wsie, przedmieścia	0,2–1	0,2–0,25	5
Miasta	1–2	0,25–0,3	10
Centra wielkich miast	2–4	0,3–0,5	20



Rys. 4. Profile wiatru dla kolejnych kategorii terenu: a) logarytmiczny, ISO, b) logarytmiczny, Eurokod, c) potęgowy, Davenport. Po prawej teren płaski, po lewej centrum dużego miasta.

3.1.3. Intensywność turbulencji

Oprócz wartości średniej należy podać również charakterystyki części fluktuacyjnej, które obejmują m.in. intensywność i skalę turbulencji, współczynniki szczytowe, funkcje korelacji i gęstości widmowej mocy.

Intensywność fluktuacji (turbulencji) prędkości wiatru jest stosunkiem odchylenia standardowego fluktuacji prędkości do prędkości średniej i zależy od chropowatości terenu i wysokości nad terenem, może być wyrażona wzorem:

$$I_{U_i}(z) = \frac{\sigma_{U_i}(z)}{\bar{U}_i(z)}, \quad (3.13)$$

gdzie: $i = x, y, z$, natomiast \bar{U}_i oraz σ_{U_i} to średnia i odchylenie standardowe odpowiedniej składowej prędkości:

$$\sigma_{U_i}(z) = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T U_i^2(z, t) dt} . \quad (3.14)$$

Intensywność można również zdefiniować za pomocą funkcji gęstości widmowej mocy $G(f)$ (patrz 3.1.6) odpowiednich składowych prędkości:

$$\sigma_{U_i}(z) = \sqrt{\int_{-\infty}^{\infty} G_{U_i}(f) df} . \quad (3.15)$$

Często, z powodu dużo niższych wartości fluktuacji prędkości wiatru w kierunku poziomym prostopadłym do średniego oraz w pionowym, w stosunku do fluktuacji wzdłuż średniego kierunku, podaje się tylko te ostatnie, a pozostałe od nich uzależnia. W literaturze występują różne warianty wzorów opisujących intensywność fluktuacji. Sfintesco i Wyatt (1975) wyznaczyli wzór opisujący I_u powyżej wysokości 20 m:

$$I_u(z) = \frac{\sigma_u(20)}{\bar{u}(z)} \left(\frac{z}{20} \right)^{-0,03} . \quad (3.16)$$

Davenport (1960, 1961, 1967), Żurański (1978) podali następującą zależność:

$$I_u(z) = 2,45\sqrt{K} \left(\frac{z}{10} \right)^{-\alpha} , \quad (3.17)$$

w której: K i α – parametry zależne od chropowatości terenu.

Eurokod 1 – PN-EN 1991-1-4 (2008) proponuje stosowanie wzoru:

$$I_u(z) = \frac{k_t}{c_0(z) \ln(z/z_0)} , \quad (3.18)$$

w którym: k_t – współczynnik turbulencji, c_0 – współczynnik orografii (rzeźby) terenu.

Normy japońska AIJ (2004) i amerykańska ASCE (2003) definiują intensywność w następującej formie, odpowiednio:

$$I_u = 0,1 \left(\frac{z}{z_{grad}} \right)^{-\alpha - 0,05} \quad \text{oraz} \quad I_u = c \left(\frac{10}{z} \right)^{1/6} \quad (3.19)$$

gdzie: α i c – to parametry zależne od chropowatości terenu.

ESDU 85020 (1985), 83045 (1985) 82026 (1982) podają bardziej skomplikowaną procedurę wyznaczania intensywności turbulencji, w przypadku terenu o jednolitej chropowatości (por. również Tieleman, 2008):

$$I_u(z) = \frac{\sigma_u(z)}{u_*} \frac{u_*}{\bar{u}_z(z)} = \frac{\sigma_u(z)}{\bar{u}_z(z)} , \quad (3.20)$$

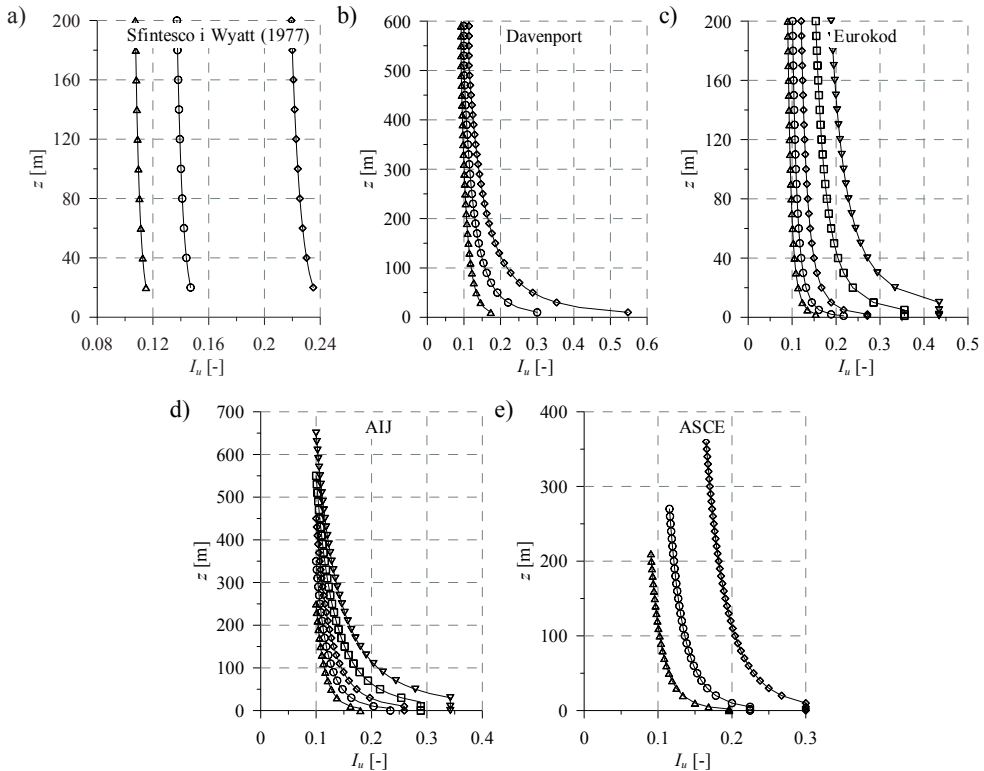
przy czym:

$$\frac{\sigma_u(z)}{u_*} = \frac{7,5\eta \left[0,538 + 0,09 \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \right]^p}{1 + 0,156 \ln \left(\frac{u_*}{f_c z_0} \right)} \quad \text{oraz} \quad \frac{\bar{u}_z(z)}{u_*} = 2,5 \left[\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) + 34,5 \frac{f_c z}{u_*} \right], \quad (3.21)$$

gdzie: $\eta = 1 - 6f_c z / u_*$, $p = \eta^{16}$, f_c – parametr Coriolisa.

Powyższa procedura została wyprowadzona dla wiatru o prędkości 20 m/s. W przypadku innych prędkości niezbędne jest wprowadzenie liniowej korekty do powyższych wzorów, zmieniającej się wraz z wysokością nad poziomem gruntu (ESDU 85020, 1985).

Zależności między odchyleniami standardowymi poszczególnych składowych prędkości wiatru $\sigma_u : \sigma_v : \sigma_w$, na podstawie których można wyznaczyć intensywności, są następujące 1:(0,65–0,8):(0,43–0,52) (Flaga, 2008), 2:1,5:1 (Cao, 2013 za Counihanem, 1975), 1,9:1,5:1 (Cao, 2013 za Teunissenem, 1970). Należy także wspomnieć o pracy Solariego i Piccardo (2001), którzy zestawili obszerne dane i analizy na temat zależności między odchyleniami standardowymi prędkości wiatru. Przykłady pionowych zmian intensywności turbulencji składowej wzdłuż średniego kierunku wiatru pokazano na Rys. 5.



Rys. 5. Intensywność turbulencji, dla kolejnych kategorii terenu, według: a) Sfintesco i Wyatt (1977), b) Davenport (1961), c) Eurokod 1 (2008), d) AIJ (2004), e) ASCE (2003). Po prawej centrum dużego miasta, po lewej teren otwarty.

3.1.4. Skala długości turbulencji

Skala długości turbulencji jest miarą wielkości porywów prędkości wiatru w przestrzeni i oznacza odległość, na której proces jest skorelowany. Skalę dla składowej prędkości u zdefiniowano następująco:

$$L_u^x = \int_0^\infty R_{uu}(x) dx, \quad (3.22)$$

gdzie: $R_{uu}(x)$ oznacza przestrzenną funkcję korelacji wzajemnej (patrz 3.1.6).

Obszerne informacje na temat wartości liczbowych skal dotyczących trzech składowych wektora prędkości u , v , w , w trzech prostopadłych kierunkach x , y , z , (np. L_u^x oznacza skalę składowej u w kierunku x), w zależności od wysokości, podał Duchêne-Marullaz (1975).

Empiryczne formuły opisujące skale turbulencji opracowali m.in. Mackey i Pius (1975):

$$L_u^x(z) = 210 \left(\frac{z}{10} \right)^{0,55}, \quad L_u^y(z) = 55 \left(\frac{z}{10} \right)^{0,75}, \quad L_u^z(z) = 60 \left(\frac{z}{10} \right)^{0,28} \quad (3.23)$$

oraz Sfintesco i Wyatt (1975), przy $z > 55$ m:

$$L_u^y(z) = 42 \left(\frac{z}{20} \right)^{0,25}, \quad L_u^z(z) = \sqrt{37z}. \quad (3.24)$$

Liczne badania pozwoliły określić stosunki między poszczególnymi skalami, i tak np. Duchêne-Marullaz (1975) podaje:

$$L_u^x = 3L_u^y, \quad L_u^x = 5L_u^z, \quad (3.25)$$

natomiast Cao (2013):

$$L_u^x = 2L_u^y = 2L_u^z. \quad (3.26)$$

ESDU 85020 (1985), w odniesieniu do skali podłużnej poszczególnych składowych prędkości, rekomenduje:

$$L_v^x = 0,5 \left(\frac{\sigma_v}{\sigma_u} \right)^3 L_u^x, \quad L_w^x = L_v^x. \quad (3.27)$$

ESDU 85020 (1985), 83045 (1985), 82026 (1982) umożliwia obliczać skalę według wzoru eksperymentalnego:

$$L_u^x(z) = 25z^{0,35} z_0^{-0,063}, \quad (3.28)$$

a ESDU 74031 (1974) pozwala wyznaczać skalę długości turbulencji metodą piku gęstości widmowej mocy (*spectral peak method*), zmienną wzdłuż wysokości, według wzoru:

$$L_u^x(z) = \frac{0,146\bar{u}(z)}{f_{\max}}, \quad (3.29)$$

w którym: f_{max} – częstotliwość odpowiadająca maksimum funkcji gęstości widmowej mocy fluktuacji prędkości wiatru w kierunku podłużnym.

W starszej wersji Eurokodu pojawiał się związek podany przez Solariego (1993), prezentowany tutaj z powodu znacznych różnic w porównaniu do wzorów późniejszych:

$$L_u^x(z) = 300 \left(\frac{z}{300} \right)^{0,46+0,07 \ln(z_0)} \quad (3.30)$$

Solari i Piccardo (2001) zebrali wszystkie dostępne dane uzyskane w pomiarach i podsumowali zależności między skalami turbulencji, proponując wzór:

$$L_i^x(z) = 300 \lambda_i \left(\frac{z}{200} \right)^\alpha, \quad \alpha = 0,67 + 0,05 \ln(z_0), \quad (3.31)$$

w którym: $i = u, v, w$, λ_i – zmienna losowa przybliżana na podstawie badań.

Eurokod 1 – PN-EN 1991-1-4 (2008) zawiera uproszczoną propozycję Solariego i Piccardo (2001), zalecając do wysokości 200 m stosowanie wzoru dla składowej u :

$$L_u^x(z) = L_t \left(\frac{z}{z_t} \right)^\alpha, \quad (3.32)$$

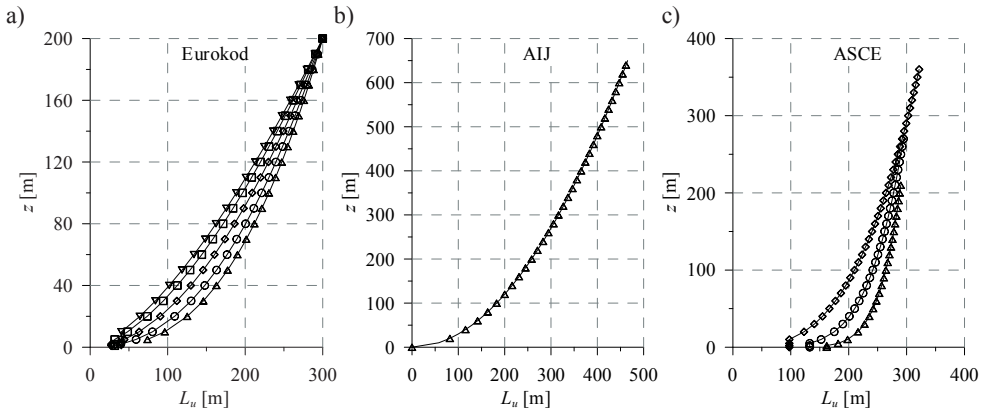
w którym z_t – wysokość odniesienia równa 200 m, L_t – skala odniesienia równa 300 m, α – parametr wyznaczany jak we wzorze (3.31).

Normy japońska AIJ (2004) i amerykańska ASCE (2003) definiują skalę składowej zgodnej ze średnim kierunkiem wiatru w następującej formie, odpowiednio:

$$L_u^x(z) = 100 \left(\frac{z}{30} \right)^{0,5} \quad \text{oraz} \quad L_u^x(z) = l \left(\frac{z}{10} \right)^{\bar{\varepsilon}}, \quad (3.33)$$

gdzie l i $\bar{\varepsilon}$ są stałymi zależnymi od kategorii terenu.

Na Rys. 6 pokazano pionowe zmiany podłużnej skali długości turbulencji L_u .



Rys. 6. Skale długości turbulencji, dla kolejnych kategorii terenu, według: a) Eurokod 1 (2008), b) AIJ (2004), c) ASCE (2003). Po prawej teren płaski, po lewej centrum dużego miasta.

3.1.5. Współczynnik porywów oraz współczynnik szczytowy

Za miarę turbulencji można również uznać współczynniki porywów i szczytowy. Ten pierwszy jest stosunkiem maksymalnej prędkości porywów (szczytowej) w danym czasie uśredniania (przeważnie krótkim w porównaniu do długości trwania całego procesu), do wartości średniej prędkości:

$$G = \frac{U_{\max}}{\bar{U}} = \frac{\bar{U} + U'_{\max}}{\bar{U}}. \quad (3.34)$$

Współczynnik szczytowy jest stosunkiem maksymalnych fluktuacji prędkości wiatru do odchylenia standardowego fluktuacji:

$$g = \frac{U'_{\max}}{\sigma_U}. \quad (3.35)$$

Z powyższych wzorów wynika związek wiążący oba współczynniki:

$$G = \frac{\bar{U} + U'_{\max}}{\bar{U}} = \left(1 + \frac{U'_{\max}}{\bar{U}} \right) \frac{\sigma_U}{\sigma_U} = 1 + g \frac{\sigma_U}{\bar{U}}. \quad (3.36)$$

Wartość współczynnika g wynosi przeważnie ok. 3,5.

3.1.6. Funkcje korelacji i gęstości widmowej mocy

Uszczegółowienie opisu struktury wiatru, jako przestrzenno-czasowego procesu losowego, zapewniają funkcje korelacyjne w dziedzinie czasu oraz funkcje gęstości widmowej mocy w dziedzinie częstotliwości.

Można wyznaczyć następujące funkcje korelacji (por. Ozimek, 1985, Flaga i in., 2004, Flaga, 2008, Bendat i Piersol, 2010):

1. Czasową funkcję korelacji własnej (autokorelacji), przedstawiającą korelację między prędkościami wyznaczonymi w tym samym punkcie "i", o współrzędnych $\mathbf{r}(x,y,z)$, ale odsuniętych o czas τ :

$$R_i(\mathbf{r}, \tau) = R_{ii}(\mathbf{r}, \tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} U_i(\mathbf{r}, t) U_i(\mathbf{r}, t + \tau) dt. \quad (3.37)$$

2. Przestrzenną funkcję korelacji wzajemnej, określającą korelację między prędkościami wiatru wyznaczonymi w dwóch różnych punktach "i" oraz "j", o współrzędnych \mathbf{r}_1 i \mathbf{r}_2 , ale w tym samym czasie:

$$R_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} U_i(\mathbf{r}_1, t) U_j(\mathbf{r}_2, t) dt. \quad (3.38)$$

3. Przestrzenno-czasową funkcję korelacji wzajemnej, określającą korelację między prędkościami wiatru wyznaczonymi w dwóch różnych punktach "i" oraz "j", o współrzędnych \mathbf{r}_1 i \mathbf{r}_2 , ponadto odsuniętych o czas τ :

$$R_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} U_i(\mathbf{r}_1, t) U_j(\mathbf{r}_2, t + \tau) dt. \quad (3.39)$$

W celu przedstawienia wyników w sposób ujednolicony, pozwalający na ich porównywanie, stosuje się współczynniki korelacyjne, czyli unormowane funkcje korelacji podzielone przez odpowiednie wariancje lub odchylenia standardowe, a więc:

$$\rho_i(\mathbf{r}, \tau) = \frac{R_i(\mathbf{r}, \tau)}{\sigma_i^2(\mathbf{r})}, \quad \rho_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{R_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)}{\sigma_i(\mathbf{r}_1) \sigma_j(\mathbf{r}_2)}, \quad \rho_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau) = \frac{R_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau)}{\sigma_i(\mathbf{r}_1) \sigma_j(\mathbf{r}_2)}. \quad (3.40)$$

Wartości współczynników zawierają się w zakresie $[-1, 1]$, przy czym 0 oznacza brak, zaś 1 lub -1 pełną korelację.

W inżynierii wiatrowej przydatne są również informacje na temat zależności występujących między składowymi prędkości wiatru. Wyznacza się wówczas korelacje w tym samym czasie, występujące między poszczególnymi składowymi wektora prędkości u, v, w .

Znając funkcję korelacji własnej $R_i(\mathbf{r}, \tau)$, możemy określić funkcję własnej dwustronnej gęstości widmowej mocy $S_i(f)$, która wraz ze związkiem odwrotnym, stanowi parę transformat Fouriera wyrażonych wzorami:

$$S_i(f) = S_{ii}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} R_i(\mathbf{r}, \tau) e^{-2\pi j f \tau} d\tau = 2 \int_0^{\infty} R_i(\mathbf{r}, \tau) \cos(2\pi f \tau) d\tau, \quad (3.41)$$

$$R_i(\mathbf{r}, \tau) = R_{ii}(\mathbf{r}, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} S_i(f) e^{2\pi j f \tau} df = 2 \int_0^{\infty} S_i(f) \cos(2\pi f \tau) df \quad (3.42)$$

oraz jednostronną gęstość widmową mocy $G_i(f)$, zdefiniowaną jako:

$$G_i(f) = \begin{cases} 2S_i(f) & \text{dla } f \in \langle 0, \infty \rangle \\ 0 & \text{dla } f \in (-\infty, 0) \end{cases}, \quad (3.43)$$

a para transformat Fouriera przyjmuje postać:

$$G_i(f) = 2 \int_0^{\infty} R_i(\mathbf{r}, \tau) \cos(2\pi f \tau) d\tau, \quad (3.44)$$

$$R_i(\mathbf{r}, \tau) = \int_0^{\infty} G_i(f) \cos(2\pi f \tau) df. \quad (3.45)$$

Analogicznie, na podstawie korelacji wzajemnej, określa się dwustronną $S_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, f)$ i jednostronną $G_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, f)$ funkcję wzajemnej gęstości widmowej mocy:

$$S_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, f) = \int_{-\infty}^{\infty} R_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau) e^{-2\pi j f \tau} d\tau, \quad (3.46)$$

$$G_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, f) = \begin{cases} 2S_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, f) & \text{dla } f \in \langle 0, \infty \rangle \\ 0 & \text{dla } f \in (-\infty, 0) \end{cases}. \quad (3.47)$$

Funkcje wzajemnej gęstości widmowej mocy prędkości wiatru w dwóch punktach $G_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, f)$ są wielkościami zespolonymi. Spektrum wzajemne (ang. *cross-spectrum*) jest sumą części rzeczywistej – kospectrum i urojonej – składowej kwadraturowej:

$$G_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_1, f) = C_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_1, f) + jQ_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_1, f). \quad (3.48)$$

Unormowanie modułu spektrum wzajemnego to funkcja koherencji:

$$Coh_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_1, f) = \sqrt{\frac{(C_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, f))^2 + (Q_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, f))^2}{G_i(\mathbf{r}_1, f)G_j(\mathbf{r}_2, f)}}, \quad (3.49)$$

którą można uważać za miarę korelacji prędkości wiatru w dwóch różnych punktach w przestrzeni, przy czym jej wartości zmieniają się w przedziale $[0, 1]$.

Znając funkcję koherencji, spektrum wzajemne można zapisać w postaci:

$$G_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, f) = \sqrt{G_{ij}(\mathbf{r}_1, f)G_{ij}(\mathbf{r}_2, f)} Coh_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, f) e^{j\varphi_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, f)}, \quad (3.50)$$

gdzie kąt przesunięcia fazowego $\varphi_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, f)$ jest zdefiniowany następująco:

$$\varphi_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, f) = \arctan\left(-\frac{Q_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, f)}{C_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, f)}\right). \quad (3.51)$$

Dla większości przepływów zakłada się, że kąt jest równy 0, a więc:

$$G_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, f) = \sqrt{G_i(\mathbf{r}_1, f)G_j(\mathbf{r}_2, f)} Coh_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, f). \quad (3.52)$$

Davenport (1967), w odniesieniu do odległości między punktami w kierunku pionowym i poziomym poprzecznym do średniej prędkości, zaproponował aproksymację koherencji funkcją wykładniczą, niezależną od wysokości (a więc dla stałej prędkości):

$$Coh_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_1, f) = e^{-C_z \frac{f\Delta z}{U}}, \quad Coh_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_1, f) = e^{-C_y \frac{f\Delta y}{U}}, \quad (3.53)$$

przy czym współczynniki $C_z = 7$ i $C_y = 20$ zostały wyznaczone eksperymentalnie. Zbliżone wartości podał Żurański (1978): $C_z = 7,7$, $C_y = 23$. Wzory (3.53) były wielokrotnie modyfikowane, między innymi przez uzależnienie koherencji od prędkości wiatru zmieniającej się wzdłuż wysokości, a współczynniki w nich występujące dostosowywane do prowadzonych badań i zastosowanych aproksymacji. Obszerne zestawienie współczynników C_y i C_z przedstawiono w pracach Solariego (1987), Flagi i in. (2004), z których wynika, że rozrzut wartości jest znaczny i mieści się w granicach 5,5–15 (C_z) oraz 1,5–26,4 (C_y).

Sumaryczne ujęcie kierunku pionowego i poziomego prostopadłego do przepływu w jednym wyrażeniu, zaproponował Vickery (1971), uogólniając wzory Davenporta (1967):

$$Coh_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_1, f) = e^{-\frac{2f\sqrt{C_y^2(x_1-y_2)^2 + C_z^2(z_1-z_2)^2}}{\bar{U}(z_1) + \bar{U}(z_2)}}. \quad (3.54)$$

Natomiast Borri (1988), Borri i in. (1995) uwzględnił dodatkowo trzeci kierunek wiatru:

$$Coh_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_1, f) = e^{-\frac{2f\sqrt{C_x^2(x_1-x_2)^2 + C_y^2(y_1-y_2)^2 + C_z^2(z_1-z_2)^2}}{\bar{U}(z_1) + \bar{U}(z_2)}}, \quad (3.55)$$

podając $C_x = 6$, $C_y = 16$, $C_z = 10$.

3.1.7. Funkcje gęstości widmowej mocy prędkości wiatru w aerodynamicie

Gęstość widmowa mocy prędkości wiatru zależy przede wszystkim od chropowatości terenu, średniej prędkości, rodzaju cyrkulacji atmosfery ziemskiej i wysokości nad terenem. W literaturze podawanych jest wiele wzorów empirycznych określających tę wielkość, które często znacznie się od siebie różnią, przeważnie z powodu odmienności występujących w strukturze wiatru w różnych rejonach świata, jak również w związku z przyjmowaniem innych metod interpolowania wyników pomiarów. Obszernego zestawienia oraz analizy większości funkcji gęstości widmowej mocy wykorzystywanych w inżynierii wiatrowej dokonali m.in. Solari i Piccardo (2001), Flaga i in. (2004), Hui i in. (2009b), Li i in. (2010). Uogólniając, wzory opisujące gęstość widmową mocy można podzielić na dwie grupy:

1. Niezależne od wysokości:

a) Spektrum Davenporta (Davenport, 1961), dla składowej u :

$$\frac{fG_u(f)}{u_*^2} = \frac{4x^2}{(1+x^2)^{4/3}}, \quad x = \frac{1200f}{\bar{U}(10)}. \quad (3.56)$$

b) Spektrum Harrisa (Harris, 1968), dla składowej u :

$$\frac{fG_u(f)}{u_*^2} = \frac{4x}{(2+x^2)^{5/6}}, \quad x = \frac{1800f}{\bar{U}(10)}. \quad (3.57)$$

2. Zależne od wysokości:

a) Spektrum von Karmana (von Karman, 1948), dla składowej u , zastosowane w ESDU 85020 (1985), ISO 4354 (2009):

$$\frac{fG_u(z, f)}{u_*^2} = \frac{4x}{(1+70,8x^2)^{5/6}}, \quad x = \frac{L_u^x f}{\bar{U}(z)}. \quad (3.58)$$

b) Spektrum Kaimala (Kaimal i in., 1972) dla składowych u , v , w :

$$\frac{fG_u(z, f)}{u_*^2} = \frac{105x}{(1+33x)^{5/3}}, \quad x = \frac{zf}{\bar{U}(z)}, \quad (3.59)$$

$$\frac{fG_v(z, f)}{u_*^2} = \frac{17x}{(1+9,5x)^{5/3}}, \quad x = \frac{zf}{\bar{U}(z)}, \quad (3.60)$$

$$\frac{fG_w(z, f)}{u_*^2} = \frac{2x}{1+5,3x^{5/3}}, \quad x = \frac{zf}{\bar{U}(z)}. \quad (3.61)$$

c) Spektrum Simiu i Scanlana (Simiu i Scanlan, 1996), którzy zmodyfikowali spektrum Kaimala, dla składowej u :

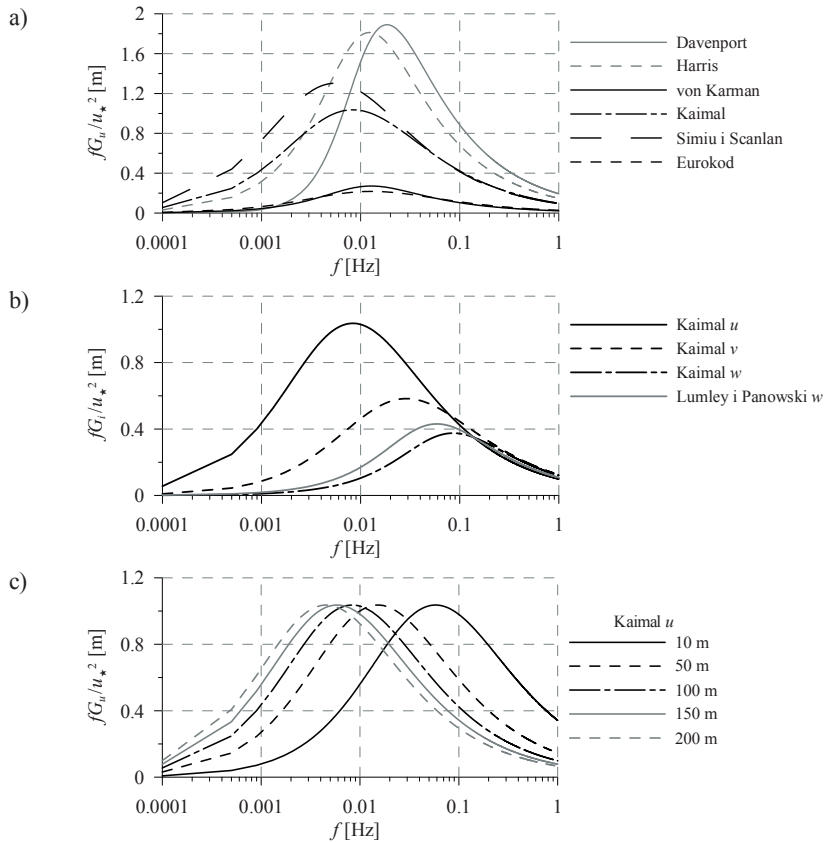
$$\frac{fG_u(z, f)}{u_*^2} = \frac{200x}{(1+50x)^{5/3}}, \quad x = \frac{zf}{\bar{U}(z)}. \quad (3.62)$$

d) Spektrum Lumleya i Panofskiego (Lumley i Panofski, 1964), dla składowej w (za Simiu i Scanlan, 1996, Hui i in., 2009b):

$$\frac{fG_w(z, f)}{\sigma_w^2} = \frac{3,36x}{1+10x^{5/3}}, \quad x = \frac{zf}{\bar{U}(z)}. \quad (3.63)$$

e) Norma PN-EN 1991-1-4 (2008) podaje wersję spektrum opartego na wzorze Kaimala, zmodyfikowanym przez Simiu i Scanlana (1996), dla składowej u :

$$\frac{fG_u(z, f)}{\sigma_u^2} = \frac{6,8f_L}{(1+10,2f_L)^{5/3}}, \quad f_L = \frac{L_u^*(z)f}{\bar{U}(z)}. \quad (3.64)$$



Rys. 7. Funkcje gęstości widmowej mocy: a) składowa u , b) składowe u , v , w , c) składowa u , dla różnych wysokości.

Na Rys. 7 przedstawiono różnice uzyskane w wykresach funkcji gęstości widmowej mocy wyznaczonych według różnych wzorów, dla kolejnych składowych prędkości wiatru u , v , w oraz w przypadku zmieniającej się wysokości. Na Rys. 7a,b, w przypadku funkcji zależnych od wysokości, przyjęto parametry wg Eurokodu, dla terenu o $z_0 = 0.03$ m, a obliczenia wykonano dla $z = 100$ m.

3.1.8. *Badania nad strukturą wiatru*

W większości norm określających obciążenie wiatrem budowli wykorzystywane są przedstawione w poprzednich podrozdziałach wzory opisujące charakterystyki wiatru. Równocześnie prowadzi się wiele pomiarów mających prezentowane podejścia uściślić, odnieść do danej strefy klimatycznej, czy też uszczegółwić wpływ parametrów chropowatości terenu. O ile średnia prędkość wiatru jest dość dobrze zdefiniowana, o tyle parametry turbulencji, głównie składowej poprzecznej v i pionowej w , wciąż wymagają dalszych badań. Warto wspomnieć, że w przypadku średniej prędkości wiatru, wzór logarytmiczny opisujący profil daje dobre odwzorowanie rzeczywistości do ok. 200 m. Obecnie większość nowobudowanych wieżowców czy drapaczy chmur wysokość tę przekracza, często znacznie, co dodatkowo stwarza konieczność dalszego poznawania struktury wiatru. Poniżej dokonano krótkiego przeglądu badań in-situ, wykonywanych w ostatnich latach i skoncentrowanych na określaniu struktury wiatru, z punktu widzenia przydatności w inżynierii wiatrowej, a w szczególności aerodynamiki konstrukcji.

Roth (2000) zgromadził i przeanalizował dane z ponad 50 różnych eksperymentów in-situ dotyczących turbulencji wiatru w obszarach zurbanizowanych.

Shiau i Chen (2002) skupili się głównie na badaniach skali długości turbulencji i funkcji gęstości widmowej mocy składowych prędkości wiatru. Pomiary wykonali w terenie kwalifikowanym jako otwarty, na niskiej wieży o wysokości 26 m.

Tieleman (2008) dostarczył informacji na temat średniej prędkości wiatru, jego turbulencji i współczynników porywów, opracowanych na podstawie danych zebranych z dwóch wieży meteorologicznych o wysokościach 213 m i 300 m, ustawionych w terenie otwartym.

Podobne badania przeprowadzili Li i in. (2010), określając na podstawie pomiarów anemometrycznych wykonanych na 325 m wieży, charakterystyki wiatru dla typowego terenu miejskiego w Pekinie. Zmierzone składowe prędkości w trzech prostopadłych kierunkach pozwoliły określić charakterystyki turbulencji, takie jak intensywność i skalę, gęstość widmową mocy oraz współczynnik porywów. Wyznaczone wartości autorzy porównali z istniejącymi modelami teoretycznymi i empirycznymi.

Wyniki sześciolletnich pomiarów dotyczących struktury wiatru uzyskanych w stacjach meteorologicznych w Hong Kongu, w terenie o różnej chropowatości przedstawili He i in. (2013). Wiele danych dostarczyli także Hui i in. (2009a, 2009b) na podstawie pomiarów in-situ i modelowych wykonanych w Hong Kongu, przy okazji określania warunków klimatycznych w obszarze budowy nowego mostu.

Wraz z rozwojem techniki, do pomiarów prędkości wiatru wykorzystywane są coraz nowocześniejsze urządzenia i metody. Tamura Y. i in., (1999, 2001a, 2001b, 2007) w cyklu artykułów przedstawili obszerne wyniki pomiarów charakterystyk wiatru nad terenami

o różnej chropowatości, wykorzystując w tym celu sodary doplerowskie, czyli urządzenia służące do badania atmosfery za pomocą rozpraszania fal dźwiękowych na fluktuacjach powietrza. Dominguez i in. (2013), Gonzalo i in. (2014) opracowali system pozwalający określać prędkość wiatru za pomocą śledzenia cząstek unoszących się w powietrzu. Założenia i użyteczność wykorzystanej techniki zweryfikowali na podstawie badań in-situ.

3.2. Wpływ rzeźby terenu

3.2.1. *Klasyfikacja nierówności terenowych*

Prędkości średnia i porywów wiatru są silnie zdeterminowane przez lokalne ukształtowanie terenu, zarówno naturalne jak i stworzone przez człowieka. Topografia może spowodować bądź przyspieszenie przepływu wokół nierówności terenu wskutek przewężenia, bądź efekt osłonięcia, jaki ma miejsce w przypadku obiektów znajdujących się w dolinach. Elementami terenu, które zaburzają przepływ są: skarpy, urwiska, wzniesienia, wzgórza, grzbiety górskie, czy wały lub nasypy. W aerodynamice konstrukcji inżynierskich praktyczne znaczenie ma przyspieszenie przepływu, które wyrażane jest za pomocą mnożnika topograficznego (współczynnika przyspieszenia), zdefiniowanego jako stosunek prędkości wiatru na wysokości z nad terenem urzeźbionym, do prędkości na tej samej wysokości nad terenem płaskim (Holmes, 2004, Cao, 2013). Przyspieszenie przepływu jest największe bezpośrednio przy powierzchni nierówności terenu i maleje wraz z wysokością nad nią. Z punktu widzenia bezpieczeństwa konstrukcji, wystarczające i przeważnie zachowawcze, jest rozpatrzenie przypadku dwuwymiarowego, który powoduje tylko przyspieszenie przepływu. W rzeczywistości natomiast, występują przeważnie przeszkody terenowe trójwymiarowe. W zagadnieniach 3D przepływ jest czasem zwalniany, a efekt przyspieszenia przeważnie redukowany (Holmes, 2004). Typowe nierówności terenowe oraz zmiany struktury przepływu nad nimi przedstawiono na Rys. 8 i omówiono poniżej.

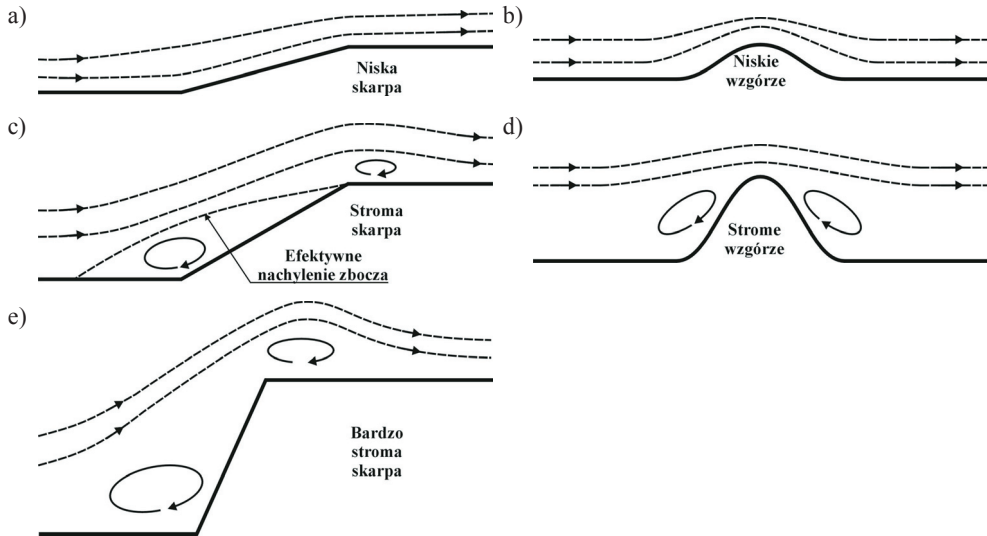
Niskie skarpy lub pagórki (Rys. 8a,b) – mające nachylenie stoku nawietrznego do 17° ($H/L < 0,3$, H – wysokość przeszkody, L – szerokość zbocza nawietrznego). Przepływ najpierw zwalnia do wartości minimalnej w pobliżu nawietrznej podstawy stoku, następnie przyspiesza do maksimum na grzbiecie lub tuż przed nim i ponownie zwalnia poza grzbieciem, do prędkości występującej przed przeszkodą. Wyrównanie prędkości wiatru z prędkością przed przeszkodą jest nieznacznie szybsze, gdy za obiektem występuje zbocze zawietrzne (jak w przypadku wzgórza), a nie wypłaszczenie.

Strome skarpy (Rys. 8c) – o kącie nachylenia stoku nawietrznego w zakresie 17° – 45° ($0,3 < H/L < 1$). Przepływ odrywa się od strony nawietrznej przy podstawie oraz za krawędzią górną zbocza formując bąble separacji. Strefa oderwania przed przeszkodą określa efektywne nachylenie zbocza, niezależne od rzeczywistego.

Strome wzgórza (Rys. 8d). Oderwanie pojawia się, podobnie jak w przypadku stromych skarp, u podnóża zbocza oraz dodatkowo na stoku zawietrznym.

Bardzo strome wzgórza i skarpy oraz klify (Rys. 8e) – o nachyleniu powyżej 45° ($H/L > 1$). Separacja warstwy przyściennej występuje u podnóża stoku nawietrznego i na nawietrznej krawędzi grzbietu.

Uogólniając, w przypadku każdej rozpatrywanej nierówności terenowej, współczynnik przyspieszenia jest największy w okolicach grzbietu zaraz przy gruncie, a jego wartość spada wraz ze wzrostem wysokości i odległości od grzbietu.



Rys. 8. Przepływ wokół nierówności terenowych: a) niska skarpa, b) niskie wzgórze, c) stroma skarpa, d) strome wzgórze, e) bardzo strome skarpy, klify, wzgórze.

3.2.2. Ujęcie liczbowe mnożników przyspieszenia przepływu

Jackson i Hunt (1975), Holmes (2004) mnożniki m prędkości średniej (\bar{U}) i szczytowej (\hat{U}) wokół nierówności terenowych, zdefiniowali w postaci ogólnej:

$$m_{\bar{U}} = 1 + ks\phi \quad \text{oraz} \quad m_{\hat{U}} = 1 + k's\phi, \quad k' = \frac{k}{1 + gI_u}, \quad (3.65)$$

gdzie: ϕ – nachylenie zbocza nawietrznego, k , k' – stałe dla danego kształtu przeszkody, $k = H/(2L_u)$, H – wysokość przeszkody nad poziomem gruntu po stronie nawietrznej, L_u – odległość w poziomie, od grzbietu do punktu po stronie nawietrznej, w którym wysokość spada do $H/2$, s – współczynnik miejsca, $s = 1$ na grzbiecie i spada w obu kierunkach przeszkody wraz z wysokością, przy czym spadek jest szybszy przy powierzchni gruntu, g – współczynnik wartości szczytowej, I_u – intensywność turbulencji.

Taylor i Lee (1984) zaproponowali wartości stałej k : 4 (dwuwymiarowe wzgórze), 1,6 (dwuwymiarowa skarpa), 3,2 (trzywymiarowe wzgórze).

Jackson (1975) wyprowadził szczegółowy wzór dla przepływu nad skarpami:

$$m_{\bar{U}} = \frac{H}{L} \frac{1}{4\pi} \frac{\ln(L/z_0)}{\ln(z/z_0)} \ln \left(\frac{(z/L)^2 + (1+x/L)^2}{(z/L)^2 + (1-x/L)^2} \right), \quad (3.66)$$

w którym L – połowa szerokości skarpy, H – wysokość skarpy, z , x – współrzędne w kierunku pionowym i poziomym, przy czym x jest liczone od połowy szerokości skarpy, z_0 – współczynnik chropowatości terenu.

PN-EN 1991-1-4 (2008) wprowadza oparty na wzorze (3.65), opracowanym przez Jacksona i Hunta (1975), współczynnik orografii (rzeźby) terenu c_o , zdefiniowany jako:

$$c_o = \begin{cases} 1 & \text{dla } \phi < 0,05 \\ 1 + 2s\phi & \text{dla } 0,05 < \phi \leq 0,3, \\ 1 + 0,6\phi & \text{dla } \phi > 0,3 \end{cases} \quad (3.67)$$

gdzie $\phi = H/L_u$ – nachylenie stoku nawietrznego, H – wysokość przeszkody, L_u – szerokość stoku nawietrznego, s – współczynnik miejsca, który jest funkcją x/L_e , x/L_u , x/L_d oraz z/L_e , x i z – odległości odpowiednio w poziomie od wierzchołka do rozpatrywanego miejsca oraz wysokość nad gruntem w rozpatrywanym miejscu, L_d – rzeczywista długość stoku zawietrznego, L_e – efektywna długość stoku nawietrznego:

$$L_e = \begin{cases} L_u & \text{dla } 0,05 < \phi < 0,3 \\ H/0,3 & \text{dla } \phi > 0,3 \end{cases} \quad (3.68)$$

3.2.3. Badania topografii terenu w inżynierii wiatrowej

Wpływ topografii terenu na przepływ powietrza jest wciąż intensywnie badany w inżynierii wiatrowej. Główne opracowania z okresu ostatnich lat przytoczono poniżej i dotyczą one przede wszystkim zagadnień dwuwymiarowych.

Glanville i Kwok (1997), na podstawie pomiarów in-situ i modelowych wysokiej i stromej skarpy, zaproponowali modyfikacje wartości mnożników przyspieszenia dotyczących prędkości średniej i szczytowej oraz opisali zmiany turbulencji spowodowane przeszkodą.

Wyniki badań modelowych w tunelu aerodynamicznym dotyczące trójwymiarowego stromego wzgórza, o nachyleniu stoku ok 32° przedstawili Ishihara i in. (1999). W celu określenia zmian w wartościach średniej prędkości oraz turbulencji, autorzy zmierzili trzy składowe wektora prędkości. Wykazali wyraźne zwiększenie prędkości nie tylko na szczycie wzgórza, ale również w środku jego stoku nawietrznego. Otrzymali także oderwanie przepływu na stoku zawietrznym i jego ponowne przyleganie przy podstawie zawietrznej.

Kondo i in. (2002) badali w tunelu aerodynamicznym przepływ nad skarpami o kącie nachylenia stoku nawietrznego od $7,5^\circ$ do 60° . Stwierdzili brak oderwania przy kącie $7,5^\circ$ i 15° , a mnożnik prędkości średniej osiągał maksimum na grzbiecie skarpy i wynosił 1,3–1,4. Dla kątów 30° – 60° , mnożniki osiągnęły wartości maksymalne 1,3–1,4 na krawędzi nawietrznej, na której występowało oderwanie i w bezpośrednim obszarze za nią.

Wpływ chropowatości terenu przed przeszkodą jak również chropowatości samej przeszkody na charakterystyki wiatru wokół stromego wzgórza, o kącie nachylenia stoku 32° , badali w skali modelowej Cao i Tamura (2006). Wykazali, że mnożniki prędkości ponad grzbieciem, są większe w przypadku przepływu nad terenem chropowatym, w porównaniu do gładkiego. Z drugiej strony, chropowatość wzgórza redukuje mnożniki dla takich sa-

mych parametrów przepływu. Uogólniając, relacje między otrzymanymi mnożnikami są następujące $m_{ct,gw} > m_{ct,cw} > m_{gt,gw} > m_{gt,cw}$, gdzie indeksy oznaczają odpowiednio: *ct*, *gt* – chropowaty i gładki teren, *cw*, *gw* – chropowate i gładkie wzgórze. Obszar zaburzeń przepływu spowodowany oderwaniem (bąbel separacji) występującym na grzbiecie wzgórza chropowatego rozszerza się w kierunku zawietrznym, podobnie jak przesuwają się w tym kierunku maksymalna wartość intensywności turbulencji. Ci sami autorzy (Cao i Tamura, 2007) przeprowadzili bardzo podobne badania dla niskiego wzgórza, o nachyleniu stoku 11,8°, uzyskując relacje między mnożnikami: $m_{ct,gw} > m_{ct,cw} > m_{gt,gw} > m_{gt,cw}$ dla stoku nawietrznego i grzbietu oraz $m_{ct,gw} > m_{gt,gw} > m_{ct,cw} > m_{gt,cw}$ przy zawietrznej podstawie wzgórza.

Ngo i Letchford (2008) wskazywali na duże rozbieżności wyników dotyczących zwiększenia prędkości przepływu, które występują w obliczaniu wpływu topografii terenu według kilku powszechnie używanych norm. Różnice te dotyczą m.in. obszarów wokół różnego rodzaju przeszkód terenowych, w których występuje zwiększenie prędkości. W kolejnej pracy, Ngo i Letchford (2009) próbowali wyjaśnić przyczyny takich rozbieżności, wykonując badania modelowe dotyczące opływu wokół skarp (o nachyleniu 2,3°, 5,7°, 16,7°, 45°), klifu (o nachyleniu 90°) oraz wzgórz (o nachyleniu 5,7°, 16,7°), w warunkach dwóch wariantów przepływu (teren gładki i chropowaty). Efektem było sformułowanie wielu praktycznych wskazówek mających na celu poprawienie modeli normowych.

Podobne pomiary, dotyczące wpływu topografii terenu na obciążenie wiatrem budynku, prowadzili Hitchcock i in. (2010). W pracy porównali mnożniki otrzymane w badaniach z wyznaczonymi według różnych norm, wykazując podobnie jak Ngo i Letchford (2008, 2009) znaczne rozbieżności.

W ostatnich latach, coraz intensywniej rozwija się alternatywna droga badań nad topografią terenu oparta na symulacjach numerycznych, wykorzystujących CFD (o CFD, patrz Rozdział 7). W większości przypadków, wobec niewystarczającego aktualnego stanu wiedzy, obliczeniom komputerowym towarzyszą badania in-situ lub modelowe, mające na celu ich walidację. W pracy Bitsuamlaka i in. (2004) podsumowującej dotychczasową wiedzę w tym temacie, stwierdzono, że większość dotychczasowych symulacji nie dostarcza zadowalających wyników dotyczących mnożników prędkości nad wzgórzami w przypadkach, gdy występuje oderwanie przepływu.

Lun i in. (2007) symulowali numerycznie opływ wokół wzgórza (o nachyleniu stoku 21,8°) oraz skarp o stokach nawietrznych lub zawietrznych (o nachyleniu 7,5°, 15°, 30°, 45°, 60°), z wykorzystaniem różnych modeli turbulencji *k-ε*.

Podobne symulacje przepływu wokół gładkiego i chropowatego wzgórza za pomocą LES, prowadzili Tamura T. i in. (2007). Problematyka została rozwinięta przez Cao S. i in. (2012) w odniesieniu do dwóch kształtów wzgórza – płaskiego i stromego.

Różne modele *k-ε* i LES wykorzystali Abdi i Bitsuamlak (2014) w symulacji opływu wokół standardowych przeszkód w postaci wzgórza, skarpy, doliny, dwóch sąsiadujących wzniesień, jak również wokół rzeczywistego pofałdowanego terenu.

4. Właściwości aerodynamiczne konstrukcji, badania modelowe i kryteria podobieństwa

4.1. Podstawowe równania mechaniki płynów

Struktura wiatru ma charakter losowy, zarówno w czasie jak i w przestrzeni. Gdy wiatr na swojej drodze napotyka na budowlę, to w związku z jego turbulentnym charakterem, na powierzchni budowli powstaje losowo rozłożone, zmienne w czasie pole ciśnienia.

Równanie opisujące ruch wiatru (płynu), czyli równanie Naviera-Stokes'a w formie ogólnej, wskaźnikowej można przedstawić w postaci (por. Bukowski, 1976, Elsner, 1987, Geurts, 1997, Simiu i Scanlan, 1996, Flaga, 2008, Błazik-Borowa, 2008):

$$\frac{Du_i}{Dt} = f_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} + \frac{1}{3} \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 u_j}{\partial x_i \partial x_j}, \quad (4.1)$$

gdzie pochodna materialna jest zdefiniowana następująco:

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u_j \frac{\partial}{\partial x_j}, \quad (4.2)$$

u_i – trzy składowe prędkości wiatru wzdłuż trzech kierunków opisanych współrzędnymi Eulera x_i , ρ – gęstość powietrza, μ , ν – lepkość dynamiczna i kinematyczna powietrza, przy czym $\nu = \mu/\rho$, p – ciśnienie, f_i – składowe sił zewnętrznych.

Przyjmując, że płyn jest nieściśliwy (gęstość jest stała lub jej zmiany są nieznaczne):

$$\frac{\partial^2 u_j}{\partial x_i \partial x_j} = 0 \quad (4.3)$$

oraz wprowadzając oznaczenie tensora prędkości odkształcenia kąowego w formie:

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad (4.4)$$

równanie (4.1), po rozwinięciu pochodnej materialnej można zapisać następująco:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = f_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + 2\nu \frac{\partial S_{ij}}{\partial x_j^2}. \quad (4.5)$$

Gdy dodatkowo pominięta zostanie lepkość powietrza (płyn nielepki), wtedy otrzymuje się równanie Eulera płynu idealnego, w postaci:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = f_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i}. \quad (4.6)$$

Przyjmując założenie, że przepływ jest ustalony, $\partial(\cdot)/\partial t = 0$, a więc znikają wszystkie pochodne prędkości względem czasu i pomijając siły zewnętrzne, otrzymuje się równanie Bernoulliego dla przepływu nielepkiego, nieściśliwego i ustalonego:

$$u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i}, \quad (4.7)$$

które po scałkowaniu przyjmuje postać:

$$p + \frac{1}{2} \rho u^2 = \text{const}, \quad (4.8)$$

gdzie: u – prędkość wiatru (pływu), $0,5\rho u^2$ – ciśnienie dynamiczne, p – ciśnienie statyczne.

4.2. Warstwa przyścienna i jej oderwanie

Wiąjący wiatr oddziałuje na napotykaną na swojej drodze naturalną przeszkodę terenową oraz na budynki, drzewa, itp. Aby zrozumieć proces powstawania obciążenia wiatrem obiektów znajdujących się w przepływie, należy przyjrzeć się zjawiskom występującym w bezpośredniej bliskości obiektu i na jego powierzchni. Poniżej wprowadzono podstawowe pojęcia związane z opływem powietrza wokół ciał, skupiając się na ciałach z ostrymi krawędziami, które są przedmiotem rozważań w Części II niniejszej książki.

Lepkość powietrza w warunkach rzeczywistych jest wartością małą, ale efektem jej istnienia jest formowanie się tzw. warstwy przyściennej. Jeżeli powietrze opływa płaską, gładką powierzchnię, to w bezpośredniej jej bliskości, w skutek działania sił lepkości następuje hamowanie ruchu. Obszar, w którym takie zjawisko występuje nazywa się warstwą przyścienną. W jej obrębie, prędkość zmienia się od 0 na powierzchni do wartości wynikającej z przepływu niezaburzonego. Grubość warstwy przyściennej, czyli odległość od powierzchni ciała do wysokości występowania przepływu niezaburzonego, w obrębie której gradient zmian prędkości w kierunku prostopadłym do powierzchni, $\delta U/\delta n$ jest w przybliżeniu zerowy, waha się od kilku milimetrów do kilkudziesięciu centymetrów (w przypadku atmosferycznej warstwy przyziemnej do kilkuset metrów). Grubość warstwy przyściennej rośnie wraz z odległością od obszaru pierwszego styku powietrza i przeszkody, w kierunku przepływu. Zależy od wielkości opływającego ciała, jego chropowatości, lepkości powietrza i prędkości przepływu.

W warstwie przyściennej na przepływ działają: siła bezwładności wynikająca z jego masy oraz siła lepkości, która hamuje przepływ, powodując powstawanie siły stycznej do powierzchni skierowanej przeciwnie do przepływu. Może również występować siła pochodząca od ciśnienia, hamująca lub przyspieszająca, w zależności od wzrostu lub spadku ciśnienia w kierunku przepływu. Wypadkowe działanie tych sił powoduje możliwość powstania ruchu powrotnego, zwanego oderwaniem warstwy przyściennej. Punkt na powierzchni, do którego zawraca przepływ to punkt oderwania (separacji) warstwy przyściennej. Czasem używa się również określenia bąbel oderwania (separacji), gdyż oderwanie występuje na pewnej długości ciała opływającego. Za punktem separacji formuje się obszar przepływu przeciwnego mającego formę wiru. Lokalizacja obszaru na powierzchni opływającego ciała, w którym zachodzi zjawisko separacji warstwy przyściennej zależy przede wszystkim od kształtu ciała oraz od chropowatości jego powierzchni, prędkości i charakteru samego przepływu, który może być laminarny lub turbulentny. W przypadku

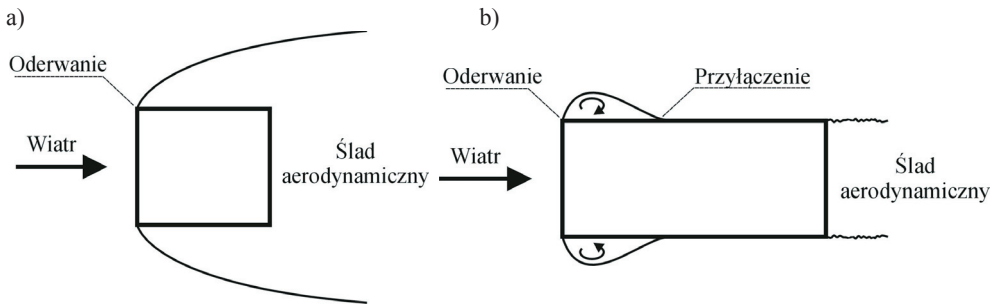
przepływu laminarnego, czyli takiego, który odbywa się w równoległych warstwach, bez zakłóceń między nimi, oderwanie występuje wcześniej niż w przypadku przepływu turbulentnego, czyli takiego, w którym między warstwami występuje wymiana elementów płynu. Dalsze położenie punktu oderwania w przepływie turbulentnym, spowodowane jest dostarczaniem energii kinetycznej od elementów znajdujących się dalej od powierzchni do tych przy samej powierzchni, dzięki czemu w pewnym stopniu niwelowane jest działanie sił hamujących. Wiry powstające w przepływie w skutek oderwania warstwy przyściennej, mogą powodować duże wartości ssania na powierzchni obiektu, największe w bezpośrednim sąsiedztwie punktu oderwania. Bezwymiarowym parametrem, którym wygodnie się posługiwać w trakcie analizowania przepływów, jest liczba Reynoldsa, Re , uwzględniająca stosunek sił bezwładności do lepkości i zdefiniowana jako:

$$Re = \frac{\rho L^3 \cdot \frac{U}{T}}{\mu \frac{U}{L} \cdot L^2} = \frac{\rho L^2}{\mu T} = \frac{\rho L^2}{\mu \frac{L}{U}} = \frac{\rho UL}{\mu} = \frac{UL}{\nu}, \quad (4.9)$$

gdzie: ρL^3 – masa płynu, U/T – przyspieszenie (siła bezwładności = masa x przyspieszenie), $\mu U/L$ – naprężenia styczne w płynie, L^2 – powierzchnia oddziaływania (siła lepkości = naprężenia styczne x powierzchnia), L – wymiar charakterystyczny, U – prędkość przepływu, ρ , μ , ν – gęstość, lepkość dynamiczna i kinematyczna powietrza, T – czas przepływu równy L/U .

Wysokie wartości Re oznaczają dominację efektów bezwładności, gdy są niskie, wtedy przeważają efekty lepkości. W praktycznych zagadnieniach zakres liczby Re jest bardzo szeroki, od 0 do 10^8 – 10^9 , ale w inżynierii wiatrowej są to wartości przeważnie powyżej 10^4 – 10^5 . W poszczególnych zakresach liczby Re występują inne zjawiska związane z oderwaniem, które różnią się zasadniczo w zależności od kształtu opływającego ciała. Inaczej wygląda opływ wokół ciał tzw. opływowych wydłużonych w kierunku przepływu o krawędziach zaokrąglonych (lotniczych), inaczej dla ciał o przekrojach zbliżonych do koła lub elipsy, inaczej dla ciał nieopływowych z ostrymi krawędziami po stronie nawietrznej lub bocznej o przekrojach zbliżonych do kwadratu lub prostokąta, a jeszcze inaczej dla ciał z ostrymi krawędziami wydłużonych w kierunku przepływu.

Tematem niniejszej pracy jest opływ wokół obiektów o prostokątnym przekroju poprzecznym i dla takiej grupy omówiono jego charakterystykę. W przypadku ciał posiadających po stronie nawietrznej ostre krawędzie, właśnie na nich występuje oderwanie warstwy przyściennej. Przy stosunkowo niskich wartościach Re , większych od ok. 1000 (Flaga, 1983), a więc i niskich prędkościach, przepływ za ciałem ma charakter nieustalony i wirowy. Biorąc pod uwagę ciało niewydłużone, o przekroju poprzecznym zbliżonym do kwadratu, wiry odrywają się na krawędziach i spływając za nie tworząc dość szeroki ślad aerodynamiczny (Rys. 9a). W przypadku przekrojów wydłużonych w kierunku przepływu, warstwa przyścienne odrywa się na krawędziach nawietrznych, następnie przy ścianach bocznych przylega do powierzchni (tzw. przyłączenie lub przyleganie warstwy przyściennej), by przy krawędziach zawietrznych oderwać się ponownie tworząc węższy ślad aerodynamiczny (Rys. 9b).



Rys. 9. Optyw wokół ciól z ostrymi krawędziami: a) zwartych, b) wydłużonych.

4.3. Współczynniki aerodynamiczne

Na podstawie równania Bernoulliego (4.7) można zdefiniować parcie lub ssanie, czyli obciążenia działające na ciało umieszczone w przepływie powietrza, które są prostopadłe do jego powierzchni. Przyjmijmy, że A i B to punkty położone odpowiednio w obszarze przepływu niezaburzonego przed ciałem i na powierzchni nawierzchni ciała, blisko jego środka. Wtedy, równanie Bernoulliego można zapisać w formie:

$$\frac{1}{2}\rho u_A^2 + p_A = \frac{1}{2}\rho u_B^2 + p_B. \quad (4.10)$$

W związku z tym, że na powierzchni ciała w tzw. punkcie spiętrzenia, w którym przepływ całkowicie wyhamowuje $u_B = 0$, wtedy:

$$\Delta p = p_B - p_A = \frac{1}{2}\rho u_A^2 = q_A, \quad (4.11)$$

gdzie: Δp – lokalne oddziaływanie przepływu na ciało, q_A – ciśnienie dynamiczne przepływu, p_A – w przypadku powietrza ciśnienie atmosferyczne.

Ciśnienie na zewnętrznych ścianach obiektów najczęściej określa się doświadczalnie. Najwygodniej podawać jest bezwymiarowe wartości współczynników ciśnienia, niezależne od prędkości wiatru. Na ich podstawie można wyznaczyć lokalne obciążenia powierzchni, wywołane różnicą między ciśnieniem w danym punkcie powierzchni i statycznym, a więc wywieranym na powierzchnię równoległą do przepływu, w obszarze przepływu niezaburzonego. W praktyce wyznacza się bezwymiarowy współczynnik, w ogólnej postaci wyrażony wzorem:

$$C_p = \frac{\Delta p}{q_A} = \frac{p_B - p_A}{q_A} \Rightarrow C_p = \frac{\Delta p}{q_\infty} = \frac{p_i - p_\infty}{q_\infty}, \quad (4.12)$$

w którym: p_i – ciśnienie w punkcie "i" na powierzchni, p_∞ i q_∞ – ciśnienie statyczne i ciśnienie prędkości wiatru w przepływie niezaburzonego przed ciałem, $q_\infty = 0,5\rho u_\infty^2$.

Jako u_∞ przeważnie przyjmuje się prędkość odniesienia u_{ref} , zmierzoną na wysokości odniesienia h_{ref} , w obszarze niezaburzonego przed budynkiem, w przypadku badań modelowych i pomiarów in situ w terenie otwartym. W przypadku badań in-situ w terenie zabu-

dowanym, gdzie zmierzenie niezaburzonego ciśnienia atmosferycznego jest w zasadzie niemożliwe, prędkość u_{ref} przyjmuje się wewnątrz budynku (Geurts, 1997, Levitan, 1993).

Równanie Bernoulliego nie jest ważne w obszarze oderwania warstwy przyściennej i w obszarze wzbudzenia, ale daje dość dokładne przybliżenie współczynników ciśnienia zewnętrznego, pod warunkiem przyjęcia u_{ref} poza obszarem warstwy przyściennej i wzbudzenia (Holmes, 2004).

Biorąc pod uwagę turbulentny charakter oddziaływania wiatru na budowlę, współczynniki aerodynamiczne są stochastycznymi funkcjami przestrzenno-czasowymi, których charakterystyki można wyrazić w postaci (por. Holmes, 2004, Flaga, 2008, Żurański, 1978):

- współczynnika średniej wartości ciśnienia zewnętrznego:

$$C_{p,mean} = \bar{C}_p = C_p = \frac{\bar{p}}{0,5\rho\bar{u}_{ref}^2}, \quad (4.13)$$

- fluktuacji współczynnika ciśnienia zewnętrznego:

$$C_{p,fluk}(t) = C'_p(t) = \frac{p_i(t)}{0,5\rho\bar{u}_{ref}^2}, \quad (4.14)$$

- odchylenia standardowego fluktuacji ciśnienia zewnętrznego (często definiowanego jako wartość średnia kwadratowa – rms, *root mean square*):

$$C_{p,rms} = C'_p = \frac{\sigma_p}{0,5\rho\bar{u}_{ref}^2}, \quad (4.15)$$

- wartości maksymalnej i minimalnej fluktuacji ciśnienia zewnętrznego:

$$C_{p,max} = \frac{p_{max}}{0,5\rho\bar{u}_{ref}^2} \quad \text{lub} \quad C_{p,min} = \frac{p_{min}}{0,5\rho\bar{u}_{ref}^2}. \quad (4.16)$$

W powyższych wzorach: $p_i(t)$, \bar{p} , p_{max} i p_{min} – odpowiednio ciśnienie zmienne w czasie t , ciśnienie średnie, maksymalne i minimalne wyznaczone na konkretnym kroku czasowym, σ_p – odchylenie standardowe ciśnienia, \bar{u}_{ref} – średnia prędkość na wysokości odniesienia.

Powyższe współczynniki spełniają równania:

$$C_{p,max} = \bar{C}_p + g_p C_{p,rms} \quad (4.17)$$

oraz

$$C_{p,max} = \bar{C}_p + C_{p,fluk}(t), \quad (4.18)$$

w których: g_p – współczynniki szczytowy dla ciśnienia. W powyższych wzorach pominięto zależność wartości współczynników od położenia, a więc $C(z) = C$.

Różnice ciśnienia na powierzchniach nawietrznych i zawietrznych, jak również występowanie tarcia na powierzchniach bocznych, powodują powstanie wypadkowej siły aerodynamicznej i momentu aerodynamicznego, które w przepływie trójwymiarowym można zapisać jako:

- opór aerodynamiczny: $P_x = qAC_x$, (4.19)

- siłę boczną: $P_y = qAC_y$, (4.20)

- siłę nośną: $P_z = qAC_z$, (4.21)

- momenty zginające: $M_x = qAbC_{mx}$ i $M_y = qAbC_{my}$, (4.22)

- moment skręcający: $M_z = qAbC_{mz}$. (4.23)

W powyższych wzorach: x, y, z – osie związane z przepływem (por. równ. 3.1), q – ciśnienie prędkości wiatru, A – powierzchnia odniesienia, nie koniecznie ta, na którą oddziałuje wiatr, często przyjmowana jako powierzchnia ściany frontowej (Holmes, 2004), b – długość odniesienia, C_x, C_y, C_z – bezwymiarowe współczynniki oporu, siły bocznej i nośnej, C_{mx}, C_{my}, C_{mz} – bezwymiarowe współczynniki składowych momentu aerodynamicznego. Współczynniki aerodynamiczne wyznacza się w układzie osi związanych ze średnim kierunkiem wiatru x, y, z . Przejście na siły oddziałujące na obiekt, prostopadłe do jego ścian odbywa się za pomocą prostych przekształceń trygonometrycznych. Współczynniki aerodynamiczne zależą więc od kąta natarcia wiatru, natomiast siły aerodynamiczne od wartości współczynników. Współczynnik oporu oznacza się również jako C_D , (od *drag* – opór), zaś współczynnik siły bocznej C_L (od *lift* – siła nośna, przy konstrukcjach pionowych – boczna).

Wartości współczynników aerodynamicznych sił można określać analogicznie jak współczynniki aerodynamiczne ciśnienia, z następujących wzorów (por. Żurański, 1978, Lawson, 2001, Simiu i Scanlan, 1996, Holmes, 2004, Dyrbye i Hansen, 1997, Flaga, 2008):

$$C_x = \frac{\bar{P}_x}{0,5\rho\bar{u}_{ref}^2 A}, \quad C_y = \frac{\bar{P}_y}{0,5\rho\bar{u}_{ref}^2 A}, \quad C_z = \frac{\bar{P}_z}{0,5\rho\bar{u}_{ref}^2 A}, \quad (4.24)$$

$$C_{mx} = \frac{\bar{M}_x}{0,5\rho\bar{u}_{ref}^2 Ab}, \quad C_{my} = \frac{\bar{M}_y}{0,5\rho\bar{u}_{ref}^2 Ab}, \quad C_{mz} = \frac{\bar{M}_z}{0,5\rho\bar{u}_{ref}^2 Ab}. \quad (4.25)$$

Do każdego współczynnika można, podobnie jak w przypadku ciśnienia, odnieść wartości średnie i odchylenia standardowe.

Współczynniki ciśnienia trudno jest wyznaczać na powierzchniach rzeczywistych budowli, w związku z oczywistym powodem, jakim są koszty. Większość badań wykonuje się więc w warunkach modelowych, najczęściej w tunelach aerodynamicznych.

4.4. Zależność współczynników aerodynamicznych od parametrów przepływu

Ciśnienie działające na konstrukcję, a więc i współczynniki aerodynamiczne, są wielkościami zależnymi od szeregu parametrów związanych z geometrią budowli i charakterystykami przepływu. W niniejszym podrozdziale przedstawiono podstawowe zależności współczynników aerodynamicznych, w odniesieniu do przekrojów nieopływowych, zbliżonych do kwadratu lub prostokąta. Natomiast szeroki i szczegółowy opis badań współczynników aerodynamicznych ciśnienia i sił przedstawiono w kolejnych rozdziałach, jak również na podstawie pomiarów własnych w Części II książki.

Wpływ smukłości przekroju.

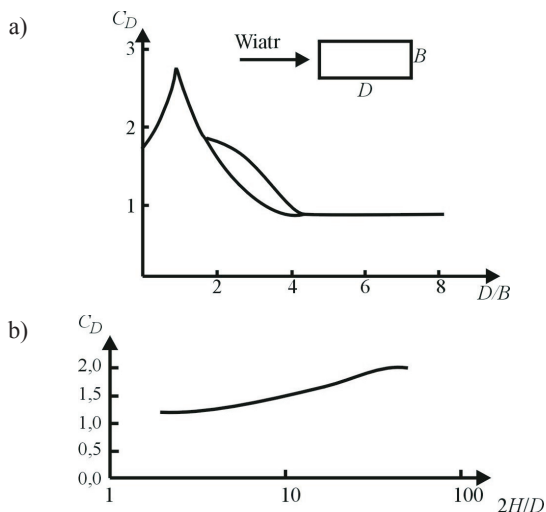
Na Rys. 10a przedstawiono zmiany współczynnika oporu C_D w funkcji smukłości przekroju. Wartości C_D rosną dla małych smukłości, osiągają maksimum dla ok. $D/B = 0,65-0,7$, następnie spadają w przybliżeniu do 1,0 dla $D/B \approx 5$ (Holmes, 2004). Obszar na wykresie między liniami oznacza zakres wartości C_D uzyskanych przy różnej turbulencji.

Wpływ smukłości obiektu.

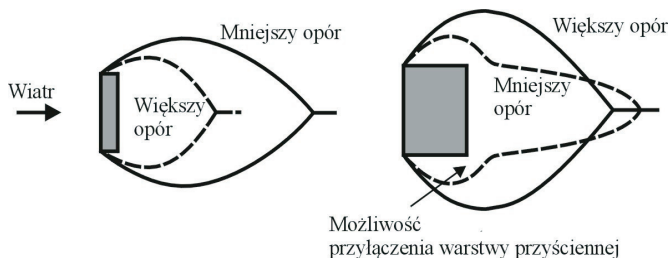
Wartości współczynników aerodynamicznych zmieniają się, gdy rozpatrywany obiekt jest trójwymiarowy. Formuje się wtedy dodatkowy opływ wokół swobodnego wierzchołka, a oderwana na jego krawędzi warstwa przyścienna i tworzące się wiry wchodzą w interakcje z wirami odrywającymi się z krawędzi nawietrznych ścian bocznych. Powoduje to znaczne zmiany rozkładów ciśnienia na wszystkich ścianach i skutkuje m.in. zmniejszeniem współczynnika oporu C_D , w porównaniu do przekroju płaskiego. Na Rys. 10b pokazano przykład zmian C_D dla przekroju kwadratowego, w warunkach przepływu ustalonego bez turbulencji, w funkcji smukłości zdefiniowanej jako $2H/D$, gdzie H to wysokość obiektu.

Wpływ turbulencji.

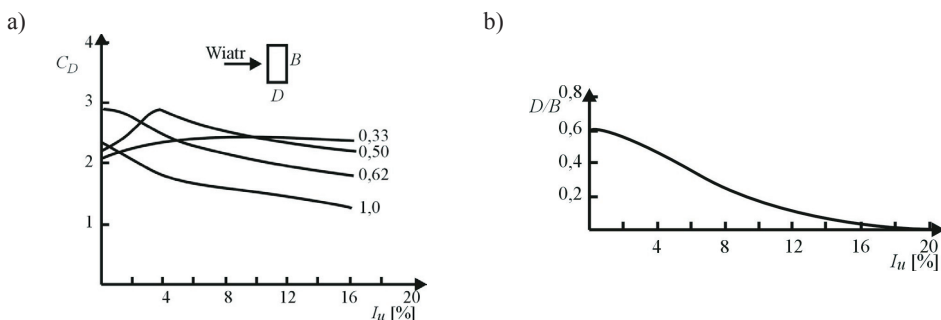
Współczynniki aerodynamiczne zależą od intensywności I_u oraz skali długości turbulencji L_u . Turbulencja przeważnie redukuje oderwanie się warstwy przyściennej i ma bardzo duży wpływ na rozkłady ciśnienia, głównie na ścianach bocznych i tylnej. Jak stwierdzili Laneville i in. (1977), turbulencja przepływu wywołuje m.in. zmniejszenie kąta, przy którym odrywa się w narożach warstwa przyścienna (Rys. 11). Zmniejszenie kąta sprawia, że stosunek D/B , dla którego występuje maksymalna wartość C_D , będzie zmniejszał się wraz ze wzrostem intensywności turbulencji (Laneville i in., 1977, Holmes, 2004, Flay, 2013). Na Rys. 12 przedstawiono zależności zmian C_D od intensywności turbulencji I_u , dla różnych stosunków D/B oraz zależność smukłości przekroju D/B , dla której osiągnięto maksymalne C_D , od intensywności turbulencji I_u .



Rys. 10. Zależność współczynnika C_D od: a) smukłości przekroju D/B (Simiu i Scanlan, 1996), b) smukłości obiektu $2H/D$ (Holmes, 2004).



Rys. 11. Wpływ turbulencji na oderwanie warstwy przyściennej, linia ciągła – przepływ z niską turbulencją, linia przerywana – przepływ z wysoką turbulencją (Laneville i in., 1977).



Rys. 12. Wpływ turbulencji na współczynnik oporu C_D , a) zależność C_D od I_u , b) zależność smukłości D/B (dla której osiągnięto maksymalne C_D) od I_u (Laneville i in., 1977).

4.5. Badania modelowe i kryteria podobieństwa

4.5.1. Twierdzenie Buckinghama

Strukturę wiatru, jak również zachowanie się konstrukcji znajdującej się w przepływie, można badać w skali rzeczywistej (in-situ), modelowej, numerycznie lub wykorzystując podejścia teoretyczne, które następnie i tak trzeba zweryfikować doświadczalnie. Wydaje się, że przy obecnym stanie wiedzy optymalną formą eksperymentu są badania modelowe, które w zakresie inżynierii wiatrowej i aerodynamiki budowli prowadzi się w tunelach aerodynamicznych.

W trakcie badań w tunelach aerodynamicznych można mierzyć m.in. ciśnienie działające na zewnętrzne powierzchnie budynków, globalne siły aerodynamiczne działające na model, czy też zachowanie aeroelastyczne konstrukcji przy oddziaływaniu wiatru. W trakcie tworzenia modelu badawczego pojawiają się dwa pytania:

- jaki powinien być model konstrukcji ustawionej w tunelu,
- jaka powinna być struktura wiatru w tunelu,

aby jak najdokładniej odwzorować warunki panujące w rzeczywistości?

Odpowiedź na pierwsze pytanie wydaje się prosta – odpowiednio zmniejszyć model. W przypadku, gdy bada się własności aeroelastyczne, samo zmniejszenie wymiarów jest niewystarczające i konieczne jest również np. przeskalowanie sztywności i masy. W pewnych sytuacjach modelowania przepływu uzasadnione jest przyjmowanie jego jednorodnej struktury

ry. Ma to miejsce w badaniach na temat danego zjawiska, np. odrywania się wirów i tworzenia bąbla separacji. W większości zagadnień aerodynamiki budowlanej niezbędne jest jednak przyjęcie przepływu odpowiadającego rzeczywistemu, pod względem pionowych zmian prędkości średniej (profilu), turbulencji (intensywności i skali) oraz charakterystyk częstotliwościowych (korelacji i gęstości widmowej mocy) w trzech prostopadłych kierunkach.

Dokładne odwzorowanie modelu i przepływu najczęściej nie jest możliwe, a więc wyniki są obciążone błędami, które jednak można minimalizować przez zapewnienie odpowiedniego podobieństwa między modelem i rzeczywistą konstrukcją oraz między warstwą przyścienną w tunelu i atmosferyczną warstwą przyziemną. Tak zwane prawa modelowania opisują warunki i założenia eksperymentów oraz ich poprawną interpretację w odniesieniu do rzeczywistych konstrukcji i przepływów. Konieczne jest więc spełnienie pewnych kryteriów podobieństwa między modelowaniem a rzeczywistością, aby wyniki uzyskane w tunelu aerodynamicznym można było bezpośrednio zastosować do konstrukcji rzeczywistej. Można stwierdzić, że kryteria podobieństwa to zasady umożliwiające ustalenie, czy opisywane zjawisko i jego realizacja doświadczalna mogą być uznane za tożsame. Kryteria podobieństwa mogą zostać określone na podstawie analizy wymiarowej dotyczącej konkretnego zagadnienia. Podstawą analizy wymiarowej jest twierdzenie Buckinghama, inaczej twierdzenie Π (Buckingham, 1914), które pozwala na wyrażenie praw fizycznych za pomocą wielkości bezwymiarowych. Twierdzenie Π można zapisać w postaci:

$$\Pi = f(\Pi_1, \Pi_2, \dots, \Pi_i, \dots, \Pi_n), \quad (4.26)$$

gdzie: Π oraz Π_i są wielkościami bezwymiarowymi i stanowią kryteria podobieństwa dla danego zjawiska. W mechanice, wszystkie wielkości wymiarowe (prędkość, ciśnienie, przyspieszenie, itp.) można wyrazić za pomocą kombinacji trzech jednostek miar podstawowych: masy (M), długości (L), czasu (T):

$$W = M^\alpha L^\beta T^\gamma, \quad (4.27)$$

gdzie: α, β, γ – wykładniki rzeczywiste.

Według twierdzenia Π każdą funkcję n parametrów wymiarowych a_n , z których k (w mechanice $k = 3$) ma wymiary podstawowe (M, L, T):

$$a = f(a_1, \dots, a_k, \dots, a_n) \quad (4.28)$$

można wyrazić za pomocą $n-k$ parametrów bezwymiarowych, niezależnych od układu jednostek miar:

$$\Pi_{k+1} = \frac{a_{k+1}}{a_1^{\alpha_1} \cdot \dots \cdot a_k^{\alpha_k}}. \quad (4.29)$$

Gdy dla dwóch zjawisk fizycznych parametry Π będą identyczne, to zjawiska będą przebiegały identycznie, pomimo różnych parametrów a . Wielkości bezwymiarowe Π można więc uznać za kryteria podobieństwa.

Jak już wiadomo, wykonując badania w tunelach aerodynamicznych należy spełnić kryteria podobieństwa modelu i przepływu. Siły oddziaływania wiatru na konstrukcję i jej

zachowanie się w przepływie zależą od szeregu parametrów, przykładowo: kształtu konstrukcji, kierunku przepływu, gęstości powietrza ρ , lepkości dynamicznej powietrza μ , średniej prędkości przepływu \bar{U} , wysokości chropowatości z_0 określającej profil wiatru, odchylenia standardowego turbulencji $\sigma_u, \sigma_v, \sigma_w$, skali długości turbulencji L_u, L_v, L_w , charakterystycznego wymiaru konstrukcji D , modułu sprężystości i modułu odkształcalności postaciowej konstrukcji E, G , gęstości konstrukcji ρ_k , tłumienia, np. w formie logarytmicznego dekrementu δ , przyspieszenia ziemskiego g , częstotliwości drgań f . Zgodnie z twierdzeniem Π , powyższy zestaw dziewiętnastu parametrów można zredukować do szesnastu niezależnych bezwymiarowych wielkości. Wymienione parametry przepływu i konstrukcji są przykładowymi, a ich dobór zależy od rozpatrywanego zjawiska. Część z nich można przeskalować w sposób prosty, np. zmniejszając w modelu proporcjonalnie wymiary czy gęstość. Aby jednak spełnić wymogi podobieństwa, kombinacje innych parametrów również muszą pozostawać w ściśle określonym stosunku. Aby przeprowadzić analizę podobieństwa zjawisk, w pierwszej kolejności należy określić zestaw parametrów fizycznych, które opisują dane zjawisko, a następnie określić parametry bezwymiarowe, które stanowią kryteria.

4.5.2. Przykład zastosowania analizy wymiarowej

Sposób doboru kryteriów przedstawiono poniżej, na przykładzie siły wywieranej przez wiatr na konstrukcję. W uproszczeniu zakłada się, że siła takiego oddziaływania F zależy od: ρ, U, D, f, μ, g , można więc zapisać, zgodnie z równaniem (4.26):

$$F = \rho^\alpha U^\beta D^\gamma f^\delta \mu^\varepsilon g^\xi. \quad (4.30)$$

Wymiary wszystkich parametrów można wyrazić za pomocą trzech miar podstawowych M, L, T (F [$\text{kg} \cdot \text{m}/\text{s}^2$], ρ [kg/m^3], U [m/s], D [m], f [$1/\text{s}$], μ [$\text{kg}/(\text{m} \cdot \text{s})$], g [m/s^2]). Równanie (4.30) można przekształcić, wykorzystując ekwiwalentne wielkości wymiarowe:

$$\frac{ML}{T^2} = \left(\frac{M}{L^3}\right)^\alpha \left(\frac{L}{T}\right)^\beta (L)^\gamma \left(\frac{1}{T}\right)^\delta \left(\frac{M}{LT}\right)^\varepsilon \left(\frac{L}{T^2}\right)^\xi. \quad (4.31)$$

Porównanie potęg prowadzi do układu równań:

$$\begin{cases} M \rightarrow 1 = \alpha + \varepsilon \\ L \rightarrow 1 = -3\alpha + \beta + \gamma - \varepsilon + \xi, \\ T \rightarrow -2 = -\beta - \delta - \varepsilon - 2\xi \end{cases} \quad (4.32)$$

z którego można wyznaczyć trzy dowolne potęgi, w zależności od trzech pozostałych, np.:

$$\begin{cases} \alpha = 1 - \varepsilon \\ \beta = 2 - \delta - \varepsilon - 2\xi, \\ \gamma = 2 - \varepsilon + \delta + \xi \end{cases} \quad (4.33)$$

Siła F może wówczas zostać zapisana w formie:

$$F = \rho^{1-\varepsilon} U^{2-\delta-\varepsilon-2\xi} D^{2-\varepsilon+\delta+\xi} f^\delta \mu^\varepsilon g^\xi \quad (4.34)$$

i po pogrupowaniu potęg:

$$F = \rho U^2 D^2 \left(\frac{Df}{U} \right)^\delta \left(\frac{\mu}{\rho U D} \right)^\varepsilon \left(\frac{gD}{U^2} \right)^\xi \quad \text{lub} \quad \frac{F}{\rho U^2 D^2} = \left(\frac{Df}{U} \right)^\delta \left(\frac{\mu}{\rho U D} \right)^\varepsilon \left(\frac{gD}{U^2} \right)^\xi. \quad (4.35)$$

Wielkość bezwymiarowa $F/(\rho U^2 D^2)$, będąca współczynnikiem siły aerodynamicznej, zależy od trzech wielkości bezwymiarowych, których interpretacja jest następująca:

- Df/V – jeśli f oznacza częstotliwość odrywania się wirów, to jest to liczba Strouhala (St). Jeśli D zastąpi się przez z – wysokość nad terenem, a U przez prędkość średnią \bar{U} , to otrzymuje się bezwymiarową współrzędną Monina. Jeśli f oznacza parametr Coriolisa f_c , to otrzymuje się liczbę Rossby’ego (Ro).
- $\mu/(\rho U D)$ – uwzględniając $\nu = \mu/\rho$, otrzymuje się odwrotność liczby Reynoldsa (Re).
- gD/U^2 – odwrotność wyrażenia to liczba Froude’a.

Przeważnie spełnienie wszystkich wyznaczonych kryteriów podobieństwa przy pomiarach modelowych jest niemożliwe, a ich wybór stanowi pewnego rodzaju kompromis między możliwością stworzenia modelu i dokładnością wyników.

4.5.3. Zestawienie podstawowych kryteriów podobieństwa w aerodynamice

W Tabeli 2 zestawiono najczęściej wykorzystywane w aerodynamice budowli kryteria podobieństwa i liczby bezwymiarowe.

Tabela 2. Kryteria podobieństwa, najczęściej wykorzystywane w aerodynamice.

Oznaczenie	Interpretacja
$\frac{\rho_k}{\rho_m}$	Stosunek gęstości konstrukcji i modelu
$\frac{D}{B}, \frac{H}{D}, \frac{H}{\sqrt{BD}}$	λ_p – smukłość przekroju λ_k – smukłość konstrukcji (B, D, L – wymiary konstrukcji, np. B, D – wymiary przekroju poprzecznego, L – wysokość)
$\frac{H}{z_0}, \frac{Z_0}{z_0} = \frac{H_{budynek}}{H}$	Je – liczba Jensena (Z_0, z_0 – parametr chropowatości w naturze i w tunelu $H_{budynek}, H$ – wysokość obiektu w naturze i w tunelu)
$\frac{\sigma_u}{\bar{U}}, \frac{\sigma_v}{\bar{U}}, \frac{\sigma_w}{\bar{U}}$	I_u, I_v, I_w – intensywność turbulencji składowych prędkości
$\frac{L_u}{L}, \frac{L_v}{L}, \frac{L_w}{L}$	Stosunek skali długości turbulencji do wymiaru konstrukcji
$\frac{Df}{U}, \frac{zf}{\bar{U}}, \frac{Df_c}{U}$	St – liczba Strouhala współrzędna Monina Ro – liczba Rossby’ego
$\frac{UD}{\nu}$	Re – Liczba Reynoldsa

Oznaczenie	Interpretacja
$\frac{U^2}{gD}$	Fr – liczba Froude’a
$\frac{\bar{U}}{a}$	Ma – liczba Macha (a – prędkość dźwięku)
$\frac{\mu C_p}{\lambda}$	Pr – liczba Prandtla (dla zjawisk uwzględniających wpływy termiczne, λ – przewodność cieplna, C_p – ciepło właściwe)
$\frac{U^2}{TC_p}$	Ec – liczba Eckerta (dla zjawisk uwzględniających wpływy termiczne, T – temperatura bezwzględna)
$\frac{\Delta T}{T} \frac{\rho D}{U^2}$	Ri – liczba Richardsona (dla zjawisk uwzględniających wpływy termiczne)
$\frac{EJ}{\rho \bar{U}^2 D^4}, \frac{GJ_s}{\rho \bar{U}^2 D^4}, \frac{EA}{\rho \bar{U}^2 D^2}$	Ca – liczba Cauchego (EJ, GJ_s, EA – sztywności przy zginaniu, skręcaniu i rozciąganiu)
$\frac{\rho D^2}{2m}, \frac{2m\delta_s}{\rho D^2}$	Bezwymiarowy parametr masy Sc – liczba Scrutona (ρ – gęstość, δ_s – logarytmiczny dekrement konstrukcyjnego tłumienia)

5. Odzworowanie warstwy przyściennej w tunelach aerodynamicznych

Opis matematyczny warstwy przyziemnej w warunkach atmosferycznych, w zależności od kategorii terenu zaproponował Davenport (1960, 1961, 1965b). Od lat 60-tych XX wieku postępuje uszczegółowienie tego opisu na podstawie coraz większej liczby danych pomiarowych. Różne modyfikacje zaproponowali m.in. Simiu i Scanlan (1996), Dyrbye i Hansen (1997), Holmes (2004), Żurański (2005), Tieleman (2008).

Najwięcej danych w inżynierii wiatrowej dostarczają oczywiście badania w skali rzeczywistej, ale równie ważne, a z pewnością tańsze i prostsze do przeprowadzenia są badania modelowe, które w zakresie aerodynamiki konstrukcji wykonywane są najczęściej w tunelach aerodynamicznych z warstwą przyścienną (Flaga, 2008). W takich obiektach istnieje możliwość odzworowania przepływu o parametrach odpowiadających atmosferycznej warstwie przyziemnej występującej w rzeczywistości. Przy stosunkowo niewysokich prędkościach (przeważnie do 30 m/s) ważne jest dobranie odpowiednich charakterystyk wiatru, takich jak: profil średniej prędkości, profil turbulencji, skala długości turbulencji oraz funkcje gęstości widmowej mocy. W celu uzyskania poprawnych wielkości, zgodnych z rzeczywistym działaniem wiatru, w tunelach aerodynamicznych wykorzystuje się dwie metody: bierną i czynną. W metodzie biernej, warstwę przyścienną uzyskuje się stosując zestawy klocków lub szorstkich dywanów nadających chropowatość podłoża oraz iglic, barierek i siatek umieszczonych na wlocie tunelu, kształtujących turbulencje przepływu (Counihan, 1969, 1973, Cook, 1975, 1978). W metodzie aktywnej do generowania przepływu mogą zostać wykorzystane niezależne źródła strumieni powietrza, np. bateria wentylatorów, ustawione na wlocie układy ruchomych elementów, czy dodatkowe wentylatory ustawione prostopadłe do głównego kierunku wiatru (Flaga, 2008). Obie metody zostały stworzone dość dawno, ale wciąż wraz z pojawiającymi się nowymi możliwościami technicznymi, prowadzone są badania nad efektywniejszymi sposobami ich stosowania.

Wiele danych, pochodzących z wczesnych lat rozwoju inżynierii wiatrowej, odnoszących się do sposobów odzworowania warstwy przyściennej i konkretnych jej parametrów w różnych tunelach aerodynamicznych na świecie, zostało zebranych w pracy Hunta i Fernholza (1975). W większości opisanych w niej tuneli warstwa przyścienna odzwzorowana była metodą bierną. Ostatnie badania (Farell i Iyengar, 1999, Iyengar i Farell, 2001, Gu i Quan, 2004, Nagai, 2005, Rodrigo i in., 2007, Kozmar, 2009, 2010, 2011a, 2011b, 2011c, 2012) wykorzystujące metodę Counihana (metodę bierną), wykazują w przypadku terenu otwartego, zabudowanego i miejskiego, coraz lepszą zgodność między atmosferyczną warstwą przyziemną, a przepływem uzyskanym w tunelach.

Kozmar w kolejnych pracach opisał badania dotyczące odzworowania warstwy przyściennej w przypadkach różnych chropowatości terenu: otwartego, słabo zabudowanego i miejskiego (Kozmar, 2009, 2011b, 2011c) oraz bardziej szczegółowo dla wariantów terenu otwartego (Kozmar, 2012) i terenu miejskiego o różnych parametrach intensywności turbulencji i skali długości turbulencji (Kozmar, 2010, 2011a). Dokładne badania pola wiatru obejmowały pomiary średniej prędkości, intensywności i skali długości turbulencji w trzech kierunkach oraz gęstości widmowej mocy wyznaczanej zgodnie ze spektrum von Karmana i Kołmogorowa. Wszystkie wielkości wykazały zadowalającą zgodność z wyni-

kami pomiarów w skali naturalnej zestawionymi w ESDU 85020 (1985), ESDU 74031 (1974) oraz uzyskanymi przez wielu innych autorów w analogicznych badaniach.

Porównanie danych atmosferycznych i pomiarów w tunelu, obejmujące profile średniej prędkości wiatru, intensywność i skale długości turbulencji oraz gęstości widmowe mocy (von Karmana) w terenie miejskim, zostało przedstawione w pracach Farella i Iyengara (1999) oraz Iyengara i Farella (2001). Autorzy badali wpływ ustawienia elementów generujących chropowatość na uzyskanie odpowiedniej warstwy przyściennej. Ponadto, podali sposób określania parametru chropowatości podłoża z_0 na podstawie badań modelowych.

Kalibrację tunelu przez sprawdzenie parametrów warstwy przyściennej opisali również Witter i Möller (2000), odwzorowując przepływ w terenie zabudowanym.

Metodę Counihana do odwzorowania warstwy przyściennej w terenie miejskim wykorzystali także Balendra i in. (2002). W porównaniach skupili się na skali długości turbulencji i gęstościach widmowych mocy podawanych przez Eurokod 1, von Kármána i Kaimala.

Varshney i Poddar (2011, 2012) oraz Varshney (2012) prowadzili studia nad kontrolowaniem własności przestrzennych przepływu, modyfikując elementy nadające chropowatość terenu i turbulizujące, w przypadku terenu zabudowanego. W ramach swoich prac, porównali zmierzone wartości intensywności i skali długości turbulencji oraz gęstości widmowej mocy z wytycznymi proponowanymi przez ESDU.

Zmodyfikowana metoda Counihana zastosowana w pracy Bortoliego i in. (2002) pozwoliła uzyskać zadowalającą zgodność parametrów przepływu w terenie zabudowanym i dość słabą w terenie otwartym, ze skalą rzeczywistą. W przypadku terenu otwartego wystąpiły problemy związane z dużymi różnicami skalowania modelu wzdłuż wysokości warstwy przyściennej.

Zmodyfikowaną metodę pasywną, polegającą na zmianie kąta rozwarcia trójkątnych iglic, pokazano również w pracy Chena i in. (2009), w której odwzorowano przepływ zgodny z terenem otwartym, zabudowanym oraz miejskim.

Rozważania na temat modyfikacji pola wiatru za pomocą siatek oraz trójkątnych iglic ustawionych w różnych konfiguracjach na wlocie tunelu, nadających odpowiednią turbulencję przepływu, w krótkim tunelu aerodynamicznym przeprowadzili Wall i in. (2011).

Metoda wyznaczania parametru chropowatości powierzchni z_0 , na podstawie odwzorowania warstwy przyściennej w tunelu, została opisana przez Liu i in. (2003). Autorzy porównali dane z tunelu, przeskalowane do wyników ze skali rzeczywistej rekomendowanych przez ESDU 74030 (1974) i ESDU 74031 (1974), dotyczące intensywności turbulencji. Na tej podstawie określili parametr chropowatości powierzchni w tunelu z_0 , który wykorzystywany jest w profilach potęgowym i logarytmicznym opisujących prędkość średnią.

Znaczenie poprawnego oszacowania parametru z_0 , na wyniki eksperymentów prowadzonych w tunelach, wykazał Bottema (1996). Przeanalizował różne źródła błędów szacowania z_0 i podał sugestie pozwalające na ich ograniczenie. Uwagę na duży rozrzut wartości parametru chropowatości podłoża określanego na podstawie badań prędkości wiatru, zarówno w skali rzeczywistej jak i modelowej, zwrócił również MacDonald i in. (1998). Według niego, główną przyczyną niedokładności w szacowaniu z_0 jest jego obliczanie z wyznaczonego profilu prędkości, polegające na dopasowywaniu krzywej logarytmicznej

czy potęgowej do wyników pomiarów. Szczególnie duże ryzyko niedokładnego określenia z_0 występuje w terenie zabudowanym. Jia i in. (1998) przedstawili wyniki badań dotyczących parametru z_0 , w zależności od rozstawu klocków generujących warstwę przyścinną i zaproponowali wzory opisujące ten parametr. Prosta metoda szacowania z_0 , prędkości ścinania u_τ i parametru wysokości średniej zabudowy d , zaproponowali Karimpour i in. (2012).

Wiele informacji na temat odwzorowania warstwy przyściennej podawanych jest przy okazji badań różnych obiektów budowlanych. Przykładowo, przepływ w terenie otwartym i terenie wybrzeża morskiego, przy badaniu żurawia przeładunkowego znajdującego się w porcie, odwzorowali Lee i Kang (2008). Z kolei Gu i Quan (2004) określając odpowiedź dynamiczną wysokich budynków na działanie wiatru dokonali pomiarów warstwy przyściennej dla wszystkich kategorii terenu. Wszystkie badania, które szczegółowo opisano w rozdziale 6.3.2, również wymagały wcześniejszego określenia parametrów struktury wiatru.

Metoda aktywna odwzorowania warstwy przyściennej jest wykorzystywana stosunkowo rzadziej od biernej, głównie z powodu większych kosztów związanych z oprzyrządowaniem tuneli. Przykładowo, metodę polegającą na zastosowaniu 6 wentylatorów o komputerowo sterowanej mocy, w celu uzyskania przepływu z wysoką turbulencją, zastosowaną w krótkim tunelu aerodynamicznym (3,6 m), opisano w pracy Kikitsu i in. (1999).

Wykorzystanie kontrolowanych komputerowo 66 wentylatorów i zestawów obracających się na wlocie do tunelu płytek przedstawili Nishi i in. (1999). Średnia prędkość wiatru, intensywność i skale turbulencji oraz gęstości widmowe mocy zostały poprawnie odtworzone w trakcie badań, przy czym charakterystyki pola wiatru wzdłuż jego średniej prędkości były generowane za pomocą wentylatorów, natomiast w kierunku poprzecznym za pomocą obracających się płytek. Odwzorowanie warstwy przyściennej metodą Cunihamy i z pomocą dodatkowych 17 obracających się pionowych ostrzy zainstalowanych przy wlocie tunelu w celu uzyskania bocznych fluktuacji prędkości, przedstawił Nagai (2005).

Podobny sposób aktywnego generowania pola wiatru z wykorzystaniem baterii wentylatorów opisali Smith i in. (2012). Odwzorowanie terenu morskiego, otwartego i zabudowanego wykazało dobrą zgodność z pomiarami rzeczywistymi, w zakresie profili średniej prędkości i turbulencji, skal turbulencji i spektr. W tym przypadku, do generowania pola wiatru wykorzystano zestaw wentylatorów różnicujących prędkość przepływu wzdłuż wysokości tunelu oraz zestaw zgodnie obracających się pionowych profili lotniczych.

Odwzorowanie wiatru za pomocą klastra złożonego z 99 wentylatorów o mocy sterowanej komputerowo opisali Cao i in. (2002). Autorom udało się odwzorować zarówno charakterystyki turbulencji przepływu jak i poprawne zmiany prędkości wiatru w czasie.

Ostatnio, coraz więcej prac dotyczy odwzorowania przepływów w terenach o zmiennym ukształtowaniu. Zmiany profili średniej prędkości i turbulencji, związane z wpływem topografii, były tematem prac m.in.: Bowena (2003), Ngo i Letchforda (2009), Cao i Tamury (2006, 2007), Cao S. i in., (2012), McAuliffe i Larose (2012) (patrz również rozdział 3.2.3).

W celu podsumowania przeglądu danych na temat odwzorowania warstwy przyściennej w badaniach modelowych, opisy wybranych eksperymentów zestawiono w Tabeli 3. Dotyczą one metody pasywnej, która została również wykorzystana we własnych badaniach, opisanych w części II. W tabeli wprowadzono następujące oznaczenia: H , W , L – odpowiednio wysokość, szerokość i długość przestrzeni pomiarowej tunelu aerodynamicznego,

α – wykładnik wzoru potęgowego opisującego profil wiatru, z_0 – parametr chropowatości uzyskany w badaniach, I_u – intensywność turbulencji, S – współczynnik skalowania danych z badań modelowych do danych atmosferycznych.

Tabela 3. Przegląd badań modelowych dotyczących odwzorowania warstwy przyściennej.

Autor	Wymiary tunelu			α	z_0	$I_u^{(2)}$	S
	H	W	L				
	[m]	[m]	[m]	[-]	[mm]	[-]	[-]
Akins i Cermak (1975) ⁽¹⁾				0,26	2,79	0,25	250
Balendra i in. (2002)	1,8–2,3	2,85	19	0,29	4,8	0,23	333–417
Bortoli i in. (2002)	1,8	2,4	22,4	0,09	1,2	0,09	260–550 ⁽³⁾
				0,14		0,12	190–440
				0,24		0,23	120–250
				0,25		0,23	130–200
Chen i in. (2009)	3	4	22	0,12		0,17	
	3,5	6	21	0,16		0,2	
				0,22		0,25	
Counihan (1973) ⁽¹⁾				0,28	0,75	0,37	4000
Farell i Iyengar (1999)	1,8	1,7	16	0,28	2,4	0,25	500
Gu i Quan (2004)	1,8	1,8		0,12		0,068	500
				0,16		0,073	500
				0,22		0,1	500
				0,30		0,14 ⁽⁴⁾	500
Iyengar i Farell (2001)	1,8	1,7	16	0,25–0,28	0,5–2,4		
Kozmar (2009, 2011c)	1,8	2,7	21	0,16	0,27	0,12	389
				0,27	1,82	0,13	363
				0,35	4,69	0,14	322
Kozmar (2010, 2011a)	1,8	2,7	21	0,35	5	0,4	350
				0,35	7	0,4	230
				0,35	9	0,43	210
Kozmar (2011b)	1,8	2,7	21	0,16	0,8	0,22	292
				0,20	1,2	0,26	273
				0,37	9,2	0,43	269
Kozmar (2012)	1,8	2,7	21	0,16	0,27	0,19	395
				0,16	0,37	0,19	236
				0,16	0,8	0,21	208
Lee (1977) ⁽¹⁾	1,2	1,2		0,28	3	0,41	350
Lee i Kang (2008)	1,8	1,8	16	0,14	14	0,2	
				0,1		0,15	
Reinhold i in. (1978) ⁽¹⁾				0,28		0,28	600
Robins (1979) ⁽¹⁾				0,20–0,25	4,4	0,38	300
Varshney i Poddar (2011, 2012), Varshney (2012)	2,25	3	8,75	0,25–0,31	2,08–6,38	0,31	565–868
Witter i Möller (2000)	1,8	2,4	22,8	0,23–0,28	7,8–4,6 ⁽⁵⁾	0,23	150–25 ⁽⁵⁾
Yee-Tak Ng (1986) ⁽¹⁾				0,27	2,12		

¹ Dane na podstawie pracy Farella i Iyengara (1999).² Wartości intensywności turbulencji przy podłożu tunelu.³ Wartości S zmienne wzdłuż wysokości.⁴ Intensywność turbulencji na wysokości 0,6 m.⁵ Różne wartości otrzymane w zależności od metody wyznaczania S .

6. Przegląd pomiarów ciśnienia zewnętrznego

6.1. Informacje wstępne

Oddziaływanie wiatru na budynki wysokie o kwadratowym lub prostokątnym przekroju poprzecznym jest problemem często analizowanym w literaturze przedmiotu. Wykonano wiele pomiarów modelowych w tunelach aerodynamicznych, w skali rzeczywistej oraz, szczególnie w ostatnich latach, symulacji komputerowych opartych na CFD (*Computational Fluid Dynamics*).

Badania na budynkach rzeczywistych, czyli w skali naturalnej (w terenie, in-situ) stanowią nieoceniony zbiór danych dla inżynierii wiatrowej, służący kalibracji zarówno wyników badań modelowych w tunelach aerodynamicznych jak i metod numerycznych. Jednakże, wyników badań in-situ dotyczących oddziaływania wiatru jest stosunkowo niewiele, głównie ze względu na oczywiste problemy pojawiające się w trakcie pomiarów. Podstawowe trudności to przede wszystkim, przy dużych powierzchniach budynków, odpowiednie ich oprzyrządowanie. Problematyczny jest także miarodajny pomiar pola wiatru w obszarze niezaburzonym i przy samej konstrukcji, szczególnie gdy obiekt znajduje się w terenie silnie zurbanizowanym. Czas trwania badań musi być ponadto wystarczająco długi, aby pozwolił na uchwycenie najniekorzystniejszych sytuacji oddziaływania wiatru.

W kolejnych rozdziałach dokonano przeglądu wyników badań koncentrujących się na aspektach opływu budynków, głównie wysokich i dotyczących przede wszystkim pomiarów ciśnienia zewnętrznego oraz innych metod pozwalających na wyznaczenie współczynników aerodynamicznych. Przegląd podzielono na następujące grupy:

- badania in-situ (Rozdział 6.2),
- badania modelowe 2D w tunelach aerodynamicznych (Rozdział 6.3.1),
- badania modelowe 3D w tunelach aerodynamicznych (Rozdział 6.3.2),
- symulacje komputerowe CFD (Rozdział 7).

W historii inżynierii wiatrowej, w zakresie aerodynamiki budowli istnieje kilka obiektów, które przez ostatnie 50 lat były intensywnie badane w skali naturalnej, modelowej i w końcu za pomocą technik CFD. Są to:

- SILSOE Building – budynek skonstruowany na przełomie 1986 i 1987 r., o wymiarach $D = 24$ m, $B = 12,9$ m, $H = 5,3$ m (Richardson i Surry, 1992, Richards i Hoxey, 1992, Richardson i Blackmore, 1995, Dalley, 1996, Richardson i in., 1997) oraz SILSOE Cube – sześcian o wymiarze $D = B = H = 6$ m (Richards i in., 2001, 2007, Richards i Hoxey, 2002, 2004, 2006, 2008, 2012a, 2012b). Na obu budynkach, prowadzone były, a w przypadku sześcianu wciąż są, intensywne pomiary oddziaływania wiatru w skali rzeczywistej. Uzyskane wyniki stanowią bazę danych, mogącą służyć walidacji symulacji CFD. W przypadku obu konstrukcji przeprowadzono również szereg badań modelowych w tunelach aerodynamicznych.
- CAARC – Commonwealth Advisory Aeronautical Research Council. Jest to prostopadłościennego kształtu budynek wysoki o wymiarach $D = 45,72$ m, $B = 30,48$ m i $H = 182,88$ m. Od lat 70-tych XX wieku był on intensywnie badany w wielu tunelach aerodynamicznych (Melbourne, 1980, Tanaka i Lawen, 1986, Goliger i Milford, 1988,

Obasaju, 1992, Tang i Kwok, 2004). W ostatnich latach, wyniki pomiarów służą też jako baza do kalibracji modeli symulacji numerycznych (Huang S.H. i in., 2007, Huang M.F. i in., 2011, Dagnew i Bitsuamlak, 2010), czy też weryfikacji modeli matematycznych obciążenia wiatrem budynków (Yeo i Simiu, 2011, Chen i Letchford, 2004).

- TTB – Texas Tech Building. Jest to budynek niski o wymiarach $D = 13,7$ m, $B = 9,1$ m, $H = 4$ m. Przeprowadzono na nim szereg pomiarów w skali rzeczywistej (Levitan i Mehta, 1992a, 1992b, Cochran i Cermak, 1992, Okada i Ha, 1992), modelowej (Cochran i Cermak, 1992, Okada i Ha, 1992, Cheung i in., 1997, Tieleman i in., 1996, Endo i in., 2006) oraz symulacji komputerowych RANS (Selvam, 1992, 1996, Senthoooran i in., 2004), LES (Selvam, 1997), DVM (Turkiyyah i in., 1995).
- Warto także wspomnieć o symulacjach i badaniach modelowych, które prowadzone są od kilku lat w ramach programu Benchmark of the Aerodynamics of a Rectangular 5:1 Cylinder (BARC), szeroko opisującego wszystkie możliwe aspekty opływu wokół przekroju prostokątnego o $D/B = 5$. Program obejmuje symulacje 2D i 3D wykorzystujące LES (Bruno i in., 2010, 2012), DES – *Detached Eddy Simulation* – model będący połączeniem RANS i LES (Mannini i in., 2011), URANS (Mannini i in., 2010), które są walidowane za pomocą badań modelowych (Schewe, 2013).

6.2. Badania in-situ

Rozwój badań w skali rzeczywistej w inżynierii wiatrowej nastąpił w latach 60-tych i 70-tych XX wieku. Nie sposób w tym miejscu nie wspomnieć o jednym z prekursorów inżynierii wiatrowej, czyli Alanie Davenportie. Usystematyzowanie przez niego dotychczasowej wiedzy i przeprowadzenie badań na budynkach i masztach na temat pola wiatru, stworzyły podstawy modelowania matematycznego jego struktury w warstwie przyziemnej, do dzisiaj obowiązujące w wielu przepisach normowych (Davenport, 1960, 1965a).

Jak już wspomniano, wyników pomiarów dotyczących ciśnienia zewnętrznego na budynkach nie jest zbyt wiele. Rezultaty takich badań, przeprowadzonych w skali rzeczywistej oraz w tunelu aerodynamicznym na 57-io piętrowym budynku biurowym w Toronto, przedstawiono w pracach Dalglisha. W trakcie badań wyznaczono współczynniki średniego ciśnienia $C_{p,mean}$, jego wartości rms $C_{p,rms}$ i wartości maksymalnych $C_{p,max}$ (Dalglish, 1975, Dalglish i in., 1979). W późniejszych pomiarach dodatkowo określono odpowiedź budynku wyrażoną za pomocą przyspieszeń (Dalglish i in., 1983). Autorzy uzyskując dobrą zgodność między badaniami in-situ i modelowymi stwierdzili, że lokalne maksymalne wartości parcia i ssania wywołane wiatrem, szczególnie w pobliżu nawietrznych narożników bocznych, są silnie zdeterminowane przez fluktuacje kierunku przepływu.

Levitan i Mehta (1992a, 1992b) szczegółowo opisali wykorzystane metody pomiaru ciśnienia na powierzchniach zewnętrznych budynku TTB oraz służące do określenia warunków wiatrowych, na podstawie danych z masztu zainstalowanego w pobliżu obiektu. Wyniki służą do dzisiaj, jako baza porównawcza dla badań modelowych i symulacji CFD.

Silsoe Building był intensywnie badany w skali rzeczywistej i modelowej. Richardson i Surry (1992), Richardson i Blackmore (1995), Dalley (1996), Richardson i in. (1997) porównali współczynniki $C_{p,mean}$ i gęstości widmowe mocy ciśnienia między badaniami in-

situ oraz modelowymi przeprowadzonymi w kilku tunelach aerodynamicznych. Richards i Hoxey (1992) do porównań wprowadzili dodatkowo symulacje CFD. Stwierdzili wyraźne różnice występujące między wynikami badań modelowych w stosunku do wyników in-situ i jeszcze większe różnice wyników symulacji w stosunku do in-situ. Zwrócili uwagę na konieczność zachowania szczególnej staranności przy przyjmowaniu parametrów warstwy przyściennej w badaniach modelowych i numerycznych.

Bardzo wiele dokładnych danych z różnego rodzaju pomiarów w skali naturalnej, wokół i na powierzchni niskiego budynku sześciennego Silsoe Cube, przedstawili Richards i Hoxey. Określili obszerny zestaw współczynników średniego $C_{p,mean}$, minimalnego $C_{p,min}$ i maksymalnego $C_{p,max}$ ciśnienia oraz ich odchyłeń standardowych σ_p , na poszczególnych ścianach budynku, w warunkach przepływu nad terenem otwartym, dla różnych kątów natarcia wiatru (Richards i Hoxey, 2012a, 2012b). Autorzy stwierdzili pod kątem symulacji CFD, że przez odpowiednie normowanie ciśnienia (w tym wypadku przez ciśnienie dynamiczne na poziomie dachu sześcienu) można znacząco zredukować niepewność w wartościach odpowiednich współczynników. W pracy Richardsa i Hoxeya (2008) badano $C_{p,mean}$, $C_{p,min}$ i $C_{p,max}$ na dachu wspomnianego obiektu. Wysokie lokalne ssanie zaobserwowano przy ukośnym kącie natarcia wiatru, podczas gdy obciążenie projektowe, czyli występujące na większym obszarze, pojawiało się przy kątach zbliżonych do 0° i było lepiej ze sobą skorelowane. We wcześniejszych pracach, autorzy poruszyli różne aspekty opływu wiatru wokół sześcienu. Wartości uzyskane w skali rzeczywistej zostały szczegółowo porównane z dostępnymi w literaturze danymi na temat pola wiatru i współczynników ciśnienia (Richard i in., 2001). Wykorzystując teorię quasi-ustaloną i zmierzone współczynniki $C_{p,mean}$ wyznaczono ekstremalne wartości ssania i parcia, które okazały się zgodne z zaobserwowanymi (Richards i Hoxey, 2004). Porównując wyniki badań in situ z modelowymi, uzyskano dobrą zgodność w zakresie współczynników $C_{p,mean}$ (Richards i in., 2007). W powyższych pracach autorzy stwierdzili, że rozbieżności, które zaobserwowali w zakresie średnich i szczytowych współczynników ciśnienia są częściowo spowodowane przez mniejszą wartość odchylenia standardowego fluktuacji kierunku wiatru, związaną ze stosunkowo małymi rozmiarami tunelu aerodynamicznego, obniżającymi wartość turbulencji wzdłuż i w poprzek przestrzeni pomiarowej, w porównaniu do badań in-situ. Oprócz pomiarów ciśnienia, wykonano również pomiary kierunku i prędkości wiatru, mające na celu określenie obszaru na dachu, w którym warstwa przyścienna ponownie przyłącza się do modelu (Richards i Hoxey, 2006) oraz stwierdzenie tego samego dla ścian bocznych (Richards i Hoxey, 2002). Autorzy wykazali, że odległość, w której występuje przyłączenie na dachu zmienia się od zera, przy braku oderwania, do długości dachu, gdy przyleganie nie wystąpi, a oderwany w narożu wir spłynie za konstrukcję. Na ścianie bocznej stwierdzono przyłączenie warstwy przyściennej w odległości 0,83 szerokości ściany oraz silnie turbulentny i nieustalony opływ wzdłuż całej szerokości.

Okuda i Taniike (1993) przedstawili badania modelowe budynku o przekroju kwadratowym, zaś Okuda i in. (1997) zweryfikowali je za pomocą badań in-situ. Mierzili ciśnienie zewnętrzne na ścianach bocznych, wykazując, że lokalne maksymalne wartości ssania wywoływane są przez dwa rodzaje wirów: odrywające się na krawędzi nawietrznej na gó-

rze modeli (przy kącie natarcia wiatru ok. 7° – 12° – in situ i 13° – 15° – tunel) i zawracające w środkowej i dolnej części ściany bocznej (przy kącie 0° – 5°).

Wyniki badań in-situ i modelowych, na temat ciśnienia zewnętrznego na ścianie zawietrznej i nawietrznej budynku o średniej wysokości, zlokalizowanego w centrum Eindhoven przedstawił Geurts (1996, 1997) oraz Geurts i in. (1996, 1997). Fluktuacje ciśnienia na ścianie zawietrznej były przeszacowane w stosunku do badań tunelowych. Na ścianie nawietrznej spektra ciśnienia były wyższe, w wyższym zakresie częstotliwości niż w badaniach in-situ. Spektra ciśnienia tłumily się szybciej niż spektra prędkości wiatru, a korelacje ciśnienia na ścianie nawietrznej i zawietrznej były słabe. Podobne pomiary prędkości i kierunku wiatru oraz ciśnienia zewnętrznego, przeprowadzono na budynku o średniej wysokości zlokalizowanym w Reykjavíku, porównując wyniki z równocześnie przeprowadzonymi badaniami modelowymi oraz wynikami z Eindhoven (Snæbjörnsson i Geurts, 2006). W przypadku obu budynków, autorzy badali związek między spektrami ciśnienia zewnętrznego i spektrami prędkości napływającego powietrza, a więc jak fluktuacje wiatru przenoszą się na fluktuacje ciśnienia. Związek ten został wyrażony za pomocą funkcji admitancji, która na ścianie nawietrznej wykazała dość przejrzyste przeniesienie fluktuacji z prędkości do ciśnienia. Na ścianach bocznych i zawietrznej ta relacja była niejednoznaczna, szczególnie w zakresie niskich częstotliwości fluktuacji.

W ostatnich latach, głównie dzięki rozwojowi technik pomiarowych, dostarczanych jest coraz więcej informacji pochodzących z długotrwałego monitoringu obejmującego obciążenie wiatrem i odpowiedź budynków wysokich. Pomiary dotyczą przeważnie pola prędkości wiatru, przemieszczeń, prędkości i przyspieszeń wierzchołka budynku, również z wykorzystaniem GPS, rzadziej ciśnienia zewnętrznego. W wielu przypadkach równolegle prowadzone są testy modelowe. W krajach narażonych na występowanie wiatrów ekstremalnych i posiadających budynki wysokie, badane jest zachowanie się tych konstrukcji w warunkach cyklonów, tajfunów, tornad czy burz. Poniżej, przytoczono kilka prac dostarczających wielu informacji, z którymi warto się zapoznać. Długotrwały monitoring prowadzono m.in. na:

- dwóch budynkach w Hong Kongu, $H = 370$ m i $H = 120$ m (Li i in., 1998),
- Guangdong International Building, $H = 200$ m, Guangdong, Chiny (Li i in., 2004b),
- Di Wang Tower, $H = 325$ m, Shenzhen, Chiny (Li i in., 2000a, 2000b, 2003, 2004a, 2005, 2008, Li i Wu, 2007, Fu i in., 2008),
- Central Plaza Tower, $H = 374$ m, Hong Kong (Li i in., 2000a, 2000b, 2003, 2005),
- CITIC Plaza Tower, $H = 391$ m, Guangzhou, Chiny (Fu i in., 2008, Li i in., 2008),
- Guangzhou International Finance Centre, $H = 432$ m, Guangzhou, Chiny (Fu i in., 2012),
- Jin Mao Buiding, $H = 420,5$ m, Szanghaj, Chiny (Li i in., 2006, 2007, 2008),
- The Center, $H = 350$ m, Hong Kong (Li i in., 2008),
- budynku w Hong Kongu, $H = 420$ m, (Yi i in., 2013),
- Canton Tower, $H = 610$ m, Guangzhou, Chiny (Guo i in., 2012),
- trzech budynkach wysokich, o prostokątnym przekroju poprzecznym w Chicago (Kijewski-Correa i in., 2006a, 2006b, Bashor i in., 2012).

W Tabeli 4 zestawiono badania in-situ, podając wymiary budynków będących ich przedmiotem oraz krótki opis wykonanych pomiarów.

Tabela 4. Zestawienie badań in-situ.

Źródło	D/B	D	B	H	Rodzaj pomiarów i uwagi
		[m]	[m]	[m]	
Dalglish (1975, 1983), Dalglish i in. (1979)	2	70	36	239	Badania modelowe. Pomiary ciśnienia.
Geurts (1996, 1997), Geurts i in. (1996, 1997)	8,35	167	20	44,6	$I_u = 22\text{--}36\%$. Badania modelowe. Pomiary ciśnienia i prędkości.
Levitan i Mehta (1992a, 1992b)	1,5	13,7	9,1	5	TTB, badania modelowe, symulacje CFD. I_u ok. 15% na wierzchołku. Pomiary ciśnienia, prędkości.
Okuda i in. (1997), Okuda i Taniike (1993)	1	2	2	8	Badania modelowe. Pomiary ciśnienia.
Richards i Hoxey (2002, 2004, 2006, 2008, 2012a, 2012b), Richards i in. (2001, 2007)	1	6	6	6	SILSOE Cube. Badania modelowe, symulacje CFD. Pomiary kierunku i prędkości wiatru, ciśnienia na powierzchni, wizualizacje dymowe.
Richardson i Surry (1992), Richards i Hoxey (1992), Richardson i Blackmore (1995), Dalley (1996), Richardson i in. (1997)	1,86	24	12,9	5,3	SILSOE Building, Badania modelowe, symulacje CFD. Pomiary ciśnienia.
Snæbjörnsson i Geurts (2006)	1,16	22	19	29	$I_u = 15\text{--}30\%$. Badania modelowe. Pomiary ciśnienia i prędkości.

6.3. Badania modelowe

W rozdziale skupiono się na przeglądzie badań modelowych uwzględniających pomiary ciśnienia zewnętrznego i sił aerodynamicznych, dotyczących modeli 2D i 3D, o przekrojach kwadratowych (których jest zdecydowanie więcej) i prostokątnych. Mówiąc o eksperymentach 3D ma się na myśli trzywymiarowy model konstrukcji, ale także odwzorowaną w tunelu warstwę przyścienną, która zmienia się wzdłuż wysokości modelu. Tak więc, badania mogą mieć charakter 2D, pomimo przestrzennego modelu konstrukcji. Często stosuje się modele przestrzenne, np. ograniczone płytami o dużych średnicach zamocowane poziomo w tunelu aerodynamicznym, na których pomiary prowadzi się w środku rozpiętości, traktując przepływ jako dwuwymiarowy. Zamocowane na brzegach płyty ograniczające mają za zadanie eliminować zaburzenia związane z opływem swobodnego końca. Celem badań modelowych jest m.in. określenie zmian oddziaływania przepływu związanych z różnym kątem natarcia wiatru na budowlę (α_w), ze smukłością przekroju poprzecznego (D/B) i smukłością całej konstrukcji (H/B lub $H/(D \cdot B)^{1/2}$), jak również z różną strukturą wiatru w warstwie przyścienną (profilem średniej prędkości, intensywnością i skalą turbulencji oraz gęstością widmową mocy). Uogólniając, można stwierdzić, że badania modelowe dotyczą modeli dwu- i trzywymiarowych, w przeważającej liczbie przypadków, o przekrojach kwadratowych.

6.3.1. Badania modelowe 2D

Fluktuacje ciśnienia oraz oporu i siły bocznej, korelacje siły bocznej wzdłuż rozpiętości poziomo zamontowanego modelu o przekroju kwadratowym badań Vickery (1966). Autor wykazał spadek wartości sił aerodynamicznych związany ze wzrostem turbulencji przepływu. Największą redukcję ciśnienia oraz spadek fluktuacji siły bocznej o ok. 50%, otrzymał

przy kątach natarcia mniejszych niż 10° . Przykładowo, wartość rms fluktuacyjnej siły bocznej w przepływie ustalonym wynosiła 1,32, natomiast w turbulentnym 0,68. Korelacja siły bocznej wzdłuż rozpiętości spadła z $5,6D$ do $3,3D$ w przepływie turbulentnym.

Podobne badania, dotyczące wartości średnich $C_{p,mean}$ i fluktuacyjnych $C_{p,fluk}$ ciśnienia, a na ich podstawie współczynników oporu i siły bocznej oraz korelacji ciśnienia na powierzchni poziomo zamocowanego modelu o przekroju kwadratowym wykonał Lee (1975). Stwierdził, że przy przepływie prostopadłym do modelu, wzrost intensywności turbulencji powoduje redukcję średniego oporu. Siła odrywających się wirów również maleje wraz ze wzrostem turbulencji. Ponadto, przy małych kątach natarcia wiatru spada opór.

Rozkłady ciśnienia na powierzchni modelu o przekroju kwadratowym, w zależności od kąta natarcia i charakterystyk turbulencji (intensywności oraz skali) mierzyli również Barriga i in. (1975). Badania skupiły się głównie na sile bocznej, przy małych kątach natarcia wiatru (do 10°), dla których tego rodzaju przekroje są najbardziej podatne na galopowanie. Autorzy wykazali, że intensywność turbulencji zmniejsza ciśnienie w pobliżu krawędzi nawietrznej na ścianie bocznej i wzmacnia mechanizm ponownego przyłączenia warstwy przyściennej przy krawędzi zawietrznej, powodując duży wzrost momentu aerodynamicznego. Zmniejszenie skali turbulencji zmniejsza ciśnienie na ścianach bocznych oraz tylnej.

Wpływ intensywności i skali turbulencji na ciśnienie oraz opór i siłę boczną, w przypadku poziomych modeli o przekrojach prostokątnych opisali Miyata i Miyazaki (1979). Stwierdzili, że intensywność turbulencji ma znaczny wpływ, a skala mały lub żaden na opór. W przypadku fluktuacyjnej siły bocznej i drgań powodowanych wzbudzeniem wirowym i galopowaniem oba parametry turbulencji mają zasadnicze znaczenie.

Wartości średnie $C_{p,mean}$ i fluktuacyjne $C_{p,fluk}$ ciśnienia, korelacje ciśnienia i wzbudzenie wirowe przekrojów prostokątnych, w przepływie laminarnym i turbulentnym były przedmiotem badań Yawei (1989). Autor wykazał, że turbulencja może powodować wcześniejsze ponowne przyłączenie warstwy przyściennej, w odległości bliższej punktowi oderwania, prowadzące do spadku ssania na ścianie bocznej przy krawędzi zawietrznej, dla przekrojów o wymiarach $D/B = 2$ i w większym stopniu dla $D/B = 4$. Turbulencja powoduje również wzrost ciśnienia bazowego, które definiowane jest jako wartość średnia ciśnienia mierzonego w środku i $1/4$ wysokości ściany zawietrznej. Duża skala turbulencji ma nieznacznie większy wpływ na ciśnienie bazowe w porównaniu do małej, ale różnice są niewielkie. Nie stwierdzono żadnego znacznego wpływu skali turbulencji na wartości rms fluktuacyjnego ciśnienia, ale jego korelacja może zostać w większym stopniu zredukowana w przypadku małej skali. Ponadto, turbulencja osłabia wzbudzenie wirowe i amplituda drgań nim powodowanych spada, co widoczne jest wyraźniej w przypadku większej skali.

Pomiary ciśnienia zewnętrznego na poziomych modelach o przekrojach kwadratowym i prostokątnych, w przepływie laminarnym i różnych przepływach turbulentnych przeprowadzili Li i Melbourne (1995). Badania wykazały, że rozkłady średniego ciśnienia zależą silnie od intensywności turbulencji i w mniejszym stopniu od skali turbulencji, w przypadku modeli o przekrojach prostokątnych, gdy $L_w/B < 2,1$. Fluktuacje ciśnienia i wartości maksymalne rosną wraz z intensywności i skalą. Ponadto, wzrost skali powoduje wzrost korelacji ciśnienia wzdłuż szerokości modelu, która jest wyższa dla modelu o stosunku wymiarów $D/B = 4$. Kolejne wyniki badań na temat wpływu intensywności i skali turbulen-

cji na ciśnienie, w obszarze oderwania warstwy przyściennej i jej ponownego przyłączenia podali Saathoff i Melbourne (1999) dla przekroju kwadratowego oraz Li i Melbourne (1999) i Li i in. (1999) dla przekrojów prostokątnych. W przypadku przekroju kwadratowego fluktuacje ciśnienia na ścianie bocznej, przy intensywności turbulencji niższej niż 12%, są powodowane głównie przez wzbudzenie wirowe, a przy równej 20%, odrywanie wirów jest znacznie osłabione i fluktuacje pojawiają się w szerokim paśmie częstotliwości. Wizualizacja opływu wykazała, że zmiany maksymalnego ssania w przepływie o wysokiej turbulencji są związane raczej z przyłączeniem oderwanej warstwy przyściennej, niż ze wzbudzeniem wirowym. Jednakże, maksymalne wartości ssania są zsynchronizowane w czasie z okresem odrywania się wirów. Wzrost skali turbulencji wywołuje wzrost współczynnika maksymalnego ciśnienia $C_{p,max}$. W pracach dotyczących przekrojów prostokątnych, autorzy skoncentrowali się na rozkładach prawdopodobieństwa fluktuacji ciśnienia w obszarze oderwania, potwierdzając wyniki uzyskane dla przekrojów kwadratowych. Zaproponowali formułę opisującą rozkład prawdopodobieństwa ciśnienia szczytowego w obszarze oderwania warstwy przyściennej przy krawędzi nawietrznej. Ponadto, wykazali, że zarówno intensywność turbulencji jak i jej skala, mają znaczny wpływ na ekwiwalentne ciśnienie wykorzystywane w procesie projektowania ścian budynków.

Lu i Cheng (1999) mierzyli ciśnienie zewnętrzne na powierzchniach poziomo zamocowanych modeli o przekrojach prostokątnych, w celu określenia wpływu intensywności turbulencji i jej skali oraz smukłości przekroju D/B na rozwój odrywającej się w narożach warstwy przyściennej. Na powierzchniach bocznych modeli zaobserwowano spadek ssania przy krawędzi zawietrznej, spowodowany ponownym przyłączeniem warstwy przyściennej, przy czym gdy $D/B = 1$ ponownego przylegania nie zaobserwowano. Gdy D/B wzrasta, wtedy spada średnie ssanie i jego wartość rms. Wzrost intensywności turbulencji wywołuje rozszerzenie oderwanej warstwy przyściennej i równoczesne zmniejszenie wymiarów bąbla separacji i maksymalnych fluktuacji ciśnienia. Punkt ponownego przyłączenia warstwy przyściennej i lokalizacja wystąpienia maksymalnych fluktuacji ciśnienia nie są jednakowe. Wraz ze wzrostem intensywności spada korelacja ciśnienia na ścianie bocznej. Zmiany skali turbulencji przepływu nie miały widocznego wpływu na analizowane parametry. Wzrost stosunku wymiarów spowodował spadek wartości średnich $C_{p,mean}$ i fluktuacyjnych $C_{p,fluk}$ na ścianach bocznych.

Badania dotyczące wpływu turbulencji na zachowanie pionowo zamocowanych modeli o przekroju kwadratowym i ze zmodyfikowanymi krawędziami (ścięte i zaokrąglone naroża) wykonali Tamura i Miyagi (1999). Przeprowadzili testy przy stałej turbulencji, odnoszące się do modeli 2D, z zamontowanymi na obu końcach płytami ograniczającymi oraz 3D, bez płyty na wierzchołku. Stwierdzili, że ścięte i zaokrąglone naroża zmniejszają opór aerodynamiczny w skutek zawężenia śladu aerodynamicznego. Przy zaokrąglonych narożach, oderwana warstwa przyścienna przylega do ściany bocznej nawet przy kącie 0° (przepływie prostopadłym do ściany). W przepływie laminarnym wartości rms współczynnika siły bocznej, w przypadku modelu 3D, są mniejsze o ok. 10% w porównaniu do modelu 2D.

Ciśnienie na bokach przekrojów prostokątnych w celu określenia wpływu skali długości turbulencji mierzyli Noda i Nakayama (2003a). Efektem turbulencji przepływu było przesunięcie punktu oderwania warstwy przyściennej od naroży nawietrznych i wywołanie

ponownego wcześniejszego jej przyłączenia na krawędziach bocznych prostokątów o $D/B > 2,5$. Dla mniejszych smukłości D/B , przepływ nie przylegał ponownie do powierzchni, zarówno w warunkach przepływu z turbulencją jak i bez, a ciśnienia chwilowe fluktuowały prawie okresowo, zgodnie z częstotliwością odrywania się wirów. Turbulencja zwiększała natomiast fluktuacje ciśnienia na ścianie nawietrznej. Autorzy wykazali, że skala długości turbulencji rzędu szerokości krótszej ściany przekroju, powoduje odsunięcie punktu oderwania warstwy przyściennej od narożny nawietrznych i jest to główny mechanizm wywołujący ponowne jej przyłączenie. Efekt ten jest najlepiej widoczny, gdy $D/B \approx 2,5$. Gdy pojawia się ponowne przyłączenie, wtedy odrywanie wirów jest osłabione bądź zanika. W tym samym czasie korelacja ciśnienia na ścianie bocznej, wzdłuż tej ściany, zostaje zredukowana, rośnie natomiast korelacja na ścianie zawietrznej.

Chen i Chen (2005) również badali ciśnienie zewnętrzne na powierzchniach modeli o przekrojach prostokątnych, zamontowanych poziomo w tunelu, przy małym kącie natarcia wiatru i w różnych przepływach turbulentnych. Wykazali, że wzrost intensywności turbulencji ma bardzo mały wpływ na współczynnik $C_{p,mean}$ na ścianie nawietrznej, podczas gdy na ścianach bocznych i zawietrznej zauważono lekki jego wzrost. Współczynnik $C_{p,rms}$ na ścianie nawietrznej był ściśle związany z poziomem intensywności turbulencji, zaś na ścianach bocznych i tylnej, malał wraz ze wzrostem turbulencji, w związku z osłabieniem okresowości w odrywaniu się warstwy przyściennej i przesunięciem ścieżki wirowej w kierunku strony zawietrznej modelu. Średni współczynnik oporu malał wraz ze wzrostem stosunku wymiarów przekroju poprzecznego D/B i wzrostem turbulencji.

Chakrabarty i Brahma (2008) mierzyli ciśnienie na zewnętrznych powierzchniach modelu o przekroju kwadratowym, przy różnych kątach natarcia wiatru, w celu określenia wpływu zmiany odległości między modelem, a sufitem tunelu aerodynamicznego. Autorzy wyznaczyli współczynniki ciśnienia i oporu w zależności od kąta natarcia. Okazało się, że parcie na ścianie nawietrznej nie różni się znacznie dla różnych odległości między sufitem i modelem, natomiast współczynniki ssania w każdym punkcie na ścianach bocznych rosły wraz ze zbliżaniem się modelu do sufitu. Współczynnik oporu maleje wraz ze wzrostem kąta natarcia oraz przy zbliżaniu się modelu do sufitu. Maksymalną wartość współczynnika oporu wyznaczono dla $\alpha_w = 50^\circ$, przy wszystkich położeniach modelu względem sufitu.

Wyniki badań ciśnienia oraz sił aerodynamicznych na modelach o przekrojach prostokątnych, w tunelu o zwiększonym ciśnieniu pozwalającym na uzyskanie wyższej wartości liczby Reynoldsa Re , przy przepływie laminarnym i turbulentnym, przedstawili Larose i D'Auteuil (2008). W przypadku przekroju o $D/B = 2$, średni współczynnik oporu zwiększał się wraz ze wzrostem Re do 10^6 , następnie pozostawał na stałym poziomie. Współczynnik siły bocznej nie wykazywał wyraźnej zależności od Re .

Strukturę opływu wokół przekroju kwadratowego, charakterystyki przepływu w obszarze wzbudzenia oraz współczynniki aerodynamiczne oporu i siły bocznej, w przepływie ustalonym, w zależności od zmian Re i kąta natarcia wiatru badali Yen i Yang (2011). Autorzy, w pobliżu ściany bocznej opisali trzy charakterystyczne obszary: oderwania na krawędzi nawietrznej, bąbla separacji oraz ponownego przyłączenia. Współczynnik siły bocznej nie zmieniał się znacząco wraz ze wzrostem Re . Minimalną wartość współczynnika oporu uzyskano dla $\alpha_w = 12^\circ$, a maksymalną współczynnika siły bocznej dla $\alpha_w = 13^\circ$.

Wiele eksperymentów poświęcono tylko analizie wzbudzenia wirowego modeli o przekrojach z ostrymi krawędziami, nieruchomych i drgających poprzecznie do kierunku wiatru. Poniżej przytoczono, bez analizowania szczegółów, kilka przykładów badań, które autorowi wydają się najważniejszymi, również z powodu tego, że były w nich wykorzystywane pomiary ciśnienia zewnętrznego, głównie w obszarze separacji warstwy przyściennej. Odrywanie się wirów z krawędzi modeli o przekrojach prostokątnych, w przepływie laminarnym badał Okajima (1982). Nakamura i Ohya (1983, 1984), w celu wyjaśnienia natury wzbudzenia wirowego, mierzyli rozkłady średniego ciśnienia na powierzchniach modeli o przekrojach kwadratowych i prostokątnych zamontowanych poziomo, w zależności od mało- i wielkoskalowej turbulencji przepływu. Badania drgań swobodnych i wymuszonych prostopadłościanów ustawionych dłuższą ścianą prostopadle do wiatru, wykonali Nakamura i Matsukawa (1987), zaś rozszerzyli zakres pomiarów i dodali przekroje w kształcie zbliżonym do litery D – Nakamura i Hirata (1989, 1991). Mierzyli średnie ciśnienie zewnętrzne, fluktuacje siły bocznej i fluktuacje prędkości w obszarze wzbudzenia, przy różnych prędkościach wiatru, obejmujących także krytyczną oraz przy wymuszonych drganiach poprzecznych. Fluktuacje ciśnienia na powierzchni modelu o przekroju kwadratowym, nieruchomym lub drgającym poprzecznie wskutek wymuszenia z różnymi częstotliwościami, w przepływie laminarnym opisali Bearman i Obasaju (1982).

W Tabeli 5 podsumowano badania 2D modeli o przekrojach kwadratowych lub prostokątnych, podając wymiary wykorzystanych obiektów (D , B – bok, odpowiednio równoległy i prostopadły do średniego kierunku przepływu) oraz podstawowe parametry eksperymentów.

Tabela 5. Przegląd badań modelowych 2D.

Źródło	D/B	D [cm]	B [cm]	Charakterystyka przepływu, rodzaj pomiarów i uwagi
Barriga i in. (1975)	1	3,8	3,8	Przepływ laminarny ($I_u = 0,75\%$) i turbulentne ($I_u = 6\%, 10\%, L_u = 1,27 \text{ cm}, 2,54 \text{ cm}$), $\alpha_w = 0^\circ - 10^\circ$, $Re = 2 \cdot 10^4$. Pomiary ciśnienia.
Bearman i Obasaju (1982)	1	5,1	5,1	Przepływ laminarny ($I_u < 0,04\%$), $Re = 5,8 \cdot 10^3 - 3,2 \cdot 10^4$. Pomiary ciśnienia dla modelu nieruchomego i drgającego poprzecznie. Wymuszenie amplitudy drgań A : $A/B = 0,05, 0,1, 0,25$.
Chakrabarty i Brahma (2008)	1	3	3	$\alpha_w = 0^\circ - 85^\circ$, $Re = 2,6 \cdot 10^4$. Pomiary ciśnienia. Wpływ zmian odległości między modelem, a sufitem tunelu.
Chen J. i Chen D. (2005)	0,6–4	4,68–31,2	7,8	Przepływ laminarny ($I_u = 0,8\%$) i turbulentne ($I_u = 7\%$ i 11%). Pomiary ciśnienia. Dodatkowo symulacje LES.
Larose i D'Auteuil (2008)	2–4	15,24–30,48	7,62	Przepływ laminarny ($I_u = 0,3\%$) i turbulentny ($I_u = 5\%$), $Re = 0,15 \cdot 10^6 - 4 \cdot 10^6$. Pomiary ciśnienia. Dodatkowo zastosowano ścięcie naroży: $0,041D$ i $0,125D$.
Lee (1975)	1	16,5	16,5	Przepływ laminarny ($I_u = 0,5\%$) i turbulentne ($I_u = 4,4\%, 6,5\%, 8\%, 12,5\%$, różne L_u), $Re = 1,76 \cdot 10^5$, $\alpha_w = 0^\circ - 45^\circ$. Pomiary ciśnienia.
Li i Melbourne (1995)	2–4	10–20	5	Przepływ laminarny ($I_u = 0,8\%$) i turbulentne ($I_u = 8 - 25\%$, $L_u/B = 0,35 - 8,22$), $Re = 3 \cdot 10^4 - 6 \cdot 10^4$. Pomiary ciśnienia.

Źródło	D/B	D [cm]	B [cm]	Charakterystyka przepływu, rodzaj pomiarów i uwagi
Li i Melbourne (1999) Li i in. (1999)	0,5–4	2,5–20	5	Przepływ laminarny ($I_u = 0,8\%$) i turbulentne ($I_u = 8–25\%$, $L_u/B = 0,35–30$), $Re = 5 \cdot 10^4$. Pomiary ciśnienia, wizualizacja dymowa.
Lu i Cheng (1999)	1–3	5–15	5	Przepływ laminarny ($I_u = 1,1\%$) i turbulentne ($I_u = 4,4\%$, $4,5\%$, $6,1\%$, 11% , $10,3\%$, $15,2\%$, 14% , $L_u = 1,2$ cm, 2 cm, $3,1$ cm, $2,2$ cm, $3,5$ cm, $2,3$ cm, $3,1$ cm). Pomiary ciśnienia, pomiary prędkości w warstwie przyściennej.
Miyata i Miyazaki (1979)	1–1,5 2	5–7,5 15	5 7,5	Przepływ laminarny i turbulentne ($I_u = 11\%$, $L_u/D = 1,46$, $0,97$, $0,49$), $Re = 10^4–10^5$. Pomiary ciśnienia, pomiary na wadze. Dodatkowo drgania poprzeczne.
Nakamura i Hirata (1989, 1991)	0,2–1	3–15	15	$Re = 2,5 \cdot 10^4–10^5$. Pomiary drgań, przy różnych poziomach wymuszenia w kierunku prostopadłym, pomiary ciśnienia. Dodatkowo modele w kształcie D.
Nakamura i Matsu-kawa (1987)	0,2– 0,6	3–9	15	$Re = 3 \cdot 10^4–10^5$. Pomiary drgań swobodnych i wymuszonych (anemometry, tensometry), pomiary ciśnienia.
Nakamura i Ohya (1983, 1984)	0,2–1		2–15	Przepływ laminarny ($I_u < 0,12\%$) i turbulentne ($I_u = 6\%$, 10% , $L_u/B = 0,21–14$), $Re = 1,4 \cdot 10^4–10^5$. Pomiary ciśnienia.
Noda i Nakayama (2003a)	1 2,5–3	8 15–18	8 6	Przepływ laminarny ($I_u = 0,2\%$) i turbulentne ($I_u = 5,3\%$, $L_u = 1,2B–1,5B$), $Re = 6,89 \cdot 10^4–5,16 \cdot 10^4$. Pomiary ciśnienia.
Okajima (1982)	1–4		0,2– 1,5	Przepływ laminarny ($I_u < 0,5\%$), $Re = 70–2 \cdot 10^4$. Pomiary anemometryczne prędkości, wizualizacja opływu. Przepływ dla niskich $Re < 300$, symulacja w tunelu wodnym.
Saathoff i Melbourne (1999)	1	5	5	Przepływ laminarny ($I_u = 0,8\%$) i turbulentne ($I_u = 8–24\%$, $L_u/B = 0,35–2,1$), $Re = 4 \cdot 10^4$. Pomiary ciśnienia.
Tamura i Miyagi (1999)	1	5	5	Przepływ laminarny ($I_u < 0,3\%$) i turbulentne ($I_u = 6,5\%$, 14%), $Re = 3 \cdot 10^4$. Pomiary na wadze. Dodatkowo model 3D o $H = 30$ cm. Dodatkowo ścięcie ($1/6D$) i zaokrąglenie naroży ($R = 1/6D$).
Vickery (1966)	1	15	15	Przepływ laminarny i turbulentny ($I_u = 10\%$, $L_u = 20,32$ cm), $Re = 4 \cdot 10^4–1,6 \cdot 10^5$, $\alpha_w = 0^\circ–45^\circ$. Pomiary ciśnienia, pomiary tensometryczne sił.
Yawei (1989)	2 4	10 16	5 4	Przepływ laminarny ($I_u = 0,5\%$) i turbulentne ($I_u = 5,6\%$, z małą skalą $L_u = 3,3$ cm i dużą $L_u = 9,7$ cm). Pomiary ciśnienia. Dodatkowo drgania poprzeczne.
Yen i Yang (2011)	1	2	2	Przepływ laminarny ($I_u < 0,3\%$), $Re = 4 \cdot 10^3–3,6 \cdot 10^4$, $\alpha_w = 0^\circ–45^\circ$. Pomiary ciśnienia, PIV, pomiary prędkości, wizualizacja dymowa.

6.3.2. Badania modelowe 3D

W latach 60-tych XX wieku Jensen i Franck (1965), Franck (1965) opublikowali bardzo wiele fundamentalnych dla późniejszego rozwoju inżynierii wiatrowej wyników badań modelowych. W celu odwzorowania warstwy przyściennej, o odpowiednim profilu opisanym wzorem logarytmicznym, autorzy wykorzystali tkaniny, pofałdowany papier, papier ścierny, sklejki oraz kamienie, dzięki nim uzyskując różne parametry przepływu. Modele

wykonali z drewna lub mosiądzu. Zmierzyli ciśnienie zewnętrzne na powierzchni szeregu obiektów, m.in. na ścianach i dachu budynku Albertslund, którego modele wykonano w kilku skalach w celu zdefiniowania efektu blokady występującego w tunelu aerodynamicznym, na ścianach budynków o przekrojach prostokątnych, na dachach płaskich prostokątnych, jednospadowych o różnym kącie spadku, dwuspadowych, czterospadowych o różnych wymiarach, jak również na jedno- i dwuspadowych dachach przewiewnych hal. Autorzy badając poprawność przyjętej struktury wiatru i rozmiarów makiet wstawionych do tunelu, podali jedno z podstawowych kryteriów podobieństwa między przepływem w warstwie przyziemnej w warunkach naturalnych i przepływem w warstwie przyściennej w warunkach modelowych. Kryterium to jest wyrażone przez liczbę Jensena (Je), obecnie w analizie podobieństwa zjawisk używaną dość rzadko (por. rozdział 4.5.3). W odniesieniu do pomiarów ciśnienia na ścianach pionowych budynków prostopadłościennych, Jensen i Frank (1965) stwierdzili, że maksymalny moment zginający obiekt w kierunku zgodnym ze średnią prędkością wiatru, występuje przy przepływie prostopadłym do ściany. Ponadto, parcie na ścianie nawietrznej i ssanie na zawietrznej są większe przy niskiej turbulencji, a więc i moment zginający budynek jest również w tym przypadku większy. Na ścianie nawietrznej występują obszary z wyższym średnim parciem, niż wynosi średnia dla całej ściany, co należy brać pod uwagę rozpatrując elementy elewacji budynków. Autorzy zaproponowali wzór zwiększający lokalnie współczynnik ciśnienia, w stosunku do średniego 0,7 dla całej ściany: $C_{p,mean} = 1 - 0,3a/A$, w którym a i A oznaczają pole powierzchni fragmentu i całej ściany. Wykazali również, że na powierzchni bocznej, przy kącie natarcia $\alpha_w = 0^\circ$ największe ssanie występuje przy krawędzi nawietrznej.

Równolegle Baines (1965) mierzył ciśnienie na ścianach pionowych i dachach budynków prostopadłościennych, niskich i wysokich, umieszczonych w przepływach o stałej prędkości i w warstwie przyściennej. W przypadku generowania warstwy przyściennej, na ścianach nawietrznych wystąpiły duże różnice ciśnienia, zarówno w kierunku pionowym (spadek od punktu spiętrzenia ku podłodze tunelu i wierzchołkowi modelu), jak i poziomym (spadek od środka ku krawędziom). Autor zaproponował proste wzory empiryczne pozwalające wyznaczać, z dość dobrym przybliżeniem, wartości ciśnienia na ścianie nawietrznej. Na ścianach bocznych Baines uzyskał względnie stałe rozkłady ssania.

Melbourne (1980) porównał wyniki pomiarów ciśnienia zewnętrznego oraz odpowiedzi budynku CAARC, uzyskane w sześciu tunelach aerodynamicznych. Zgodność między badaniami była zadowalająca, jednak wartość ciśnienia różniła się między sobą, prawdopodobnie wskutek różnic w wartościach spektrum podłużnej składowej prędkości wiatru i różnego współczynnika blokady przepływu, występującego w poszczególnych tunelach. Różnice w odpowiedzi budynku były w zakresie 15%, ale autor nie stwierdził żadnej wyraźnej zależności od parametrów przepływu. Goliger i Milford (1988) zbadali wpływ skali geometrycznej modelu i profilu turbulencji podłużnej składowej prędkości wiatru na odpowiedź budynku CAARC. Stwierdzili, że nawet 50% zmiana skali geometrycznej wywołuje zanedbywalne różnice, a 50% zmiana profilu turbulencji powoduje małe, ale zauważalne zmiany odpowiedzi. Tang i Kwok (2004) wykorzystali modele dwóch identycznych budynków CAARC ustawionych koło siebie, do badania interferencji aerodynamicznej. Wy-

niki wykazały, że odpowiedź dynamiczna budynku w linii działania wiatru, w kierunku prostopadłym i skrętnym może być znacznie zwiększona przez obecność drugiego obiektu o takich samych wymiarach, w przypadku gdy jest on nawietrzny jak i zawietrzny.

Cochran i Cermak (1992) porównali wyniki pomiarów ciśnienia zewnętrznego na dwóch modelach budynku TTB wykonanych w skali 1:100 oraz 1:50 z badaniami in-situ. Największe wartości szczytowe ssania, na dachu przy krawędziach nawietrznych i w narożach zostały niedoszacowane w badaniach modelowych. Podobne pomiary przeprowadzili Okada i Ha (1992), dla trzech modeli TTB wykonanych w skali 1:65, 1:100 i 1:150 wykazując, że wpływ skali geometrycznej modeli na wyniki był zaniedbywalny, a wartości rms oraz szczytowe ciśnienia były znacząco niższe w porównaniu do badań in-situ. Jako przyczynę istnienia tych różnic, autorzy wskazali niedokładne odwzorowanie turbulencji w badaniach modelowych. Podobne pomiary na modelu TTB w skali 1:10 opisano w pracy Cheunga i in. (1997), w której skoncentrowano się głównie na wartościach średnich i rms ciśnienia przy krawędziach dachu. Autorzy otrzymali różnice, w stosunku do badań in-situ, w maksymalnych wartościach ssania na poziomie 20%. W pracy Tielemana i in. (1996), zbadano wpływ sposobu odwzorowania warstwy przyściennej na wartości ciśnienia na modelu TTB wykonanym w skali 1:50. Podobnie jak w poprzednich pracach, zwrócono uwagę na konieczność zachowania szczególnej dokładności przy odwzorowaniu turbulencji składowej poziomej prędkości wiatru.

Kareem i Cermak (1984) na podstawie pomiarów ciśnienia na ścianach bocznych modelu o przekroju kwadratowym, wyznaczyli współczynniki średnie $C_{p,mean}$, rms $C_{p,rms}$, korelacje i gęstości widmowe mocy, w zależności od turbulencji przepływu atmosferycznego. Wykazali, że wzrost turbulencji wpływa na wielkość fluktuacji ciśnienia, przez modyfikacje mającą miejsce w strukturze odrywanej warstwy przyściennej, zaburzającą okresowość odrywania się wirów. Wzrost turbulencji wywołuje wcześniejsze ponowne przyłączenie warstwy przyściennej i w skutek tego redukcję współczynnika siły bocznej. Większa turbulencja poszerza pasmo i obniża maksimum spektrum fluktuacji ciśnienia. Korelacja pozioma ciśnienia wzdłuż szerokości ściany bocznej, jest wyższa w okolicach środka wysokości modelu, daleko od swobodnego końca i podstawy. Korelacje pionowe wzdłuż wysokości na ścianie bocznej są silne w obszarze bąbla separacji i słabsze wzdłuż krawędzi zawietrznych, gdzie występuje niejednorodny obszar ponownego przyłączenia warstwy przyściennej, w którym są znaczne fluktuacje ciśnienia. Wzrost turbulencji pogarsza korelacje zarówno wzdłuż szerokości, jak i wysokości ściany. Fluktuacje ciśnienia na ścianie bocznej są niejednorodne i zależą od lokacji na ścianie.

Rozszerzenie pomiarów modelowych o przekrój prostokątny, przy przepływie prostopadłym do ściany krótszej i dłuższej przedstawił Kareem (1997). Wzrastająca turbulencja przepływu powodowała wcześniejsze przyłączenie warstwy przyściennej i związany z tym spadek ssania na ścianach bocznych. Korelacja ciśnienia wzdłuż wysokości ściany bocznej, w obszarze bąbla separacji była znaczna i sugerowała istnienie dobrze skorelowanych przestrzennie i czasowo maksymalnych wartości ssania. Korelacja przy krawędzi zawietrznej była dużo słabsza i malała wraz ze wzrostem szerokości ściany lub turbulencji przepływu. Skale długości korelacji ciśnienia wzdłuż wysokości ściany bocznej były większe niż wzdłuż szerokości, co wskazywało na wpływ pola wirowego.

We wcześniejszej pracy, Kareem (1990) przedstawił podobne analizy również dla modelu o przekroju prostokątnym. Wartości sił aerodynamicznych, obliczone za pomocą całkowania ciśnienia zewnętrznego, zostały porównane z wynikami badań przeprowadzonych na wadze HFFB (*High Frequency Force Balance*). W pomiarach wykorzystano szereg modeli budynków wysokich i średniej wysokości. W przypadku obiektów o mniejszej smukłości D/B autor stwierdził, że większa turbulencja przepływu powoduje wcześniejsze ponowne przyłączenie warstwy przyściennej na ścianie bocznej. Charakterystyka gęstości widmowej mocy ciśnienia na ścianie bocznej obejmuje części szeroko- i wąskopasmową, związane odpowiednio z ponownym przyłączeniem warstwy przyściennej i z odrywaniem się wirów. Korelacje wzdłuż wysokości, w obszarze bąbla separacji, są wyraźne, podczas gdy przy krawędzi zawietrznej znacznie się zmniejszają. Rozwinięcia i podsumowania rozważań dokonano w pracy Butlera i Kareema (2007), w której analizowano spektra i korelacje ciśnienia na ścianach nawietrznych, zawietrznych i bocznych oraz spektra obciążeń działających w linii wiatru, prostopadłych i skrętnych. Autorzy wykazali, że turbulencja przepływu i smukłość przekroju D/B mają wpływ, głównie na oderwanie warstwy przyściennej i w następstwie na rozwój wirów. Charakterystyki spektrum obciążenia podłużnego, prostopadłego i skrętnego są uzależnione od D/B , intensywności turbulencji oraz kierunku przepływu. Dla mniejszych stosunków D/B odrywanie wirów ma zasadnicze znaczenie dla wartości obciążeń, zaś dla większych, obciążenie jest determinowane łącznie przez odrywanie wirów i ponowne przyłączenie warstwy przyściennej.

Wacker (1994) przeprowadził obszerne pomiary średniego ciśnienia i jego fluktuacji oraz określił lokalne wartości maksymalne na ścianach modeli o przekrojach prostokątnych. Stwierdził, że w przypadku stosowania teorii quasi-ustalonej w obszarze oderwanej warstwy przyściennej, wartości lokalne maksymalnego ciśnienia mogą zostać znacznie niedoszacowane. W tym obszarze, lokalne maksymalne ciśnienie silnie zależy od intensywności turbulencji i od stosunku wymiarów boków przekroju poprzecznego i całego modelu. W przypadku budynków niskich, wyższe wartości maksymalnego lokalnego współczynnika ssania występowały przy przepływie w terenie miejskim. W przypadku budynków wysokich, lokalne maksymalne ssanie było silnie uzależnione od odrywających się wirów, a większe maksymalne współczynniki ciśnienia występowały przy przepływie odpowiadającym terenowi otwartemu. Lokalne maksymalne parcie na ścianie frontowej silnie zależało od intensywności turbulencji, której wyższa wartość powodowała większe parcie.

Pomiary ciśnienia na powierzchni modelu budynku o przekroju kwadratowym, w celu określenia jego odpowiedzi przy dwóch rodzajach przepływów, przedstawiono w pracy Kikuchi i in. (1997). Autorzy, na podstawie analizy rozkładów współczynników ciśnienia $C_{p,mean}$ i $C_{p,rms}$ wskazali, które postaci drgań są decydujące dla określenia sił podłużnych, poprzecznych oraz momentu skręcającego powodowanych działaniem wiatru. Stwierdzili, że siły podłużne i poprzeczne mogą być przybliżone przez kilka dominujących postaci drgań, natomiast moment skręcający wymaga ok. 10 postaci. W ten sposób, odpowiedź budynku na oddziaływanie wiatru może zostać przybliżona z błędem mniejszym niż 6%.

Sitheeq i in. (1997) przedstawili pomiary wartości średniego, rms i maksymalnego ciśnienia na wszystkich ścianach modelu o przekroju kwadratowym, przy trzech różnych

wariantach przepływów. Określili wpływ intensywności turbulencji i jej skali na wartości ciśnienia. Rozkłady powierzchniowe ciśnienia wskazały na ponowne przyłączenie warstwy przyściennej na ścianach bocznych i dachu, ponadto, we wszystkich trzech przypadkach przepływów charakter rozkładów był podobny. Wartości średniego współczynnika $C_{p,mean}$, dla wariantu przepływu z najniższą intensywnością i skalą turbulencji oraz największą prędkością wiatru na poziomie wierzchołka modelu, były nieznacznie większe na wszystkich ścianach, w porównaniu do dwóch pozostałych przypadków. Nie wykazano żadnej wyraźnej zależności rozkładów $C_{p,mean}$ i $C_{p,rms}$ od skali długości turbulencji.

Liang i in. (2002), przy przepływie turbulentnym działającym prostopadle do ścian, mierzyli fluktuacje ciśnienia na zewnętrznych powierzchniach prostopadłościaków, w celu opracowania modelu matematycznego obciążenia poprzecznego wiatrem, wykorzystującego eksperymentalne równania opisujące gęstość widmową mocy siły poprzecznej, rms współczynnika siły bocznej, liczbę Strouhala (St) oraz funkcję koherencji. Wykazali, że wraz ze wzrostem stosunku wymiarów przekroju D/B , wzrasta wartość rms współczynnika siły bocznej. Liczba St jest prawie niezmienna, gdy $0,25 < D/B < 0,5$ i maleje, gdy $0,5 < D/B < 4$. Spektrum siły bocznej ma pojedyncze maksimum wywołane głównie przez odrywanie się wirów, w przypadku $D/B = 0,25-3$. Spektrum staje się coraz bardziej wąskopasmowe wraz ze wzrostem smukłości modelu zdefiniowanej jako H / \sqrt{DB} i jest największe dla $D/B = 1$. Na wykresie spektrum pojawiają się dwie wartości maksymalne, gdy $3 < D/B < 4$. Rozbieżność między wynikami uzyskanymi w obliczeniach wykonanych według proponowanego modelu matematycznego i badaniami była poniżej 10%, co autorzy uznali za dokładność zadowalającą. W pracy Lianga i in. (2004) rozwinięto poprzednie badania i analizy (ta sama struktura wiatru i te same modele), podając empiryczne zależności określające rms współczynnika momentu skręcającego, spektrum momentu skręcającego, liczbę St i funkcję koherencji, w sytuacji dynamicznego obciążenia skrętnego budynków wysokich. Autorzy stwierdzili, że rms współczynnika momentu wzrasta wraz ze stosunkiem wymiarów D/B . Liczba St jest niezmienna, gdy $D/B < 0,5$ i maleje wraz ze wzrostem smukłości powyżej 0,5. Spektrum jest szerokopasmowe i ma dwa maksima spowodowane odrywaniem się wirów i ponownym przyłączeniem warstwy przyściennej, gdy $1 < D/B < 4$. W zakresie $0,25 < D/B < 1$ występują również dwa maksima w funkcji spektrum, ale są one spowodowane turbulencją składowej podłużnej prędkości wiatru oraz wzbudzeniem wirowym i mają charakter wąskopasmowy.

Lin i in. (2005) wykonali pomiary ciśnienia i sił, w przypadku 9 modeli o przekrojach kwadratowych i prostokątnych. Celem badań było określenie wpływu wysokości, na której położony jest rozpatrywany przekrój, stosunku wymiarów przekroju poprzecznego D/B i całych modeli na lokalne siły powodowane wiatrem. Autorzy wyznaczyli, za pomocą pomiarów ciśnienia, lokalne średnie współczynniki aerodynamiczne siły podłużnej, poprzecznej i momentów aerodynamicznych (dwóch zginających i skręcającego) oraz ich wartości rms. Obliczone tym sposobem wartości globalne porównali z wynikami uzyskanymi z wagi HFFB. Na podstawie analizy lokalnych współczynników sił, spektr i korelacji, stwierdzono, że stosunek wymiarów boków D/B w granicach 0,63–3 ma duży wpływ na charakter opływu wokół modeli i siły aerodynamiczne. Gdy $D/B = 0,63$, wartości średnie

i rms współczynnika oporu, maksimum spektrum siły poprzecznej i jej korelacja osiągają wartości największe. Gdy $D/B > 0,63$, wartości redukują się w skutek ponownego przyłączenia warstwy przyściennej.

W pracach Tamury i in. (2001c, 2003) przedstawiono pomiary fluktuacji ciśnienia na budynkach niskich i średniej wysokości, w dwóch przypadkach przepływów atmosferycznych. Głównym celem było określenie współczynników kombinacji obciążeń wiatrem. Pomiar ciśnienia pozwolił na wyznaczenie globalnych sił i momentów aerodynamicznych. Otrzymano wysoką korelację między siłami podłużną i poprzeczną oraz między siłą podłużną i momentem skręcającym. Stwierdzono możliwe niedoszacowanie o 30% maksymalnych naprężeń normalnych w kolumnach budynków niskich i średniej wysokości, gdy w trakcie projektowania uwzględnia się tylko obciążenie podłużne. Analiza kombinacji obciążeń powodowanych wiatrem została rozwinięta w pracy Tamury Y. i in. (2008), w której przedstawiono pomiary ciśnienia na modelach sztywnych budynków średniej wysokości o przekrojach kwadratowych i prostokątnych. Wyznaczono rozkłady chwilowe ciśnienia powodujące maksymalne obciążenia i korelacje oraz obliczono odpowiednie współczynniki aerodynamiczne sił i momentów. Zebrane dane pozwoliły wyznaczyć współczynniki kombinacji obciążeń w kierunku średniej prędkości wiatru i prostopadłego, w zależności od stosunku wymiarów boków D/B i smukłości całego modelu.

Zasso i in. (2008) przedstawili wyniki pomiarów ciśnienia na modelach 2D i 3D o przekrojach prostokątnych, mających na celu zbadanie wpływu turbulencji i kąta natarcia wiatru, głównie na galopowanie. Wykazali, że przy kącie natarcia w zakresie $\pm 5^\circ$ od przepływu prostopadłego na ścianę i niskiej turbulencji, modele 2D i 3D były wrażliwe na niestabilność związaną z galopowaniem, która zanikała wraz ze wzrostem turbulencji.

Cheng i Tsai (2009) przeprowadzili bardzo szeroko zakrojone pomiary ciśnienia na powierzchni modeli o przekrojach kwadratowych i prostokątnych, przy różnych przepływach atmosferycznych. Celem badań było opracowanie matematycznego modelu ekwiwalentnego statycznego obciążenia wzdłuż średniej prędkości wiatru. Autorzy wyznaczyli wartości średnie i rms globalnego współczynnika oporu całej konstrukcji oraz lokalne współczynniki sił na ścianach nawietrznej i zawietrznej. Stwierdzili, że współczynnik oporu na ścianie nawietrznej jest prawie niezmienny przy różnych stosunkach wymiarów modelu $H\sqrt{BD}$ i przekroju D/B , zaś na ścianie zawietrznej lekko maleje, gdy D/B wzrasta od 0,5 do 1, następnie rośnie wraz z dalszym wzrostem D/B . W związku z tym, globalny współczynnik oporu lekko rośnie wraz ze wzrostem D/B od 0,5 do 1, a następnie maleje. Wartości rms współczynnika na ścianie nawietrznej maleją wraz ze wzrostem smukłości modelu $H\sqrt{BD}$ i są niemal niezależne od D/B . Na ścianie zawietrznej osiągają maksimum, gdy $D/B = 0,5$, w przypadku terenu miejskiego i gdy $D/B = 1$, dla terenu otwartego, a powyżej tych zakresów maleją wraz ze wzrostem D/B . Rms na ścianie zawietrznej maleje wraz ze wzrostem smukłości modelu dla terenu miejskiego i prawie się nie zmienia dla terenu otwartego i podmiejskiego, ponadto osiąga wartości wyższe, gdy $D/B < 1$. W związku z tym, rms globalnego współczynnika osiąga wartość maksymalną, gdy $D/B = 0,5-1$ i następnie maleje wraz ze wzrostem $H\sqrt{BD}$, dla wszystkich D/B . W większości przypadków, współczynniki średnie i rms lokalnych sił na ścianie nawietrznej i zawietrznej, znormalizowane za pomocą lokalnego ciśnienia, są prawie niezmiennie wzdłuż wysokości budynków.

Dość podobne zagadnienie, choć w zakresie skromniejszym, studiowali Zhang i Gu (2009), którzy wykonali pomiary ciśnienia dla modeli o przekrojach prostokątnych, przy dwóch wariantach przepływów. Celem była weryfikacja typowych metod wyznaczania ekwiwalentnego statycznego obciążenia wiatrem w linii jego działania i w kierunku prostopadłym oraz zaproponowanie własnego modelu takiego obciążenia dla budynków wysokich.

Bartoli i Riciardelli (2010) przedstawili pomiary ciśnienia na modelach o przekrojach prostokątnych, służące do określenia charakterystyk fluktuacji ciśnienia na ścianach bocznych i zawietrznej, przy dwóch przepływach atmosferycznych. Wykazali, że fluktuacje w przepływie są przekazywane do obszaru wzbudzenia, wobec czego turbulencja przepływu zwiększa fluktuacje ciśnienia na ścianach zawietrznej i bocznych. Stwierdzili, że model używany np. w Eurokodzie, pozwalający na redukcję obciążenia na ścianie zawietrznej do 85%, wydaje się nie do końca potwierdzony eksperymentalnie, gdyż wpływ turbulencji przepływu może czasami przeważać nad redukcją spowodowaną brakiem pełnej korelacji fluktuacji ciśnienia na ścianach nawietrznej i zawietrznej.

W celu stworzenia modelu matematycznego, służącego do określenia odpowiedzi konstrukcji na oddziaływanie wiatru, Aly (2013) wykonał pomiary ciśnienia na ścianach makiety budynku prostopadłościennego. Zaproponowana metodologia oparta została na wartościach ciśnienia zewnętrznego oraz wykonaniu modelu elementów skończonych budynku i pozwoliła na określenie odpowiedzi konstrukcji, przy kombinacji obciążenia podłużnego, poprzecznego i skrętnego. Metoda uwzględnia złożone postaci drgań, niejednolity rozkład masy konstrukcji oraz interferencję z sąsiednimi obiektami. Autor wykazał, że odpowiedź wysokiego budynku na obciążenie poprzeczne, przyjęte łącznie z obciążeniem skrętnym, może być wyższa niż odpowiedź w kierunku średniej prędkości wiatru.

Pomiary ciśnienia na powierzchni sześciu modeli o przekrojach kwadratowych: gładkim oraz ze zmodyfikowaną chropowatością powierzchni obrazującą różnego rodzaju balkony, wykonali Maruta i in. (1998). Stwierdzili, że wzrost chropowatości eliminuje lub osłabia fluktuacje ciśnienia powodowane bąblem separacji przy krawędzi nawietrznej oraz ogranicza fluktuacje w dalszej części ściany bocznej wywołane oderwanym przepływem. Lokalne ciśnienie na powierzchni ściany bocznej, w obszarze od krawędzi nawietrznej do ok. 0,2D szerokości ściany, było znacznie zredukowane przy większej chropowatości powierzchni.

Surry i Djakovich (1995) dla trzech wariantów warstwy przyściennej badali fluktuacje ciśnienia, podając wartości $C_{p,mean}$, $C_{p,rms}$, $C_{p,max}$ na powierzchniach modeli budynków o przekroju kwadratowym i zmodyfikowanym (romb lub kwadrat ze ściętymi krawędziami). W przypadku modelu o przekroju kwadratowym, wysokie ssanie pojawiało się na ścianie bocznej wzdłuż pionowych linii w pobliżu krawędzi, na której wystąpiło oderwanie warstwy przyściennej (przy kącie natarcia wiatru $\alpha_w = 80^\circ$), wzdłuż linii nachylonych zgodnie z przepływem ($\alpha_w = 90^\circ$) oraz pionowo, wzdłuż tylnej krawędzi ($\alpha_w = 90^\circ-100^\circ$). Autorzy zauważyli, że maksymalne wartości ssania mogą się pojawić w dowolnym miejscu ściany bocznej. W badaniach wykazali, że zmiany warstwy przyściennej przed budynkiem, mają większe znaczenie dla współczynników średniego ciśnienia $C_{p,mean}$, niż niewielkie zmiany w geometrii budynku. Wartości maksymalne współczynnika ciśnienia nie wykazały znacznej wrażliwości, ani na zmiany geometrii przekroju, ani zmiany chropowatości terenu.

Harikrishna i in. (2009) mierzyli ciśnienie na sztywnym modelu budynku o wysokości 327 m i przekroju poprzecznym zmieniającym się wzdłuż wysokości, wykonanym w skali 1:300. Przekroje budynku na poszczególnych poziomach były zbliżone do prostokątnych i obrócone wobec siebie. Autorzy określili, na podstawie współczynników średnich sił i momentów aerodynamicznych, które kąty natarcia wiatru, przy skomplikowanym kształcie danej konstrukcji, powinny zostać uwzględnione na etapie projektowania.

Badania ciśnienia na powierzchni oraz pomiary globalnych sił i momentów aerodynamicznych zaprezentowali Cluni i in. (2011), dla budynku o przekroju kwadratowym i drugiego nowoprojektowanego, o silnie zmiennym wzdłuż wysokości przekroju, opartym przy podstawie na takim samym kwadracie. Zaobserwowali, że globalne siły aerodynamiczne były podobne w przypadku obu budynków, co według autorów, pozwala we wstępnej fazie projektowania konstrukcji o nieregularnych kształtach, przyjmować siły odpowiadające przekrojowi prostemu.

Kim i Kanda (2010) przeprowadzili badania nad sposobami aerodynamicznej redukcji sił powodowanych oddziaływaniem wiatru. W pomiarach uwzględnili dwa warianty przepływu oraz modele o przekroju kwadratowym, ze zmianą skokową wymiaru i dwa kwadratowe zbieżne. Na podstawie pomiarów ciśnienia, stwierdzili, że za pomocą modyfikacji wymiarów wzdłuż wysokości (zbieżność lub zmiana skokowa) można zredukować średni opór aerodynamiczny oraz fluktuacje siły bocznej, w porównaniu do prostego przekroju kwadratowego. Redukcja średniego oporu aerodynamicznego wynosiła od 5% (zbieżne) do 11% (skokowo zmienny wymiar) i była głównie spowodowana zmianą rozkładu ciśnienia na ścianie zawietrznej. Wartość redukcji zwiększała się wraz ze wzrostem zbieżności. Zastosowanie skokowo zmiennego przekroju najefektywniej zmniejszało fluktuacje siły bocznej, aż o 40%. Redukcja fluktuacji siły bocznej była wynikiem poszerzenia spektrum lokalnego ciśnienia i zmianami dominującej częstotliwości wzdłuż wysokości. Autorzy, w kolejnej pracy (Kim i Kanda, 2013) skupili się na przestrzenno-czasowych charakterystykach fluktuacji ciśnienia oraz nad mechanizmem wzbudzenia wirowego. W przypadku przekrojów zmodyfikowanych, wysokość na której mogły formować się wiry, przesuwiała się do góry, gdzie odrywały się z większą częstotliwością niż na dole, w związku z mniejszym wymiarem modelu. Wzbudzenie wirowe miało charakter bardziej losowy niż dla budynku o przekroju kwadratowym. Współczynniki $C_{p,mean}$ na ścianie nawietrznej nie różniły się znacznie między obiektami o różnych przekrojach, ale na ścianie zawietrznej występowały duże różnice. Wyraźny wpływ na ssanie na ścianach bocznych miała charakterystyka przepływu, dla terenu miejskiego otrzymano większe wartości niż dla otwartego.

Rozległe badania, mające na celu określenie ciśnienia i sił aerodynamicznych działających na modele budynków o przekroju kwadratowym i zmodyfikowanym, przedstawiono w pracy Tanaki i in. (2012). Badaniami objęto 28 modeli budynków wysokich, podzielonych na 7 kategorii: 1. o przekrojach prostych (kwadratowym, prostokątnym, kołowym i eliptycznym), 2. ze zmodyfikowanymi narożami (zaokrąglonymi lub wciętymi), 3. nachylone w stosunku do przepływu, 4. zbieżne i o skokowo zmiennym wymiarze, 5. spiralne, 6. z otworami, 7. złożone, np. zbieżne spiralne. Na podstawie pomierzonych na wadze aerodynamicznej maksymalnych wartości momentów zginających, stwierdzono, że najko-

rzystniej na podłużne oddziaływaniu wiatru reagują modele zbieżne i o skokowej zmianie wymiarów, natomiast na oddziaływanie prostopadle – modele ze zmodyfikowanymi krawędziami, z otworami i spiralne. Biorąc pod uwagę maksymalne wartości współczynnika fluktuacyjnego momentu zginającego, najlepiej przy obciążeniu podłużnym i prostopadłym, zachowują się modele zbieżne, o skokowo zmiennym wymiarze oraz z modyfikacjami naroży. Przy obciążeniu prostopadłym dobrze reagują modele spiralne i z otworami. Gęstości widmowe mocy obciążeń maleją znacznie, w porównaniu do modelu o przekroju kwadratowym, wykazując lepsze właściwości z punktu widzenia bezpieczeństwa konstrukcji, co zwłaszcza dotyczy modeli ze zmodyfikowanymi narożami, spiralnych oraz z otworami. Wypadkowa siła poprzeczna, głównie w przypadku modeli zbieżnych, ze skokowo zmiennym przekrojem oraz spiralnych, jest znacznie zredukowana w porównaniu do kształtów prostych, wskutek różnej częstotliwości odrywania się wirów wzdłuż wysokości.

Wong i Lam (2013) badali jak wpływają wnęki o różnej szerokości i głębokości, wykonane wzdłuż wysokości dwóch naprzeciwległych ścian budynku wysokiego o przekroju kwadratowym, na obciążenie wiatrem wyrażone za pomocą fluktuacyjnych sił i momentów aerodynamicznych. Wykazali, że wcięcia znacznie redukują wzbudzenie wirowe, a w związku z tym również odpowiedź konstrukcji w kierunku poprzecznym do średniej prędkości, gdy przepływ jest skierowany na ścianę z wcięciem. Ten efekt jest osłabiony przy innych kątach natarcia wiatru. Zmniejszenie obciążenia poprzecznego wyjaśniono za pomocą analizy korelacji ciśnienia, która wykazała, że siły na ściankach bocznych wcięć osłabiają się wzajemnie, działając z przesunięciem fazowym.

Z opisanych prac wynika, że pomiary ciśnienia często służą do oszacowania lokalnych lub globalnych sił działających na konstrukcje. Alternatywą dla takich eksperymentów, o której już wspomniano, jest wykorzystanie wagi aerodynamicznej. Obasaju (1992) przedstawił wyniki badań wykonanych na wadze, dotyczące wartości średnich i rms oraz spektr sił i momentów aerodynamicznych działających na budynek CAARC. Gdy kąt natarcia wiatru był bliski 0° (szersza ściana była prostopadła do przepływu), średni współczynnik oporu wzrastał, odrywanie się wirów było zsynchronizowane, a budynek przejawiał silną tendencję do galopowania. Natomiast, przy kącie ok. 90° , współczynnik był stały, wzbudzenie wirowe słabe i niesynchronizowane i nie wystąpiła tendencja do galopowania.

Składowe sił i momentów aerodynamicznych za pomocą wagi HFFB, w przypadku budynków o różnych kształtach przekrojów poprzecznych – kwadratowych i prostokątnych oraz do nich zbliżonych, określił Kareem (1992). Uzyskane dane pozwoliły na zaproponowanie procedury szacowania odpowiedzi wysokich budynków na dynamiczne oddziaływanie wiatru. Opracowana metoda może być wykorzystywana na etapie wstępnego projektowania i ewentualnie wykazać konieczność przeprowadzenia badań modelowych lub uwzględnienia odpowiednich systemów tłumienia.

Również Zhou i in. (2003), za pomocą wagi HFFB, wyznaczali globalne siły działające na modele o przekrojach kwadratowym, prostokątnych, trójkątnym oraz w kształcie równoległoboku, w kilku wariantach różniących się wysokością. Wartość rms współczynnika momentu zginającego w kierunku działania wiatru, dla $D/B < 1$, była niemal stała i spadała wraz ze wzrostem smukłości, co było zgodne ze znanymi zmianami współczynnika śred-

niego oporu. Ponadto, rosła niemal proporcjonalnie do wzrostu intensywności turbulencji. Współczynnik, w przepływie z niską turbulencją malał, a w przepływie z wysoką wzrastał, wraz ze zwiększającą się smukłości modelu. Wartości rms współczynnika momentu w kierunku poprzecznym do średniej prędkości, zwiększały się wraz ze wzrostem D/B do 0,67, a następnie malały wraz z dalszym wzrostem D/B . Współczynnik był niewrażliwy na turbulencję w przypadku, gdy $0,67 < D/B < 2$, zaś gdy $D/B < 0,67$ i $D/B = 3$ wyższa turbulencja oznaczała większą jego wartość. Zauważono nieznaczłą tendencję wzrostu współczynnika wraz ze wzrostem smukłości modelu. Wartości rms współczynnika momentu skręcającego były silnie zależne od smukłości D/B , malały wraz z jej wzrostem do 1 i zwiększały się wraz z dalszym zwiększeniem smukłości. Wzrost spowodowany turbulencją był zauważalny, gdy $D/B < 1,0$. Zależność współczynnika od smukłości modelu była natomiast słaba, zwłaszcza dla $1,5 \leq D/B \leq 2,0$.

Obciążenie poprzeczne budynków wysokich badali Gu i Quan (2004). Przedstawili wyniki badań na wadze HFFB dotyczące obiektów o przekrojach kwadratowych, prostokątnych oraz kwadratowych ze zmodyfikowanymi narożami, przy różnych przepływach atmosferycznych prostopadłych do powierzchni ścian. Autorzy przedstawili nowe wzory opisujące gęstość widmową mocy sił poprzecznych oraz globalne współczynniki momentu i siły poprzecznej przy podstawach modeli.

Kim i You (2002), także na wadze HFFB, mierzyli cztery aeroelastyczne budynki o przekrojach kwadratowych, w tym trzy zbieżne. Pomiary wykazały, że dzięki zbieżności przekroju, przeważnie następowała redukcja odpowiedzi budynków na oddziaływanie wiatru i była ona bardziej efektywna w terenie podmiejskim niż miejskim, przy czym większe znaczenie zbieżność miała dla kierunku prostopadłego do średniej prędkości. Autorzy nie stwierdzili jednoznacznych efektów modyfikacji przekroju, gdyż w niektórych przypadkach, żadna redukcja odpowiedzi modelu w porównaniu do budynku o przekroju kwadratowym nie wystąpiła. Rozwinięcie badań na modelach o tych samych kształtach, ale innych wymiarach oraz przy wykorzystaniu innych technik pomiarowych, przedstawiono w pracy Kima i in. (2008). Stwierdzono, że zbieżność redukuje odpowiedź poprzeczną konstrukcji, gdy zredukowana prędkość przepływu $U/(fD)$ (f – częstotliwość drgań własnych, U – prędkość przepływu) jest duża, a współczynnik tłumienia konstrukcyjnego wynosi ok. 2–4%. Gdy współczynnik tłumienia jest niższy niż 1%, a prędkość zredukowana wysoka, wzrost zbieżności może powodować efekt odwrotny.

Huang i Chen (2007), w celu określenia odpowiedzi na oddziaływanie wiatru, mierzyli zmiany w czasie ciśnienia na zewnętrznych powierzchniach modeli aeroelastycznych dwóch budynków o przekrojach kwadratowych. Wykazali, że pominięcie wyższych postaci drgań przy obliczaniu odpowiedzi, może prowadzić do jej niedoszacowania i zaproponowali metodę pozwalającą na ich uwzględnienie.

Badania ciśnienia zewnętrznego i sił na wadze aerodynamicznej są również często wykorzystywane w zagadnieniach nietypowych. Przykładowo, Butler i in. (2010) badali rozkłady ciśnienia przy przepływie odpowiadającym zwykłemu profilowi wiatru w warstwie przyziemnej oraz znacząco różniącemu się profilowi porywów frontowych, który występuje przed burzami (tzw. *gust front*). W eksperymentach wykorzystano modele o przekrojach

kwadratowych. Pole wiatru generowane było za pomocą baterii złożonej z 99 wentylatorów pozwalających na odwzorowanie odpowiedniego profilu porywów frontowych. Zmierzone średnie ciśnienie i jego rms, znacznie się różniły wartościami i rozkładami powierzchniowymi między dwoma przepływami. Korelacje ciśnienia na powierzchniach modelu były wyższe, w przypadku profilu porywów frontowych.

Dynamiczna odpowiedź wysokiego budynku przy oddziaływaniu wiatru, była badana eksperymentalnie i numerycznie w pracy Rosy i in. (2012). W badaniach modelowych zmierzono ciśnienie zewnętrzne oraz globalne siły, w dwóch sytuacjach, gdy budynek był usytuowany w istniejącym otoczeniu dużo niższych obiektów oraz w tym samym otoczeniu, z dodatkowymi blisko postawionymi dwoma nowoprojektowanymi wieżowcami. Wartości ciśnienia zewnętrznego i dane na temat drgań własnych konstrukcji pozwoliły, według zaproponowanych procedur, określić odpowiedź budynku w warunkach turbulencji atmosferycznej. Wyniki pomiarów i obliczeń wykazały, że odpowiedź w kierunku prostopadłym do działania wiatru, może być większa niż wzdłuż średniej prędkości.

Dużo wyników pomiarów ciśnienia zewnętrznego przedstawiono w pracy Huia i in. (2012), przy okazji badania interferencji występującej między dwoma obiektami o przekrojach kwadratowym i prostokątnym. Rozpatrzono następujące ustawienia: budynek prostokątny nawietrzny i kwadratowy zawietrzny oraz kwadratowy nawietrzny i prostokątny zawietrzny, przy czym obiekt zawietrzny w każdej konfiguracji, był przesunięty w stosunku do osi nawietrznego. Wykazano, że obecność budynku nawietrznego ma niewielkie znaczenie dla maksymalnych wartości współczynnika parcia na obiekcie zawietrznym. Jedynie w przypadku, gdy budynek prostokątny był nawietrzny, stanowił on tarczę dla zawietrznego kwadratowego. Z drugiej strony, obiekt nawietrzny niezależnie od kształtu, wpływa na maksymalne wartości współczynnika ssania na zawietrznym, zwiększając je nawet o 40%. W kolejnej pracy, potwierdzającej wcześniejsze rezultaty, Hui i in. (2013a) przedstawili podobne badania dwóch budynków prostokątnych ustawionych jeden za drugim równolegle i prostopadle, z przesunięciem względem budynku nawietrznego. Budynek nawietrzny nie wpływał znacząco na maksymalne parcie, ale zwiększał (do 50%) maksymalne ssanie na zawietrznym, w porównaniu do wolnostojącego obiektu. Efekt zwiększenia ssania występował na znacznej części ściany budynku zawietrznego i był ściśle uzależniony od kąta natarcia wiatru. W kilku konfiguracjach, również model zawietrzny dość znacząco wpływał na rozkłady ciśnienia na nawietrznym. Podsumowanie i potwierdzenie wyników otrzymanych z pomiarów ciśnienia, dla wszystkich wspomnianych konfiguracji, za pomocą techniki PIV (*Particle Image Velocimetry*) zaprezentowali Hui i in. (2013b).

Kim i in. (2013) badali ciśnienie na niskim budynku znajdującym się w dużej grupie obiektów otaczających. Wyzaczyli siły i momenty aerodynamiczne oraz ich korelacje, w przypadku pojedynczego budynku i zlokalizowanego wśród innych. Porównanie tych wartości pozwoliło określić współczynnik osłonięcia. W eksperymencie przyjęto sześcienny model jako budynek podstawowy i takie same sześciany jako sąsiednie. Autorzy starali się, przy różnych ustawieniach obiektów, określić kombinację obciążenia podłużnego i poprzecznego wiatrem. Uwzględnienie tylko obciążenia podłużnego spowodowało niedoszacowanie naprężeń w wybranym elemencie budynku aż o 27%. W przypadku obecności

sąsiednich budynków niedoszacowanie było na poziomie 30% i 60%, przy zagęszczeniu obiektów w rozpatrywanym terenie, odpowiednio 6% i 44%.

Coraz częściej, wraz ze standardowymi pomiarami ciśnienia zewnętrznego i sił przy podstawie, wykonuje się badania wykorzystujące zaawansowane oprzyrządowanie i nowoczesne techniki. Przykładowo, Becker i in. (2002) zastosowali doplerowską anemometrię laserową LDA (*Laser Doppler Anemometry*) i wizualizację do badania opływu wokół prostopadłościanów o różnych stosunkach wymiarów przekroju, w zależności od kąta natarcia wiatru, liczby Re oraz charakteru warstwy przyściennej. Autorzy określili przybliżone kształty wirów przed konstrukcją, spowodowane napotkaną przeszkodą oraz za nią, wywołane oderwaniem warstwy przyściennej z krawędzi nawietrznych ścian bocznych i dachu.

Wang i in. (2005) wykorzystali PIV oraz wizualizację dymowe do opisu opływu wokół prostopadłościanu o podstawie kwadratowej. Autorzy zidentyfikowali trzy rodzaje wirów: wokół swobodnego wierzchołka, naprzemiennie odrywające się wzdłuż wysokości modelu oraz przy podstawie. Wzajemne ich oddziaływanie powoduje, że opływ jest silnie trójwymiarowy, wiry wierzchołkowe schodzą w dół, zaś te przy podstawie przesuwają się do góry. Okresowość wirów naprzemiennych występujących wzdłuż wysokości jest osłabiona przez zaburzenia występujące przy wierzchołku i przy podstawie. Badania zostały rozwinięte o pomiary prostopadłościanów o zmiennym stosunku H/D , w pracy Wanga i Zhou (2009). Eksperyment potwierdził poprzednie wnioski, a na podstawie wyników, autorzy zaproponowali trójwymiarowy model opływu złożony z trzech analizowanych rodzajów wirów.

Opływ wiatru wokół modelu o przekroju kwadratowym był badany za pomocą PIV zsynchronizowanego z anemometrycznymi pomiarami prędkości przez Kawai i in. (2012). Stwierdzono, że warstwa przyścienna odrywa się na krawędzi nawietrznej i formuje wir w pobliżu krawędzi zawietrznej i dalej sływa za model. Wiry z obu stron łączą się w jeden, formujący się wzdłuż wysokości budynku. W pobliżu wierzchołka, wir ten ma dość silną okresową tendencję do schodzenia w dół modelu.

Pomiary PIV opływu wokół wierzchołków modeli o przekrojach kwadratowych i różnej wysokości prowadzili również Rostamy i in. (2013). Badania pokazały, że obszar, w którym tworzy się zawirowanie nad swobodnym wierzchołkiem modelu o $H/D = 3$ jest większy niż dla modeli wyższych. W przypadku takiej smukłości, zawracający wokół swobodnego końca opływ ma większe znaczenie dla obciążenia wiatrem, niż dla wyższych wartości H/D .

Podsumowanie przeglądu badań modelowych 3D przedstawiono w Tabeli 6, podając w niej podstawowe wymiary analizowanych modeli budynków, parametry przepływu w warstwie przyściennej oraz krótką charakterystykę wykonanych eksperymentów. Jako wymiar D przyjęto szerokość ściany równoległej do średniej prędkości wiatru.

Tabela 6. Przegląd badań modelowych 3D.

Źródło	D/B	D [cm]	B [cm]	H [cm]	Przepływ. Pomiary. Uwagi.
Aly (2013)	2,6	57,6	22	209	Teren miejski, $I_u = 16-32\%$. Pomiary ciśnienia.
Baines (1965)	1	5,4	5,4	43,2; 5,4	Prędkość stała oraz $\alpha = 0,25$. Pomiary ciśnienia.
Bartoli i Riciardelli (2010)	1,5	9	6	9, 18	$\alpha = 0,12$, $I_u = 9\%$, $L_u = 125$ m oraz $\alpha = 0,23$, $I_u = 19\%$, $L_u = 76$ m. Pomiary ciśnienia.
Becker i in. (2002)		$D < B$	3,92– 56	14	$\alpha = 0,25$, $\alpha_w = 0^\circ-90^\circ$. LDA, wizualizacja dymowa. Prostopadłościenna przeszkoda. Pomiary ciśnienia.
Butler i in. (2010)	1	10	10	42; 20,5; 8,5	Profil zwykły i tzw. „ <i>gust front</i> ”, występujący przed burzami, $\alpha_w = 0^\circ-45^\circ$. Pomiary ciśnienia.
Cheng i Tsai (2009)	0,2–5	4,5– 22,4	22,4– 4,5	H/\sqrt{BD} $= 3-7$ ($H = 30-70$)	$\alpha = 0,15$, $I_u = 4-16\%$, $\alpha = 0,25$, $I_u = 4-18\%$, $\alpha = 0,32$, $I_u = 7-25\%$, $\alpha_w = 0^\circ$. Pomiary ciśnienia.
Cheung i in. (1997)	1,5	137	91	40	$\alpha = 0,18$, $I_u = 15\%$ (na wierzchołku). Pomiary ciśnienia. Porównanie z in-situ.
Cluni i in. (2011)	1	10,3	10,3	61	Przepływ w centrum dużego miasta, $\alpha_w = 0^\circ-360^\circ$. Pomiary ciśnienia, HFFB. Dodatkowo budynek o zmiennym przekroju.
Cochran i Cermak (1992)	1,5	27,4 13,7	18,2 9,1	8 4	$\alpha = 0,18$, $I_u = 15\%$ (na wierzchołku). Pomiary ciśnienia. Porównanie z in-situ.
Gu i Quan (2004)	0,33–3	6,7–30	6,7–30	60	$\alpha = 0,12$, $I_u = 6,8\%$, $\alpha = 0,16$, $I_u = 7,3\%$, $\alpha = 0,22$, $I_u = 10\%$, $\alpha = 0,3$, $I_u = 14\%$ (na wierzchołku). HFFB. Dodatkowo przekroje kwadratowe ze zmodyfikowanymi narożami.
Harikrishna i in. (2009)				109	$\alpha = 0,21$, $I_u = 10\%-30\%$, $\alpha_w = 0^\circ-360^\circ$. Pomiary ciśnienia. Przekrój zmienny.
Huang i Chen (2007)	1	10	10	20–50	$\alpha = 1/6$, $\alpha_w = 0^\circ$. Pomiary ciśnienia, HFFB. Modele aeroelastyczne.
Hui i in. (2012, 2013a, 2013b)	1–3	7–21	7–21	28	$\alpha = 0,27$, $I_u = 12-25\%$, $\alpha_w = 0^\circ-360^\circ$. Pomiary ciśnienia, PIV. Badania interferencji.
Jensen i Franck (1965), Franck (1965)	1–5	5–14	2,2–7	3,5–12	Niska i wysoka turbulencja odpowiadająca $z_0 = 1,8 \cdot 10^{-3}$ cm oraz $z_0 = 0,45$ cm. $\alpha_w = 0^\circ-180^\circ$. Pomiary ciśnienia.
Kareem (1990)	0,67–	12,7–	12,7–	50,8	$\alpha = 0,12$, $\alpha = 0,34$, $\alpha_w = 0^\circ$.
Butler i Kareem (2007)	1,5	19,05	19,05		Pomiary ciśnienia, HFFB.
Kareem (1992)				3 wy- sokości	Teren otwarty i centrum miasta. HFFB. Przekroje oparte na kwadracie i prostokątach.
Kareem (1997)	0,67– 1,5	12,7– 19	12,7– 19	50,8	$\alpha = 0,16$, $I_u = 8-22\%$, $\alpha = 0,35$, $I_u = 15-33\%$. Pomiary ciśnienia. Dodatkowo LES.
Kareem i Cermak (1984)	1	12,7	12,7	50,8	$\alpha = 0,12$, $I_u = 2-13\%$, $\alpha = 0,34$, $I_u = 2-26\%$, $\alpha_w = 0^\circ$. Pomiary ciśnienia.
Kawai i in. (2012)	1	5	5	13,5	Przepływ laminarny, ze stałą prędkością. 2D-PIV, 3D-PIV, anemometry.

Rozdział 6. Przegląd pomiarów ciśnienia zewnętrznego

Źródło	D/B	D [cm]	B [cm]	H [cm]	Przepływ. Pomiary. Uwagi.
Kikuchi i in. (1997)	1	10	10	50	$\alpha = 0,17$, $\alpha = 0,25$. Pomiary ciśnienia.
Kim i in. (2008)	1	8	8	32	$\alpha = 0,15$, $I_u = 3\text{--}21\%$. Pomiar przemieszczeń, pomiar prędkości wiatru. Dodatkowo 3 zbieżne 5%, 10%, 15%. Modele aeroelastyczne.
Kim i in. (2013)	1	10	10	10	$\alpha = 0,2$ i $I_u = 15\text{--}28\%$. Pomiary ciśnienia. Badania interferencji, przy różnej gęstości zabudowy: 6%, 11%, 16%, 25%, 44%.
Kim i Kanda (2010, 2013)	1	40	40	160	$\alpha = 0,13$, $I_u = 15\%$, $\alpha = 0,24$, $I_u = 19\%$ (na wierzchołku), $\alpha_w = 0^\circ\text{--}180^\circ$. Pomiary ciśnienia, HFFB. Dodatkowo przekrój ze zmianą skokową wymiaru i 2 zbieżne 5% i 10%.
Kim i You (2002)	1	10	10	40	$\alpha = 0,15$, $I_u = 4\text{--}21\%$, $\alpha = 0,3$, $I_u = 2\text{--}34\%$. HFFB. Dodatkowo 3 zbieżne 5%, 10%, 15%. Modele aeroelastyczne.
Liang i in. (2002, 2004)	0,25–4	Pole przekroju poprzecznego $A = 0,01 \text{ m}^2$		40, 80	$\alpha = 0,2$, $I_u = 6\text{--}20\%$. Pomiary ciśnienia.
Lin i in. (2005)	0,34 – 2,98	5,8– 17,3	17,3– 5,8	40, dla $D/B = 1$: 30–50	$\alpha = 0,15$, $I_u = 10\text{--}23\%$. Pomiary ciśnienia, HFFB.
Maruta i in. (1998)	1	8,4	8,4	25,2	Przepływ laminarny $I_u < 0,5\%$, turbulentny $\alpha = 0,27$, $I_u = 7\text{--}38\%$, $\alpha_w = 0^\circ\text{--}20^\circ$. Pomiary ciśnienia. Model gładki i 4 o różnej chropowatości imitującej balkony.
Obasaju (1992)	1,5	18,3	12,2	73,2	Przepływ laminarny i turbulentny nad terenem miejskim, $I_u = 12\text{--}35\%$, $\alpha_w = 0^\circ\text{--}90^\circ$. Waga aerodynamiczna. CAARC w skali 1:250.
Okada i Ha (1992)	1,5	9,1– 21,1	6,1–14	2,7–6,2	$\alpha = 0,18$, $I_u = 15\%$ (na wierzchołku). Pomiary ciśnienia. TTB w skali 1:65, 1:100, 1:150. Porównanie z in-situ.
Rosa i in. (2012)	2,6	61,5	24	220	Teren zabudowany, $I_u = 12\text{--}23\%$, $\alpha_w = 0^\circ\text{--}360^\circ$. Pomiary ciśnienia, waga aerodynamiczna. Badania interferencji, model aeroelastyczny.
Rostamy i in. (2013)	1	3,15	3,15	9,45– 28,35	PIV. $H/D = 3,5, 7,9$ – dodatkowo walce o tych samych wymiarach.
Sittheeq i in. (1997)	1	10	10	25	$\alpha = 0,28$, różne $I_u = 18\%$, 15%, 10%, $L_u = 0,69, 0,48, 0,22 \text{ m}$ (na wierzchołku), $\alpha_w = 0^\circ$. Pomiary ciśnienia.
Surry i Djakovich (1995)	1	7,62	7,62	30,5	$\alpha = 0,15, 0,26, 0,43$, $I_u = 9\%$, 20%, 32% (środek modelu). Pomiary ciśnienia. Również przekroje zmodyfikowane.
Tamura i in. (2001c, 2003)	1–2	17–20	10–20	5–20	$\alpha = 0,15, 0,25$. Pomiary ciśnienia.
Tamura i in. (2008)	1–3	10–30	10–20	10–50	$\alpha = 0,25$, $\alpha_w = 0^\circ\text{--}90^\circ$. Pomiary ciśnienia.
Tanaka i in. (2012)	1–2	5–7,1	5–3,5	40	$\alpha = 0,27$, $I_u = 9,2\%$, $L_u = 0,360 \text{ m}$ (na wierzchołku), $\alpha_w = 0^\circ\text{--}45^\circ$ i $0^\circ\text{--}180^\circ$. Pomiary ciśnienia, HFFB. 28 modeli w 7 kategoriach.

Źródło	D/B	D [cm]	B [cm]	H [cm]	Przepływ. Pomiary. Uwagi.
Tang i Kwok (2004)	2,6	11,25	7,5	45	$\alpha = 0,19, I_u = 9\%$ (na wierzchołku). Waga aerodynamiczna. CAARC. Badanie interferencji.
Wacker (1994)	0,33–3	5–15	5–15	5–30	$\alpha = 0,17, I_u = 2–21\%, \alpha = 0,25, I_u = 4–24\%, \alpha = 0,33, I_u = 4–33\%$. Pomiary ciśnienia.
Wang i in. (2005) Wang i Zhou (2009)	1	2	2	6–14	Przepływ ustalony. PIV, anemometry, wizualizacja dymowa, LDA.
Wong i Lam (2013)	1	10	10	60	$\alpha = 0,12, I_u = 6–14\%, \alpha = 0,2, I_u = 6–16\%, \alpha_w = 0^\circ–90^\circ$. Pomiary ciśnienia, HFFB. Dodatkowo 9 obiektów z różną szerokością i głębokością wnek w ścianach bocznych.
Zasso i in. (2008)	2,56	57,6	22,5	209	model 2D: $I_u < 2\%$, model 3D: $I_u < 2\%$, dwa przepływy w terenie zabudowanym o różnej I_u i $L_u, \alpha_w = -90^\circ–+90^\circ$. Pomiary ciśnienia.
Zhang i Gu (2009)	0,33–3			60	Teren otwarty i miejski. Pomiary ciśnienia.
Zhou i in. (2003)	0,3–3			40–96	$\alpha = 0,16, I_u = 7–22\%, \alpha = 0,35, I_u = 15–34\%$. HFFB. Dodatkowo przekrój trójkątny i równoległoboczny.

6.4. Badania ciśnienia zewnętrznego na dachach płaskich

Zagadnienie oddziaływania wiatru na dachy płaskie jest dość szeroko analizowane w literaturze przedmiotu. Wykonywano badania modelowe, pomiary w skali naturalnej, jak również symulacje komputerowe, głównie z wykorzystaniem technik CFD. Niewiele jest jednak wyników dotyczących dachów budynków wysokich lub średniej wysokości, głównie odnoszą się one do budynków niskich o przekroju kwadratowym, ewentualnie dachów obiektów niskich o dużych rozpiętościach. Poniżej podsumowano dokonania ostatnich lat w tym temacie, a w Tabeli 7 zamieszczono podstawowe dane przytoczonych badań. Część pomiarów opisano w podrozdziałach dotyczących badań in situ oraz modelowych 3D.

Jensen i Franck (1965), jako jedni z pierwszych, przedstawili kompleksowe wyniki pomiarów modelowych ciśnienia na zewnętrznych powierzchniach dachów płaskich budynków o różnych wymiarach przekroju poprzecznego i wysokości. W każdym przypadku uzyskali ssanie na całej powierzchni dachu, największe przy krawędzi nawietrznej i malejące wraz z rosnącą odległością od tej krawędzi. Przy przepływie z niższą turbulencją, prostopadłym do ścian pionowych, ssanie jest rozłożone w sposób bardziej równomierny niż przy wysokiej turbulencji. W tym drugim wariancie, spada szybciej za krawędzią nawietrzną. Wartość średnia ssania dla całej powierzchni dachu jest największa, w przypadku przepływów z niską turbulencją, natomiast maksymalne wartości występują przy wysokiej turbulencji. W przypadku ukośnego kąta natarcia wiatru, największe ssanie występuje przy krawędzi, na której ma miejsce oderwanie, ale nie w samym narożu, co związane jest z powstawaniem tzw. wirów wierzchołkowych (narożnych). Przy ukośnym kącie natarcia, w przepływie o niskiej turbulencji, występują większe wartości maksymalne i średnie ssania na całej powierzchni, w porównaniu do przepływu z wysoką turbulencją.

Względnie stałe ciśnienie na dachu płaskim uzyskał Baines (1965), badając w tunelu budynki o przekroju kwadratowym i o różnej wysokości. W przypadku przepływu w warstwie przyściennej, ciśnienie na dachu było o ok. 50% niższe, w stosunku do przepływu ze stałą prędkością. Autor stwierdził, że redukcja ciśnienia na dachu jest większa dla budynków wysokich i przy wyższym wykładniku α opisującym profil wiatru.

Gerhardt i Kramer (1992) prowadzili badania modelowe ciśnienia na dachach płaskich budynków niskich o przekrojach kwadratowych, o takiej samej wysokości, a innych wymiarach rzutu poziomego. Stwierdzili, że rozkłady ciśnienia silnie zależą od smukłości modelu H/D , głównie gdy $H/D > 0,1$. Największe wartości ssania, występujące przy narożach i krawędziach nawietrznych dachu, uzyskano dla przepływu w terenie otwartym.

Kareem i Lu (1992) poruszyli temat wpływu attyk na rozkłady ciśnienia na dachach budynków średniej wysokości i wysokich. Stwierdzili, że attyki wpływają znacząco na rozkłady wartości średnich, rms oraz szczytowych ciśnienia, a redukcja ssania wzrasta wraz ze wzrostem wysokości attyki, ale zależy również od wysokości samego budynku. Najniekorzystniejsze wartości ssania zmierzono przy krawędziach nawietrznych, przy kącie natarcia $\alpha_w = 45^\circ$. Wiele ciekawych wyników, dotyczących wpływu attyk na ciśnienie przy krawędziach dachu i prędkości wiatru nad nim, przedstawili również Baskaran i Stathopoulos (1988), a następnie Marathe (1993) oraz Stathopoulos i in. (1999). W ostatniej z wspomnianych prac opisano pomiary w skali naturalnej i modelowej. W badaniach wykazano redukcję średniego ssania w narożach, wywołaną wysokimi attykami oraz jego wzrost, w przypadku zastosowania niskich barierek. Wzrost ssania pojawił się, gdy stosunek wysokości attyk do dłuższego wymiaru przekroju poziomego dachu wynosił 0,01–0,02. Temat podjęto także w pracy Pindado i Meseguera (2003), w której badano możliwość zmniejszenia ssania na dachu płaskim budynku niskiego przez zastosowanie na nim attyk, zamocowanych na różne sposoby oraz o różnej porowatości. Autorzy wykazali, że niskie murki o średniej porowatości oraz krótkie, podniesione w stosunku do górnej powierzchni budynku daszki, są skuteczniejsze w redukcji ssania powodowanego wirami narożnymi niż klasyczne pionowe pełne attyki.

Badaniem rozkładów ciśnienia na dachach płaskich budynków niskich, w celu określenia oddziaływania wiatru na położone na nich wykładziny, zajęli się Bienkiewicz i Sun (1992). Analizowanie problemu kontynuowali, znacznie później, Mooneghi i in. (2014), badając wpływ wiatru na betonowe płytki wykładziny dachowej, przy wykorzystaniu tzw. ściany wiatru (*Wall of Wind*), czyli baterii wentylatorów ustawionych w warunkach laboratoryjnych, ale pozwalającej zmierzyć obiekty o znacznych wymiarach, pośrednich między skalą modelową i rzeczywistą, np. w skali 1:10. Podobne eksperymenty w przepływie wytworzonym przez ścianę wiatru wykonali Blessing i in. (2009), starając się zoptymalizować kształt krawędzi dachu, w celu zmniejszenia ssania w narożach i przy boku nawietrznym.

Cao J. i in. (2012) przeprowadzili bardzo rozległe badania modelowe na temat ciśnienia na dachach kilkupoziomowych i płaskich budynków prostopadłościennych średniej wysokości. W pracy nie wykazano żadnych znacznych różnic w wartościach maksymalnych ssania, między dachami płaskimi, a wielopoziomowymi. Z drugiej strony, rozkłady powierzchniowe ssania i wartości maksymalne parcia na stopniach między poziomami, okazały się silnie za-

leżne od ilości stopni. Temat rozwinęli Cao i in. (2013a), określając dogodne warunki do zakładania ogrodów na dachach płaskich jedno- i dwupoziomowych.

W ostatnich latach wykonano wiele badań obejmujących pomiary ciśnienia, a mających na celu opis oddziaływania wiatru na panele słoneczne instalowane na omawianych dachach. Przykładowo, Cao i in. (2013b) wykorzystali modele opisane w poprzednich pracach (Cao J. i in., 2012, 2013a) do zbadania tego zagadnienia. Rozkłady prędkości nad dachem z zainstalowaną baterią solarów mierzyli Pratt i Kopp (2013), a ciśnienie Kopp i in. (2012). Wpływ attyk na wartości i rozkłady ciśnienia na dachu i zamontowane na nim solary przedstawili Browne i in. (2013). Natomiast Banks (2013) określał, na podstawie swoich dawniejszych badań i nowych eksperymentów prowadzonych na różnych budynkach niskich o dużych wymiarach poprzecznych, wpływ wirów narożnych na obciążenie paneli.

Szeroko zakrojone eksperymenty modelowe na temat wpływu interferencji wywołanej sąsiednimi budynkami, na rozkłady ciśnienia i prędkości wiatru na płaskim dachu budynku niskiego, przeprowadzili Pindado i in. (2011). Efekt badano w przypadkach różnej wysokości i odległości budynku nawietrznego i przy kolejnych kątach natarcia wiatru. Wykazano, że obciążenie wiatrem dachu płaskiego niskiego budynku może zostać znacznie zwiększone wskutek oddziaływania obiektu nawietrznego.

Nie sposób nie wspomnieć o bardzo intensywnym programie pomiarów w skali rzeczywistej na sześcianie o boku 6 m (Silsoe Cube), które przeprowadzili Richards i Hoxey (2006, 2008), tworząc potężną bazę danych mogących posłużyć do walidacji modeli numerycznych (por. Rozdział 6.2). W pierwszej pracy stwierdzili, że średnia odległość na dachu, w której następuje ponowne przyłączenie warstwy przyściennej, zależy od kierunku wiatru i maleje w przypadku ukośnych kątów natarcia wiatru oraz, gdy przepływ nad sześcianem ma charakter nieustalony. W drugiej pracy autorzy mierzyli ciśnienie na dachu i stwierdzili, że wysokie lokalne ssanie pojawia się głównie, gdy kąt natarcia jest ukośny, ale w przypadku dachów o dużych powierzchniach, obciążenie projektowe występuje raczej przy kątach natarcia bliskich 0° , ponieważ dla takich przepływ jest silniej skorelowany.

Fu i in. (2006) przeprowadzili badania modelowe na płaskich dachach budynków niskich o przekrojach kwadratowych, których celem było rozwinięcie metody służącej do prognozowania ciśnienia na dachu z wykorzystaniem sieci neuronowych.

Uematsu i in. (1999) wykonali pomiary ciśnienia zewnętrznego i prędkości wiatru w turbulentnej warstwie przyściennej, na dachach płaskich niskich budynków o przekrojach kołowych i o różnym stosunku rozpiętości do wysokości. Stwierdzili, że obciążenie projektowe takich dachów może być określane jako ekwiwalentne obciążenie statyczne, które jest iloczynem średniego ciśnienia wiatru i składnika spowodowanego porywami zgodnymi z pierwszą częstotliwością drgań. Obliczeniowe modelowanie pól ciśnienia na dachach okrągłych, mające na celu oszacowania obciążenia według proponowanej procedury, zostało przedstawione w późniejszej pracy Uematsu i in. (2008).

Wśród symulacji numerycznych warto wspomnieć o pracy Stathopoulosa i Zhou (1995), którzy równocześnie z badaniami eksperymentalnymi w tunelu prowadzili symulacje komputerowe wykorzystujące model $k-\varepsilon$ standard, w celu oszacowania ciśnienia na płaskich dachach budynków niskich i średniej wysokości, umieszczonych w warstwie przy-

ściennej. Stwierdzili, że wykorzystany model *RANS* w miarę poprawnie odwzorowuje ciśnienie na dachu budynku niskiego, ale w przypadku wysokiego, różnice w stosunku do eksperymentu są zbyt duże (więcej o symulacjach – Rozdział 7).

Problem wirów narożnych (wierzchołkowych) powstających nad dachem i powodujących pojawienie się dużego ssania na jego powierzchni, przy kącie natarcia wiatru różnym od 0° , poruszali oprócz Richarda i Hoxey'a (2008) również Lin i in. (1995), Lin i Surry (1998), Endo i in. (2006), Tieleman i in. (2001, 2003), Banks i in. (2000), Wu i in. (2001), Banks i Meroney (2001), Kawai (1997, 2002), Ono i in. (2008), Tryggeson i Lyberg (2010), Li i in. (2012).

Banks i in. (2000) przedstawili wizualizację przepływu oraz pomiary ciśnienia na dachu płaskim niskiego budynku, przeprowadzone w skali rzeczywistej i modelowej. Badali rozmiary i położenie wirów narożnych, dla różnych kątów natarcia wiatru i wykazali, że największe ssanie pojawiało się poniżej rdzenia wiru przemieszczającego się nad dachem, a jego wartość była inna w przepływach turbulentnym i ustalonym.

Prędkości wiatru i ciśnienie na dachu płaskim budynku TTB (*Texas Tech Building*) mierzyli Wu i in. (2001) oraz Banks i Meroney (2001). Stwierdzili, że wiry narożne zależą od: średniej prędkości wiatru warunkującej ich siłę, poziomego kąta natarcia, który określa ich położenie i fluktuacje ciśnienia na powierzchni oraz od pionowego kąta natarcia, który może znacząco zmodyfikować ich ukształtowanie i wywołać duże ssanie. Pomiary ciśnienia na modelu dachu TTB, wykonanym w skali 1:50, w wielu wariantach przepływów odpowiadających terenowi otwartemu, opisali Tieleman i in. (2001, 2003). Autorzy wykazali, że poprawne odwzorowanie ciśnienia, silnie zależy od odpowiedniego przyjęcia turbulencji. Różne analizy rozkładów ciśnienia na dachu TTB prowadzili także Lin i in. (1995), Lin i Surry (1998) oraz Endo i in. (2006) powodując, że wspomniany obiekt zalicza się do najdokładniej obmierzonych w aerodynamice konstrukcji inżynierskich.

Kawai (1997, 2002) w badaniach modelowych odkrył, że jednym z warunków rozwinięcia się wirów narożnych nad dachem płaskim jest, aby poryw wiatru działał pod kątem ok. 25° do krawędzi nawietrznej dachu. Według drugiego z warunków, wielkoskalowy poryw napływający pod małym kątem, musi oddziaływać we względnie długim czasie, w którym powietrze pokonuje ok. 4–5 razy długość dachu.

Oddziaływanie wiatru na dach płaski w skali modelowej, przy $\alpha_w = 45^\circ$ było przedmiotem badań w pracy Tryggesona i Lyberga (2010). W pracy stwierdzono, że ciśnienie maleje zgodnie z odwrotnością pierwiastka kwadratowego z odległości od naroża.

Ciekawe wyniki pomiarów ciśnienia, zarejestrowanych w skali rzeczywistej na budynku niskim w trakcie przejścia tajfunu, przedstawili Li i in. (2012). Okazało się, że ciśnienie w narożu dachu, w warunkach powstania wirów narożnych, jest silnie zależne od intensywności turbulencji składowej podłużnej prędkości wiatru i słabo od skali długości turbulencji wyznaczonej w tym kierunku.

Symulacje komputerowe *LES* dotyczące wirów narożnych przeprowadzono w pracy Ono i in. (2008), w której potwierdzono, że charakterystyki przepływu turbulentnego w warstwie przyściennej i jego kierunek na krawędź nawietrzną, determinują formowanie się wiru narożnego oraz rozkłady ciśnienia na dachu.

Tabela 7. Przegląd badań na temat oddziaływania wiatru na dachy płaskie.

Autor	D, B, H [cm]	Przepływ. Pomiar. Uwagi
Baines (1965)	$D = B = 5,4, H = 43,2,$ $D = B = H = 5,4$	Prędkość stała oraz $\alpha = 0,25$. Badania modelowe, pomiary ciśnienia.
Banks i in. (2000)	Sześciiany, $D = 45-120$	$I_u = 4-20\%$. Badania modelowe, pomiary ciśnienia, wizualizacja, in-situ. TTB.
Bienkiewicz i Sun (1992)	$D = 36,9, B = 55,2,$ $H = 15,6$	$\alpha = 0,14-0,17, I_u = 12-30\%$. Badania modelowe, pomiary ciśnienia. Wpływ wiatru na wykładziny. TTB.
Blessing i in. (2009)	Sześciąt, $D = 305$	$I_u = 6,3\%$. Pomiary ciśnienia, <i>Wall of Wind</i> .
Cao i in. (2012, 2013a, 2013b)	Sześciąt, $D = 45$	$\alpha = 0,19, I_u = 20\%$. Badania modelowe, pomiary ciśnienia. Dachy wielopoziomowe.
Fu i in. (2006)	$D = 60, B = 60, H = 14$	$\alpha = 0,16, I_u = 0,18$. Badania modelowe, pomiary ciśnienia, sieci neuronowe.
Gerhardt i Kramer (1992)	$H = 3,2, D/B = 1; 0,5,$ $D = 8, 16, 32, 64, 80$	$\alpha = 0,12, 0,24, 0,3$. Badania modelowe, pomiary ciśnienia.
Jensen i Franck (1965)	$H = 12, D = 5, B = 5,$ $H = 7, D = 14, B = 7,$ $H = 3,5, D = 14, B = 7$	Przepływ z niską, średnią i wysoką turbulencją, $z_0 = 1,8 \cdot 10^{-3}$ cm, 0,047 cm, 0,45 cm. $\alpha_w = 0^\circ-90^\circ$. Badania modelowe, pomiary ciśnienia.
Karem i Lu (1992)	$D = 12,7, B = 12,7,$ $H = 12,7, 25,4, 38, 50,8$	$\alpha = 0,16, 0,35$. Badania modelowe, pomiary ciśnienia.
Kawai (1997, 2002)	$D = 12, B = 12, H = 6$	Przepływ ustalony: $Re = 1,15 \cdot 10^5$ i turbulentny: $\alpha = 0,25, I_u = 22\%, Re = 7,07 \cdot 10^4$. Badania modelowe, pomiary ciśnienia.
Li i in. (2012)	$D = 600, B = 400,$ $H = 400$	Teren otwarty i podmiejski. Badania in-situ, pomiary ciśnienia w trakcie tajfunu.
Marathe (1993), Stathopoulos i in. (1999)	$D = 370, B = 260,$ $H = 330$	Teren podmiejski i otwarty, $\alpha \approx 0,15, I_u \approx 20\%$. Badania in-situ i modelowe (1:100, 1:200, 1:400), pomiary ciśnienia. Wpływ wysokości attyk.
Mooneghi i in. (2014)	$D = 335, B = 335,$ $H = 152,4$	$\alpha = 0,25, I_u = 4-22\%$. Pomiary ciśnienia. <i>Wall of Wind</i> .
Ono i in. (2008)		$\alpha = 0,25, Re = 2 \cdot 10^4-10^5, \alpha_w = 45^\circ$. LES.
Pindado i in. (2011)	$D = 20, B = 20, H = 10$	Teren otwarty, $I_u = 4\%$. Badania modelowe, pomiary ciśnienia. Wpływ interferencji.
Pindado i Meseguer (2003)	$D = 32, B = 32, H = 16$	Teren otwarty, $I_u = 2,5\%$ i $10\%, \alpha_w = 45^\circ$. Badania modelowe, pomiary ciśnienia. Różne attyki.
Richards i Hoxey (2006, 2008)	$D = B = H = 600$	Teren otwarty. Badania in-situ, pomiary ciśnienia i prędkości. Silsoe Cube.
Stathopoulos i Zhou (1995)	$D = 15,2, B = 15,2,$ $H = 3; 13,5$	$\alpha = 0,15$. Symulacje $k-\varepsilon$ ciśnienia, porównanie z badaniami modelowymi.
Tieleman i in. (2001, 2003), Lin i in. (1995), Lin i Surry (1998), Endo i in. (2006)	$D = 18,2,$ $B = 27,4,$ $H = 8$	$\alpha = 0,079-0,132, I_u = 7,1\%-19,3\%$. Badania modelowe, pomiary ciśnienia. TTB.
Tryggesson i Lyberg (2010)	$D = 15, B = 25, H = 15,$ $D = 30, B = 30, H = 30$	Przepływ ustalony, $Re = 0,63 \cdot 10^4-6,9 \cdot 10^5, \alpha_w = 45^\circ$. Badania modelowe, pomiary ciśnienia.
Uematsu i in. (1999, 2008)	Dachy okragle, $D/H = 1-8, D/H = 1-16$	$\alpha = 0,15, 0,24, I_u = 0,13-0,26, Re = 9,8 \cdot 10^4-1,8 \cdot 10^5$. Badania modelowe, pomiary ciśnienia.
Wu i in. (2001)	$D = 910, B = 1370,$ $H = 400$	Badania in-situ, pomiary ciśnienia. TTB.

7. Symulacje komputerowe jako alternatywa do badań modelowych

7.1. Krótki zarys podstaw teoretycznych

Opisując analizę opływu wiatru wokół budowli, nie sposób pominąć metod CWE (*Computational Wind Engineering*) i CFD (*Computational Fluid Dynamics*), które stają się coraz bardziej samodzielnym narzędziem, wykorzystywanym coraz chętniej w procesie projektowania. Oczywiście, najwydajniej narzędzia te działają w połączeniu z badaniami modelowymi lub jeszcze lepiej z pomiarami in-situ (Cochran i Derickson, 2011). W niniejszym podrozdziale przedstawiono, w dużym skrócie, podstawy teoretyczne CFD i dokonano przeglądu modeli numerycznych wykorzystywanych w aerodynamice budowli.

Płyn newtonowski (doskonale lepki) to model lepkości płynu stworzony przez Newtona, określający zależność między naprężeniami stycznymi (ścinającymi) τ_s i składową styczną wektora prędkości u_s (prędkością ścinania), uwzględniający lepkość dynamiczną μ :

$$\tau_s = \mu \frac{\partial u_s}{\partial n}, \quad (7.1)$$

gdzie: ∂n – element grubości warstwy płynu w kierunku prostopadłym do u_s .

Matematyczne rozwiązanie problemu przepływu wymaga rozwiązania układu nieliniowych równań różniczkowych cząstkowych, obejmujących równania ruchu, a w szczególności: równania Naviera-Stokesa (N-S) oraz równania ciągłości.

Równanie N-S dla płynu newtonowskiego, nieściśliwego, w przestrzeni trzymiarmowej, może być zapisane w postaci wektorowej:

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \mathbf{U} \cdot \nabla \mathbf{U} \right) = -\nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{U} + \mathbf{f} \quad (7.2)$$

lub wskaźnikowej, nieznacznie zmienionej w porównaniu do równania (4.1), dla $i = 1, 2, 3$:

$$\rho \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] + f_i, \quad (7.3)$$

gdzie: $\mathbf{U} = u_1 \mathbf{i} + u_2 \mathbf{j} + u_3 \mathbf{k}$ – wektor prędkości przepływu, $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$ – wektory bazowe (wersory) osi kartezjańskiego układu współrzędnych, t – czas, ρ – gęstość płynu, p – ciśnienie, \mathbf{f} – wektor sił masowych, ∇ – operator Hamiltona, ∇^2 – operator Laplace’a:

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial x_1} \mathbf{i} + \frac{\partial}{\partial x_2} \mathbf{j} + \frac{\partial}{\partial x_3} \mathbf{k}, \quad \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_3^2}. \quad (7.4)$$

Równanie ciągłości może być wyrażone w postaci wektorowej:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U}) = 0 \quad (7.5)$$

lub wskaźnikowej:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0. \quad (7.6)$$

Równania (N-S i ciągłości) opisują zarówno ruch laminarny jak i turbulentny płynu, ale o ile w przypadku niskich prędkości przepływu, a więc i niskich liczb Reynoldsa, przy których przepływ ma charakter laminarny opisują ruch płynu dokładnie, o tyle w przypadku ruchu turbulentnego, a takim zawsze jest wiatr, jak do tej pory nie udało się uzyskać w pełni satysfakcjonującego rozwiązania ścisłego. Rozwiązanie przybliżone można jedynie uzyskać numerycznie, modelując odpowiednio turbulencję przepływu, a więc uwzględniając jej zmiany w przestrzeni i w czasie. Niewiadomymi w powyższym układzie równań jest ciśnienie oraz pole prędkości przepływu. Ruch turbulentny to ruch, w którym powstają wiry, uzależnione od rozmiarów pola przepływu z jednej strony i od oddziaływania dyfuzyjnego między strugami płynu związanego z jego lepkością z drugiej. Aby poprawnie odwzorować przepływ, należy w procesie numerycznej dyskretyzacji jego pola zastosować rozmiar komórek nie większy niż rozmiar najmniejszych wirów, które według tzw. skali długości Kołmogorowa mają rozmiary 0,1–1 mm. Dla zastosowań inżynierskich, w których modeluje się budynek pełnowymiarowy, np. o wymiarach $D = 30$ m, $B = 15$ m, $H = 50$ m, przy poprawnym przyjęciu skali długości Kołmogorowa i domeny obliczeniowej, rozmiar siatki jest ogromny, o liczbie węzłów rzędu 10^{11} – 10^{16} . Sposób, w którym równania N-S są rozwiązywane metodą bezpośredniego całkowania (DNS – *Direct Numerical Simulation*) jest oczywiście najdokładniejszy, ale rozwiązanie można uzyskać dla stosunkowo niskich liczb Re , a więc takich, przy których przepływ jest laminarny. Powoduje to, że DNS jest metodą, której zastosowanie w inżynierii wiatrowej jest problematyczne ze względu na konieczność uwzględnienia wysokich wartości liczb Re , a rozwiązanie dla ruchu w pełni turbulentnego, jest jak na razie wciąż ograniczone mocą obliczeniową komputerów. Wobec takich trudności konieczne stało się znalezienie sposobu zastępczego modelowania turbulencji, pozwalającego na przyjmowanie siatki obliczeniowej o większych rozmiarach komórek.

Podstawą modelowania turbulencji jest przyjęcie hipotezy Reynoldsa, według której wartości składowych prędkości i ciśnienia, w dowolnym punkcie przestrzeni i w dowolnej chwili czasowej, można zapisać za pomocą równań:

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i, \quad (7.7)$$

$$p_i = \bar{p}_i + p'_i, \quad (7.8)$$

w których: \bar{u}_i , \bar{p}_i , u'_i , p'_i – składowe średnie i fluktuacyjne prędkości i ciśnienia.

W kolejnym etapie modelowania turbulencji, po wprowadzeniu hipotezy Reynoldsa do równań N-S i ciągłości, zakłada się uśrednienie równań N-S. Modele turbulencji, w których stosowane jest uśrednianie czasowe, nazywa się modelami RANS (*Reynolds-Averaged Navier-Stokes*). Równania N-S można również zmodyfikować uśredniając pole przepływu w przestrzeni, co jako pierwszy zaproponował Smagorinsky (Smagorinsky, 1963). W przypadku tej metody symuluje się duże wiry, większe od rozmiarów siatki dyskretyzacyjnej, stąd też jej nazwa LES (*Large Eddy Simulation*), a uwzględnienie mniejszych polega na wprowadzeniu dodatkowej lepkości, oddającej naprężenia w płynie przez nie powodowane.

Powyższe metody rozwiązania równań N-S (DNS, RANS i LES) wymagają dyskretyzacji pola przepływu. Alternatywą jest metoda bezsiatkowa DVM (*Discrete Vortex Method*, Chorin, 1973), bazująca na lagranżowskim modelu śledzenia cząstek. Polega ona na przekształceniu równań N-S do postaci zawierającej składowe wektora wirowości, a nie prędkości przepływu. Umożliwia to ich rozwiązanie za pomocą bezpośrednich metod symulacji zjawisk fizycznych, a nie za pomocą dyskretyzacji. Nie stwarza również konieczności zapisu dodatkowych równań opisujących modele turbulencji.

Reasumując, metody obliczeniowe pozwalające na rozwiązanie układu równań N-S w warunkach przepływu turbulentnego, można podzielić na (Murakami i Mochida, 1995, Murakami, 1997, 1998, ostatnio Cochran i Derickson, 2011):

- Modele RANS, stosujące uśrednienie czasowe i bazujące na hipotezie Reynoldsa.
- Modele LES, stosujące uśrednienie przestrzenne i bazujące na hipotezie Reynoldsa.
- Model DNS bezpośredniej symulacji numerycznej.
- Model DVM, zaliczany do modeli DNS, ale rozwiązywany metodami bezsiatkowymi.

Modele RANS i LES są najbardziej rozpowszechnione w aerodynamice budowli, szeroko opisywali je m.in.: Launder i Spalding (1972), Rodi (1993), Henkes (1998), Celebeci (2004), Flaga i in. (2004), McDonough (2007), Flaga (2008), Błazik-Borowa (2008), Hanjalić i Kenhereš (2008), Rao (2010).

7.2. RANS – Reynolds-Averaged Navier-Stokes

Po wprowadzeniu hipotezy Reynoldsa do równań N-S i uśrednieniu w dziedzinie czasu, uzyskuje się równanie Reynoldsa, opisujące ruch średni płynu:

$$\frac{\partial \rho \bar{u}_i}{\partial t} = \frac{\partial (\rho \bar{u}_j \bar{u}_i)}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \rho \overline{u'_i u'_j} \right] + f_i, \quad (7.9)$$

gdzie: $-\rho \overline{u'_i u'_j}$ – naprężenia Reynoldsa, $\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)$ – naprężenia powodowane lepkością płynu. Nadkreślenie symboli oznacza uśrednienie czasowe.

Tensor naprężeń Reynoldsa ma dziewięć składowych i jest symetryczny, czyli dostarcza sześciu dodatkowych niewiadomych, obok nieznanych wartości ciśnienia oraz pola prędkości przepływu. Oznacza to, że w zagadnieniach 2D, równania N-S dla dwóch składowych prędkości oraz równanie ciągłości, stanowią układ trzech równań koniecznych do wyznaczenia ciśnienia, dwóch składowych wektora prędkości i trzech składowych tensora naprężeń Reynoldsa. W przestrzeni 3D równań jest cztery – równania N-S dla trzech składowych wektora prędkości i równanie ciągłości, zaś niewiadomych dziesięć – ciśnienie, trzy składowe prędkości i sześć składowych tensora naprężeń Reynoldsa. Potrzebne są więc dodatkowe zależności, które domykają układ równań. Stanowią one istotę modeli turbulencji RANS, których w ciągu ostatnich 30 lat powstało wiele. Różnią się one głównie sposobem wyznaczania naprężeń Reynoldsa, których poprawne odwzorowanie pozwala na stosowanie CFD do rzeczywistych problemów inżynierskich. Poniżej dokonano przeglądu modeli RANS stosowanych w aerodynamice budowli.

7.2.1. Model lepkości turbulentnej – EVM (Eddy Viscosity Model)

Model bazuje na hipotezie Boussinesqa, który postawił tezę, że tensor naprężeń Reynoldsa jest proporcjonalny do tensora prędkości deformacji e_{ij} (Elsner, 1987, Flaga i in., 2004). Związek łączący te wielkości stanowi domknięcie układu równań i jest postaci:

$$\tau_{ij} = -\rho \overline{u'_j u'_i} = \mu_T e_{ij} = \mu_T \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \text{ czyli } -\overline{u'_j u'_i} = \nu_T \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad (7.10)$$

gdzie: μ_T – współczynnik proporcjonalności, zwany turbulentnym dynamicznym współczynnikiem lepkości, $\nu_T = \mu_T / \rho$ – turbulentny kinematyczny współczynnik lepkości.

7.2.2. Model drogi mieszania Prandtla

Według teorii Prandtla (1956), siły lepkości w przepływie płynu są nieistotne w pewnej określonej odległości od powierzchni ciała, ale w obszarze warstwy przyściennej pominięte być nie mogą (Markatos, 1986). Naprężenia Reynoldsa w warstwie przyściennej są równe:

$$\bar{\tau}_{ij} = -\rho \overline{u'_j u'_i} = \rho l^2 \left(\frac{d\bar{u}}{dy} \right)^2, \quad \nu_T = l^2 \left(\frac{d\bar{u}}{dy} \right)^2, \quad (7.11)$$

gdzie: y – współrzędna prostopadła do ściany, l – droga mieszania, która według Prandtla wyraża się wzorem: $l = \kappa y$, κ – stała von Kármána.

7.2.3. Model k - ε standard

Model był przez lata najpowszechniej wykorzystywany w inżynierii wiatrowej, ze względu na relatywnie niskie koszty obliczeń (Launder i Spalding, 1972, Markatos, 1986, Bosh i Rodi, 1996, Tsuchiya i in., 1997, Tominaga i Stathopoulos, 2009). Ma on jednak ograniczenie stosowania do przepływów, w których naprężenia Reynoldsa mają znaczenie drugorzędne. Lata stosowania wykazały stosunkowo niską dokładność i dość słabą walidację. W modelu występują dwa dodatkowe równania opisujące energię kinetyczną turbulencji k i dyssypację energii kinetycznej turbulencji ε . Tensor naprężeń Reynoldsa ma postać:

$$\tau_{ij} = -\rho \overline{u'_j u'_i} = \mu_T S_{ij} - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}, \quad (7.12)$$

gdzie: $\mu_T = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$, S_{ij} – tensor prędkości odkształcenia kąowego (4.4), δ_{ij} – delta Kronekera (1, gdy $i = j$ i 0, gdy $i \neq j$).

Równania wiążące dwie dodatkowe wielkości k i ε są następujące:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = P_k - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\nu_T}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right], \quad (7.13)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} P_k - C_{\varepsilon 2} \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\nu_T}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right], \quad (7.14)$$

gdzie: $P_k = \frac{\tau_{ij}}{\rho} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = \nu_T S^2$ – produkcja energii kinetycznej turbulencji, $S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$ –

moduł tensora prędkości odkształcenia kąowego. Stałe modelu oszacowane przez Laundera i Spaldinga (1972) wynoszą odpowiednio: $C_\mu = 0,09$, $C_{\varepsilon 1} = 1,44$, $C_{\varepsilon 2} = 1,92$, $\sigma_k = 1$, $\sigma_\varepsilon = 1,3$. Wartości stałych, stosowanych w inżynierii wiatrowej, zmieniały się wskutek badań walidacyjnych (modelowych lub in-situ) dotyczących konkretnych symulacji.

Murakami (1997, 1998) wykazał, że model $k-\varepsilon$ standard niepoprawnie szacuje poziom energii kinetycznej turbulencji k , głównie na górnej krawędzi nawietrznej ciał znajdujących się w przepływie, gdzie występuje przeszacowanie wartości P_k .

7.2.4. Model $k-\varepsilon$ RNG – Renormalization Group $k-\varepsilon$

Model uwzględnia teorię renormalizacji grup w równaniach N-S modelu (Yakhot i in., 1991, 1992, Easom, 2000, Jeong i in., 2002, Tominaga i Stathopoulos, 2009). Równanie opisujące k jest takie samo jak w modelu $k-\varepsilon$ standard, zaś w równaniu opisującym ε wprowadzono korektę w postaci C_{1RNG} :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\varepsilon}{k} [(C_{\varepsilon 1} - C_{1RNG}) P_k - C_{\varepsilon 2} \varepsilon] + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\nu_T}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right], \quad (7.15)$$

gdzie:

$$C_{1RNG} = \frac{\eta(1 - \eta/4,38)}{(1 + 0,012\eta^3)}, \quad \eta = \frac{k}{\varepsilon} \left(\frac{P}{\mu_T} \right)^{0,5} = \frac{k}{\varepsilon} S. \quad (7.16)$$

Stałe modelu wynoszą: $C_{\varepsilon 2} = 1,68$, $\sigma_\varepsilon = 0,719$, $\sigma_k = 1$, $C_\mu = 0,085$.

7.2.5. Model LK $k-\varepsilon$ – Launder-Kato $k-\varepsilon$

W modelu opisywanym m.in. przez Murakamiego (1997), Lakehala i Rodiego (1997), Rodiego (1997), Tsuchiya i in. (1997), Senthooana i in. (2004), Tominagę i Stathopoulou (2009), wyrażenie pozwalające obliczyć produkcję energii kinetycznej turbulencji P_k zostało zmienione:

$$z: P_k = \nu_T S^2 \quad na: P_k = \nu_T S \Omega, \quad (7.17)$$

gdzie: $\Omega = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}}$ – moduł tensora wirowości pola Ω_{ij} :

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right). \quad (7.18)$$

Wskutek modyfikacji P_k , nadprodukcja k wokół nawietrznych krawędzi jest znacznie obniżona. Jednakże, jak twierdzi Murakami (1997), model LK $k-\varepsilon$ zawiera niezgodność matematyczną między produkcją P_k i naprężeniami Reynoldsa, która została wyeliminowana za pomocą kolejnych modyfikacji zawartych w modelu MMK $k-\varepsilon$.

7.2.6. Model MMK $k-\varepsilon$ – Murakami-Mochida-Kondo $k-\varepsilon$

Główne równania modelu definiujące k i ε są niezmienione w stosunku do $k-\varepsilon$ standard (Tsuchiya i in., 1997, Murakami, 1997, 1998). Model MMK $k-\varepsilon$ usuwa sprzeczność występującą w LK $k-\varepsilon$, dzięki wprowadzeniu modyfikacji do wyrażenia opisującego lepkość turbulentną ν_T , a nie w określaniu produkcji energii kinetycznej P_k :

$$\nu_T = C_\mu^* \frac{k^2}{\varepsilon} \rightarrow \begin{cases} C_\mu^* = C_\mu \frac{\Omega}{S} & \text{gdy } \frac{\Omega}{S} < 1 \\ C_\mu^* = C_\mu & \text{gdy } \frac{\Omega}{S} \geq 1 \end{cases} \quad (7.19)$$

Pomimo, że wyrażenie opisujące P_k jest takie samo jak w $k-\varepsilon$ standard ($P_k = \nu_T S^2$), to wartość P_k jest mniejsza, gdy $\Omega/S < 1$, wskutek modyfikacji współczynnika C_μ . Autorzy weryfikowali model na podstawie badań eksperymentalnych i można stwierdzić, że stanowi on pewne dopasowanie grupy modeli $k-\varepsilon$ do inżynierii wiatrowej.

7.2.7. Model $k-\varepsilon-\phi$ – Kawamoto $k-\varepsilon$

Model $k-\varepsilon-\phi$ wprowadza nową zmienną ϕ , określoną jako spiralność i obok równań na k i ε wymaga dodatkowego równania służącego do określania ϕ (Murakami, 1997, 1998). Model poprawnie odwzorowuje wiry wierzchołkowe na dachach konstrukcji, co w innych ujęciach RANS, wiąże się z poważnymi problemami, związanymi z przeszacowaniem P_k

7.2.8. Realizable $k-\varepsilon$ – RLZ $k-\varepsilon$

W modelu RLZ $k-\varepsilon$ (Shih i in., 1995, Tominaga i Stathopoulos, 2009) wprowadzone zostało nowe równanie wyrażające dyssypację energii kinetycznej turbulencji ε :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\nu_T}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_1 S \varepsilon - C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}}, \quad (7.20)$$

gdzie stałe modelu wynoszą: $C_1 = \max\left(0, 43, \frac{\eta}{\eta + 5}\right)$, $\eta = \frac{Sk}{\varepsilon}$, $C_2 = 1,9$, $\sigma_\varepsilon = 1,2$.

Ponadto, w inny sposób zdefiniowano lepkość turbulencji: $\mu_T = \rho C_\mu k^2 / \varepsilon$, precyzując wyznaczenie stałej C_μ .

7.2.9. Model $k-\omega$

W równaniach modelu, ε zastąpiono przez ω , które oznacza dyssypację na jednostkę energii kinetycznej turbulencji i ułatwia całkowanie równań (Wilcox, 1988, 1993, 1994, Markatos, 1986). Równania energii kinetycznej turbulencji i dyssypacji są następujące:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \beta^* k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \sigma^* \nu_T \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right], \quad (7.21)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \alpha \frac{\omega}{k} \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(v + \sigma v_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right], \quad (7.22)$$

w których: $v_T = k/\omega$, a stałe wynoszą $\beta = 3/40$, $\beta^* = 9/100$, $\alpha = 5/9$, $\sigma = 0,5$, $\sigma^* = 0,5$.

Wadą modelu jest duża wrażliwość rozwiązania na zadane na początku domeny obliczeniowej wartości ω .

7.2.10. Model RSM — Reynolds Stress Model

Niniejsze podejście nie wykorzystuje modeli lepkości turbulentnej EVM, opartych na hipotezie Boussinesqa (k - ε standard, k - ε RNG, k - ω , Prandtl, itp.), ale opiera się na domknięciu układu równań za pomocą bezpośredniego opisu transportu poszczególnych składowych tensora naprężeń Reynoldsa (Markatos, 1986, Murakami, 1997, 1998, Rodi, 1997, Henkes, 1998, Easom, 2000). Dodatkowe równania transportu, dla każdego z naprężeń Reynoldsa (równania momentu drugiego rzędu), w modelu RSM są postaci:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\overline{u'_i u'_j}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u'_i u'_j u'_j}) = P_{ij} + D_{ij} + \phi_{ij} - \varepsilon_{ij}, \quad (7.23)$$

gdzie: P_{ij} – produkcja naprężeń Reynoldsa, D_{ij} – prędkość dyfuzji, ϕ_{ij} – redystrybucja naprężeń Reynoldsa na skutek interakcji między naprężeniami i odkształceniami, ε_{ij} – prędkość dyssypacji.

Wartość ε jest wyrażona w następujący sposób:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\varepsilon \bar{u}_j) = D_\varepsilon + \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} P_k - C_{\varepsilon 2} \varepsilon). \quad (7.24)$$

Stałe w powyższych równaniach zależą od wersji modelu RSM, których powstało wiele. Zaletą RSM jest dokładniejszy opis fizyczny przepływu turbulentnego niż w przypadku modeli EVM, jednak jego stosowanie w inżynierii wiatrowej ma ograniczony zakres z powodu konieczności zbyt skomplikowanego modelowania zjawiska. Rozwój modeli opartych na RSM polega na poprawieniu relacji naprężenie-odkształcenie ϕ_{ij} , której różne sposoby wyrażenia przedstawiono w modelach *FLT* (Fu-Launder-Tselepidalis – Fu i in., 1987), czy *SSG* (Speziale-Sarkar-Gatski – Speziale i in., 1991). Autorzy tych modyfikacji zaproponowali aproksymację kwadratową lub sześcienną ϕ_{ij} , ale w przypadku symulacji opływu wokół sześciangu uzyskali niewielką poprawę w stosunku do liniowej, stosowanej we wcześniejszej wersji modelu – *LRR* (Launder-Reece-Rodi – Launder i in., 1975). Inne warianty *RSM*, wykorzystywane sporadycznie w inżynierii wiatrowej, to *GL* (Gibson-Launder – Gibson i Launder, 1978), czy *CL* (Craft-Launder – Craft i Launder, 1992).

7.2.11. Model ASM – Algebraic Stress Model

Model stanowi uproszczenie *RSM*, polegające na usunięciu składników opisujących konwekcję i dyfuzję z równań domykających, sprowadzając układ równań różniczkowych, do dwóch równań różniczkowych transportu i układu równań algebraicznych, co zwiększa

szybkość rozwiązania (Murakami, 1993, Rodi, 1976, Flaga i in., 2004). Podstawowym założeniem jest proporcjonalność transportu naprężeń Reynoldsa do transportu energii kinetycznej turbulencji k . Układ przedstawiony przez Murakamiego (1993) ma postać:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (k \bar{u}_j) = D_k + P_k - \varepsilon, \quad (7.25)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\varepsilon \bar{u}_j) = D_\varepsilon + \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} P_k - C_{\varepsilon 2} \varepsilon), \quad (7.26)$$

$$(P_k - \varepsilon) \frac{\overline{u'_i u'_j}}{k} = P_{ij} + \phi_{ij} - \varepsilon_{ij}. \quad (7.27)$$

Funkcje występujące w równaniach są wyrażone tak samo jak w modelu RSM.

7.2.12. Modele dwuwarstwowe

Modele dwuwarstwowe (Lakehal i Rodi, 1997, Markatos, 1986) wykorzystują równania k - ε standard lub modeli RSM do opisu przepływu w obszarze poza bezpośrednią bliskością opływającego ciała i prostszych modeli jednorównaniowych do opisu przepływu przy ścianach, gdzie duży wpływ ma lepkość. W jednorównaniowym modelu, lepkość turbulentna jest proporcjonalna do skali prędkości, określonej z rozwiązania równania na k i skali długości l_μ , która jest opisana algebraicznie. Dyssypacja energii ε jest związana z k i z długością skali dyssypacji l_ε , która również opisana jest algebraicznie. Modele dwuwarstwowe różnią się między sobą sposobem stosowania skali prędkości i opisem skal długości l_μ i l_ε . W pełni turbulentnym przepływie, skale l_μ i l_ε zmieniają się liniowo wraz z odległością od ściany.

Przykładem jest model oparty na skali prędkości TLK ($k^{1/2}$), który w warstwie przyściennej stosuje równanie:

$$\nu_T = C_u k^{1/2} l_\mu, \quad \varepsilon = k^{3/2} / l_\varepsilon. \quad (7.28)$$

Skala długości określona jest następująco:

$$l_u = C_l y_n f_\mu, \quad (7.29)$$

gdzie: $f_\mu = 1 - \exp\left(-\frac{R_y 25}{A_\mu A^+}\right)$, $C_l = \kappa C_u^{-3/4}$, $A_\mu = 50,5$, $A^+ = 25$, y_n – odległość od ściany.

W pobliżu ściany, skala dyssypacji jest opisana równaniem:

$$l_\varepsilon = \frac{C_l y_n}{1 + C_\varepsilon / (R_n C_l)}, \quad C_\varepsilon = 13,2. \quad (7.30)$$

Innym przykładem jest model TLV , w którym wykorzystano wartość $(u'^2)^{1/2}$, jako skalę prędkości, która daje lepsze wyniki odwzorowania l_ε przy ścianie, w porównaniu do $k^{1/2}$:

$$\nu_T = \sqrt{u'^2} l_{u'v}, \quad \varepsilon = \sqrt{u'^2} \frac{k}{l_{\varepsilon v}}, \quad (7.31)$$

gdzie:

$$l_{\mu,v} = 0,33y_n, \quad l_{\varepsilon,v} = \frac{1,3y_n}{1 + 2,12 \frac{v}{\sqrt{u'^2} y_n}}. \quad (7.32)$$

7.2.13. Modele nieliniowe k - ε

Przez lata rozwoju modeli opartych na hipotezie Boussinesqa okazało się, że symulacje w dziedzinie inżynierii wiatrowej, głównie przy badaniu opływu wokół ciał z zakrzywionymi powierzchniami, nie dawały zadowalających rezultatów. Stwierdzono, że jest to spowodowane sposobem opisu relacji między naprężeniami a odkształceniami w płynie. Modele nieliniowe dotyczą przepływów anizotropowych, w których związek między naprężeniami Reynoldsa i tensorem prędkości odkształcenia kąowego S_{ij} nie jest liniowy, jak w hipotezie Boussinesqa, ale jest wyrażony za pomocą związków wyższego rzędu. Modele nieliniowe oparte są na założeniu, że naprężenia turbulentne są funkcją gradientów prędkości, lokalnej skali turbulencji, oraz skali czasowej, a związki między nimi są w różny sposób wyrażone (Speziale, 1987, Shih i in., 1993, Craft i in., 1996, Murakami, 1997, Ehrhard i Moussiopoulos, 2000, Easom, 2000, Wright i Easom, 2003, Shao i in., 2012).

Przykładem jest model Crafta (Craft i in., 1996), który przedstawia naprężenia Reynoldsa w formie aproksymacji kwadratowej, wykorzystującej tensory S_{ij} i Ω_{ij} :

$$\overline{u'_i u'_j} = -\nu_T S_{ij} + \frac{2}{3} \delta_{ij} k + \nu_T \frac{k}{\varepsilon} \left[C_1 \left(S_{ik} S_{kj} - \frac{1}{3} S_{kl} S_{kl} \delta_{ij} \right) + C_2 (\Omega_{ik} S_{kj} + \Omega_{jk} S_{ki}) + C_3 \left(\Omega_{ik} \Omega_{jk} - \frac{1}{3} \Omega_{kl} \Omega_{kl} \delta_{ij} \right) \right], \quad (7.33)$$

oraz sześcienniej:

$$\begin{aligned} \overline{u'_i u'_j} = & -\nu_T S_{ij} + \frac{2}{3} \delta_{ij} k + \nu_T \frac{k}{\varepsilon} \left[C_1 \left(S_{ik} S_{kj} - \frac{1}{3} S_{kl} S_{kl} \delta_{ij} \right) + C_2 (\Omega_{ik} S_{kj} + \Omega_{jk} S_{ki}) + C_3 \left(\Omega_{ik} \Omega_{jk} - \frac{1}{3} \Omega_{kl} \Omega_{kl} \delta_{ij} \right) \right] + \\ & + \nu_T \frac{k^2}{\varepsilon^2} \left[C_4 (S_{kl} \Omega_{lj} + S_{lj} \Omega_{kl}) S_{ij} + C_5 (\Omega_{ij} \Omega_{lm} + S_{il} \Omega_{lm} \Omega_{mj} - \frac{2}{3} S_{lm} \Omega_{mn} \Omega_{nl} \delta_{ij}) + C_6 (S_{ij} S_{kl} S_{kl}) + C_7 (S_{ij} \Omega_{kl} \Omega_{kl}) \right] \end{aligned} \quad (7.34)$$

Współczynniki C_1 – C_3 w równaniu (7.33) oraz C_1 – C_7 w (7.34) zostały określone doświadczalnie, na podstawie szacowania naprężeń Reynoldsa w szerokim zakresie przepływów turbulentnych. Modele wykazały znaczącą poprawę, m.in. w zakresie symulacji ponownego przyłączenia warstwy przyściennej i odległości, w jakiej ono następuje.

Inny model, również stosujący aproksymację kwadratową naprężeń Reynoldsa, zaproponował Speziale (Speziale, 1987):

$$-\overline{u'_i u'_j} = -\nu_T \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ik} k + C_D l^2 \left(D_{im} D_{mj} - \frac{1}{3} D_{mn} D_{mn} \delta_{ij} \right) - C_E l^2 \left(D_{ij}^{\bar{}} - \frac{1}{3} D_{mn}^{\bar{}} \delta_{ij} \right), \quad (7.35)$$

Jeszcze inne modele nieliniowe, to model Shiha (Shih i in., 1993), czy model Ehrharda (Ehrhard i Moussiopoulos, 2000).

7.3. LES – Large Eddy Simulation

Model został stworzony przez Smagorinsky'ego (1963), który zaproponował symulowanie dużych wirów uśredniając w przestrzeni pole przepływu. W latach późniejszych, LES był opisywany i weryfikowany wielokrotnie, m.in. przez Germano i in. (1991) Germano (1996), Murakami i in. (1999a), Sohankara (2006), Gousseau i in. (2013). W metodzie symulowane są wiry zbliżone rozmiarami do rozmiarów oczka siatki, zaś mniejsze od rozmiarów siatki, są wprowadzane do modelu za pomocą dodatkowej lepkości wynikającej z naprężeń w nich istniejących (tzw. *SGS – Subgrid Scale Stress*). Równania N-S są dane w postaci:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0, \quad (7.36)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}. \quad (7.37)$$

Nadkreślenia w powyższych wzorach oznaczają, w przypadku LES, filtrację przestrzenną, natomiast τ_{ij} – składowe tensora naprężeń SGS, w skali mniejszej niż zastosowana skala filtracji:

$$\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j. \quad (7.38)$$

W modelu standardowym Smagorinsky'ego, zwanym SGS, układ równań został dokonany wykorzystując wyrażenie naprężeń SGS za pomocą lepkości turbulentnej ν_{SGS} :

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = -2\nu_{SGS} \bar{S}_{ij}, \quad (7.39)$$

gdzie:

$$\nu_{SGS} = L_{SGS}^2 \bar{S}, \quad (7.40)$$

$L_{SGS} = \min(\kappa d, C_s V_c^{1/3})$ – droga mieszania SGS, $\bar{S} = \sqrt{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}}$ – przefiltrowany tensor prędkości odkształcenia kąowego, κ – stała von Kármána, d – odległość od najbliższej ściany, V_c – objętość komórki obliczeniowej, C_s – stała Smagorinsky'ego o wartości 0,1–0,25, w modelu standardowym C_s jest wartością definiowaną przez użytkownika.

Model standardowy posiada pewne uproszczenia. Przede wszystkim wykazuje nadmierną dyssypację, a stała C_s musi być optymalizowana dla każdego pola opływu. Uproszczenia zawarte w modelu SGS dotyczące C_s były wiele razy poprawiane, najbardziej znany i użyteczny wariant o nazwie DS (*Dynamic Smagorinsky*) stworzył Germano (Germano i in., 1991, Germano, 1996, Murakami i in., 1999a). W modelu DS, stała C_s jest obliczana na każdym kroku, jako zmienna czasowa i przestrzenna, za pomocą dwóch filtrów o różnych skalach: jednym o skali siatki i drugim testowym (Germano i in., 1991, Murakami i in., 1999a) lub za pomocą filtra szerokości podwójnego rozmiaru siatki (Gousseau i in., 2013), a jej wartość jest ograniczona do zakresu 0–0,23 w celu uniknięcia niestabilności numerycznych.

7.4. DNS – Direct Numerical Simulation

DNS to najprostsza metoda do zastosowania numerycznego, ale bardzo czasochłonna i wymagająca dużych mocy obliczeniowych. Równania N-S są rozwiązywane bezpośrednio, uwzględniając wszystkie możliwe ruchy w płynie, od największej skali do skali dyssypacji, a więc pole przepływu jest dyskretyzowane zgodnie ze skalą Kolmogorowa. Nie jest więc konieczne modelowanie turbulencji, jak ma to miejsce w przypadku modeli RANS. Jak już wspomniano, rozwiązanie uzyskano na razie dla stosunkowo niskich liczb Re , w zakresach znajdujących się poniżej tych, które występują w inżynierii wiatrowej.

7.5. DVM – Discrete Vortex Method

Metoda wirów dyskretnych DVM oparta jest na przedstawieniu równań N-S w formie wirowej (Chorin, 1973, Turkiyyah i in., 1995, Taylor i Vezza, 1999a, Flaga i in., 2004, Nowicki, 2012a). Rozwiązanie równań N-S jest przeprowadzone przez dyskretyzację pola opływu w postaci serii cząsteczek wirowych. Po zastosowaniu prawa Biota-Savarta można znaleźć prędkość każdej cząsteczki. Ciało jest definiowane jako seria węzłów połączonych ze sobą w panele, dające wielokątne przedstawienie powierzchni tego ciała. Warunki brzegowe wprowadzane są w sposób zapewniający zerowy przepływ masy przez każdy panel, nadając siłę wirową γ w każdym węźle ciała. Wielkość γ przedstawia całkowity rozkład wirowości na powierzchni opływającego obiektu. Następnie, wiry są odrywane z powierzchni do opływu, gdzie jest obliczana ich konwekcja i dyfuzja. Jest to, w przeciwieństwie do RANS i LES, metoda bezsiatkowa.

7.6. Przegląd symulacji opływu wokół budynków prostopadłościennych

7.6.1. Informacje wstępne

W dziedzinie inżynierii wiatrowej, w okresie ostatnich kilkudziesięciu lat, wiele wysiłku włożono w stworzenie tak zwanego tunelu numerycznego, czyli bazy danych, której wykorzystanie z powodzeniem zastąpiłoby badania modelowe oraz in-situ. W latach 90-tych XX wieku, jeden z prekursorów aplikacji CFD w inżynierii wiatrowej, prof. Shuzo Murakami, zapowiadał szybkie zastąpienie badań modelowych symulacjami komputerowymi. Jak się jednak okazało, badania modelowe są w dalszym ciągu wykonywane i wydają się niezbędne, a symulacje są wciąż na etapie ciągłego rozwoju. W obecnej chwili, w zasadzie każdym symulacjom towarzyszą badania modelowe, a jeszcze lepiej in-situ, walidujące modele numeryczne. Warto w tym miejscu wspomnieć o pojęciach weryfikacji i walidacji modeli numerycznych, których znaczenie wytłumaczono w pracy Gousseau i in. (2013). Autorzy, nawiązując do rozbieżności występujących wśród użytkowników CFD w interpretacji pojęć walidacja i weryfikacja, podają, że walidacja to określenie stopnia, w jakim model jest dokładnym odwzorowaniem rzeczywistego świata z punktu widzenia zamierzonego jego wykorzystania, natomiast weryfikacja, to proces ustalenia, że wdrożenie modelu dokładnie reprezentuje jego opis koncepcyjny oraz rozwiązanie. A więc, weryfikacja opiera się na sprawdzeniu kodu i rozwiązaniu, czyli na oszacowaniu błędu powodowa-

nego modelowaniem i przeprowadzonymi obliczeniami, zaś walidacja polega na porównaniu wyników symulacji z badaniami modelowymi lub in-situ.

Symulacje CFD obejmują przypadki dwu- i trzywymiarowe, przy czym dużo więcej jest tych pierwszych, z oczywistego względu większej kosztowności i czasochłonności drugich. Ostatnio, coraz częściej wykorzystywane są symulacje 3D, co związane jest z dynamicznym rozwojem klastrów komputerowych, a więc i dostępnej mocy obliczeniowej. Oba rodzaje symulacji można prowadzić, jako ustalone i nieustalone w czasie. Poniżej przedstawiono przegląd literatury związanej z technikami CFD, stosowanymi w inżynierii wiatrowej i ukierunkowanymi na badania opływu wokół modeli o przekrojach z ostrymi krawędziami, zarówno dwu- jak i trzywymiarowych oraz ciśnienia na ich zewnętrznych powierzchniach.

7.6.2. Symulacje RANS

Podstawy teoretyczne modelowania turbulencji i dokładne opisy modeli $k-\varepsilon$, $k-\omega$, z różnymi modyfikacjami oraz LES i DNS podał Markatos (1986). Według autora, głównym mankamentem $k-\omega$ jest to, że jedna ze stałych modelu musi się różnić wraz z odległością od ściany, wskutek eksperymentalnego dopasowania rozkładu prędkości przepływu w turbulentnej warstwie przyściennej wzorem logarytmicznym. Ten mankament został usunięty w różnych późniejszych modyfikacjach $k-\omega$. Model $k-\varepsilon$, najpopularniejszy w latach 80-tych, głównie z powodu szybkości w działaniu, również zdaniem autora potrzebował znacznych modyfikacji. Markatos stwierdził, że $k-\omega$ i $k-\varepsilon$ wymagają wprowadzenia znaczących korekt w wartościach stałych, aby mogły zostać wykorzystane w konkretnych zastosowaniach w inżynierii wiatrowej, natomiast LES jest metodą obiecującą, ale wciąż zbyt kosztowną komputerowo.

Jak wynika z pracy Cóstoli i in. (2009), współczynniki ciśnienia wiatru na ścianach są zależne od szeregu parametrów, takich jak: geometria budynku, szczegóły elewacji, wysokość, na której leży rozpatrywany obszar, poziom odkrycia bądź zakrycia przez sąsiednie budynki, w końcu od kierunku i prędkości wiatru. Autorzy dokonali przeglądu źródeł danych, tzw. "pierwszorzędnych", czyli uzyskanych w badaniach w skali rzeczywistej i modelowej oraz za pomocą CFD, jak również "drugorzędnych", takich jak bazy danych i modele analityczne. Zwrócili uwagę na duże rozbieżności wartości współczynników ciśnienia, nawet w ramach pomiarów przeprowadzonych dla tego samego budynku i tej samej warstwy przyściennej, w najprostszym przypadku pojedynczej niezastłoniętej konstrukcji. Przykładowo, dla budynku sześciennego różnice wartości współczynników sięgają 40%, a w przypadku budynku przesłoniętego, w pobliżu jego krawędzi są nawet na poziomie 100%.

Wartości średnie ciśnienia zewnętrznego oraz opływ wokół budynku TTB udało się, we wczesnej fazie rozwoju CFD, przy użyciu modeli RANS, pomyślnie odwzorować Selvamowi (1992, 1996). Współczynniki ciśnienia i pole prędkości wiatru nad modelem, wzdłuż przekroju pionowego przechodzącego przez środek budynku, w zastosowanych modelach $k-\varepsilon$ *standard* i *KL* $k-\varepsilon$ były niemal identyczne. Energia kinetyczna turbulencji na ścianie wewnętrznej obliczona wg *KL* $k-\varepsilon$ była niższa niż w $k-\varepsilon$ *standard*.

Symulację opływu i ciśnienia na modelach kwadratu, sześciangu i niskiego budynku przedstawili Tsuchiya i in. (1997). Autorzy stwierdzili, że *LK* $k-\varepsilon$ i *MMK* $k-\varepsilon$ dostarczają

lepszych wyników niż $k-\varepsilon$ standard. W niektórych aspektach, jak np. odwzorowanie ciśnienia, najlepiej spisuje się $MMK\ k-\varepsilon$, ale wymaga on poprawy w zakresie symulowania wirów wierzchołkowych na dachach obiektów, szczególnie przy ukośnych kątach natarcia wiatru.

Lee (1997), symulując przepływ turbulentny wokół kwadratu wykazał, że nawet najprostsze modele $k-\varepsilon$ dają sensowne wyniki, pod warunkiem, że przyjęte zostaną poprawnie parametry numeryczne, takie jak dokładność przestrzenna i czasowa, czy schemat konwekcji. Autor porównał strukturę pola wiatru i jego prędkości w śladzie aerodynamicznym, współczynniki średnie i rms ciśnienia oraz sił aerodynamicznych, liczbę St , itp., z badaniami modelowymi. Stwierdził, że modele $k-\varepsilon$ standard, $k-\varepsilon$ RNG oraz szczególna wersja $k-\varepsilon$ stosowana przy niskich liczbach Re , poprawnie przedstawiają współczynniki sił i nie wykazują spiętrzenia energii kinetycznej turbulencji przy punkcie stagnacji, co było uważane za ich główny mankament. Wszystkie wyniki były wrażliwe na rozdzielczość siatki, przyjęty schemat konwekcji i przede wszystkim wybór modelu turbulencji.

Modyfikację $k-\varepsilon$ standard, służącą do szacowania ciśnienia, przedstawili Mikkelsen i Livesey (1995). Wartości współczynników ciśnienia oraz oporu aerodynamicznego, uzyskane w symulacjach opływu wokół sześcianu, były nieznacznie wyższe niż w eksperymencie, natomiast współczynnik siły bocznej był znacznie wyższy. Na ścianach niskiego budynku, wartości $C_{p,mean}$ były zgodne z badaniami, zaś na dachu o niewielkim spadku, lekko niedoszacowane. Autorzy podkreślili, że nawet niewielkie zmiany warunków brzegowych mogą całkowicie zmienić przepływ w obszarze oderwania warstwy przyściennej.

Symulacje ukierunkowane na odrywanie się wirów z krawędzi kwadratu umieszczonego w różnych odległościach od ściany, wykonali Bosch i Rodi (1996). $K-\varepsilon$ standard tłumił ruch powietrza powodowany wzbudzeniem i ograniczał odrywanie się wirów, nawet przy dość dużej odległości od ściany, dając zupełnie rozbieżne z badaniami wyniki. $KL\ k-\varepsilon$ dość poprawnie symulował odrywanie się wirów, we wszystkich przypadkach odległości kwadratu od ściany, nawet poniżej $1D$.

Murakami i Mochida (1995) badali opływ modelu kwadratowego za pomocą symulacji 2D i 3D, przy wykorzystaniu różnych modeli RANS oraz LES. Okazało się, że w przypadku 2D LES, wartości $C_{p,rms}$ różniły się znacznie na ścianach zawietrznej i bocznych od wyników 3D LES i eksperymentów, podobnie jak wartości $C_{p,mean}$, które ponadto wykazywały dużo wyższe ssanie w środku tych ścian. Model $k-\varepsilon$ standard nie potrafił poprawnie odwzorować odrywania się wirów, co zostało znacznie poprawione w zmodyfikowanych wersjach $k-\varepsilon$, które dodatkowo dość dokładnie podawały liczbę St i średnie wartości współczynnika oporu i siły bocznej. Model RSM również pokazywał wzbudzenie wirowe, ale równocześnie dawał duże rozbieżności z eksperymentem, np.: przeszacowując okresowe fluktuacje ciśnienia. Generalnie, za pomocą LES uzyskano lepszą zgodność z badaniami modelowymi, w porównaniu do wykorzystanych wariantów RANS.

Murakami (1997) dokonał podsumowania istniejących modeli turbulencji ($k-\varepsilon$ standard, $LK\ k-\varepsilon$, $MMK\ k-\varepsilon$, $k-\varepsilon-\phi$, $RSM\ GL$ – Gibson-Launder, $RSM\ CL$ – Craft-Launder, LES) i ich przydatności do wykorzystania w inżynierii wiatrowej. Stwierdził, że oparcie modeli RANS na EVM (*Eddy Viscosity Model*), powoduje nadprodukcję energii kinetycznej dookoła nawietrznych krawędzi ciał, a w wyniku tego, przewidywane wartości prędkości lub

ciśnienia różnią się znacznie od wartości eksperymentalnych. Zmodyfikowane modele $k-\varepsilon$ znacznie poprawiły ten aspekt symulacji. Wartości na ścianie nawietrznej przekroju prostokątnego, przy przepływie turbulentnym, poprawnie odwzorowują modele $LK\ k-\varepsilon$ i $MMK\ k-\varepsilon$ oraz $k-\varepsilon-\phi$ i $RSM\ CL$, zaś $k-\varepsilon\ standard$ oraz $RSM\ GL$ działają słabo. W obszarze oderwanej warstwy przyściennej, poprawnie symulują $MMK\ k-\varepsilon$, $k-\varepsilon-\phi$, gorzej $LK\ k-\varepsilon$, $RSM\ GL$ i $RSM\ CL$, a najslabiej $k-\varepsilon\ standard$. Przy ukośnym kącie natarcia wiatru, najlepiej sprawdza się model $k-\varepsilon-\phi$, gorzej $LK\ k-\varepsilon$ i $MMK\ k-\varepsilon$ oraz $RSM\ CL$, najslabiej $RSM\ GL$ i $k-\varepsilon\ standard$. Do symulacji wzbudzenia wirowego, dobrze nadają się $LK\ k-\varepsilon$, $MMK\ k-\varepsilon$, $k-\varepsilon-\phi$, $RSM\ GL$ i $RSM\ CL$, źle działa $k-\varepsilon\ standard$. Przy wszystkich wymienionych aspektach najlepiej zachowywał się LES. Murakami, w kolejnej przekrojowej pracy (Murakami, 1998), przedstawił porównanie analiz LES, DNS, RANS i RSM . Stwierdził, podsumowując dotychczasowe osiągnięcia, że główne problemy, na które CFD napotyka w inżynierii wiatrowej dotyczą m.in. symulacji przy wysokich liczbach Re oraz okolic wokół ostrych krawędzi opływanych ciał. Przedstawione w pracy modyfikacje LES najlepiej odwzorowały opływ, ale dość poprawne wyniki uzyskano także za pomocą $LK\ k-\varepsilon$, $MMK\ k-\varepsilon$, $k-\varepsilon-\phi$, dzięki poprawionej w tych modelach nadprodukcji k w obszarze przepływu uderzającego o ciało. Analizowane modele RSM odwzorowały opływ nieprawidłowo. Autor potwierdził powyższe spostrzeżenia, rozszerzając analizy o komfort wiatrowy (Murakami i in., 1999b).

Podobne wnioski sformułował Stathopoulos (1997), który w pracy przekrojowej i podsumowującej ówczesne osiągnięcia CFD, zestawiał wyniki symulacji wokół sześcianu, TTB, budynków wysokich o przekroju kwadratowym i różnej wysokości, budynku niskiego z dachem dwuspadowym, Silsoe Cube, budynku o przekroju w kształcie litery L, a następnie wyniki porównał ze zgromadzonymi danymi eksperymentalnymi. Autor porównał wartości $C_{p,mean}$ i $C_{p,rms}$ na ścianach nawietrznej, zawietrznej i bocznych, w przypadku kąta natarcia wiatru prostopadłego do ściany i skośnego. Zauważył, że rozrzut rezultatów symulacji był podobny do rozrzutu wyników pomiarów zgromadzonych w różnych eksperymentach, ale mieścił się w racjonalnych granicach, za wyjątkiem górnej krawędzi nawietrznej oraz bocznych, na których występuje oderwanie warstwy przyściennej i gdzie symulacje wykazywały wyższe ssanie. W przypadku budynków wysokich, Stathopoulos stwierdził, że głównymi obszarami CFD wymagającymi poprawy są: dokładność numeryczna, która musi być zwiększona i sprzężona z niezależnym sprawdzaniem siatek; sposób definiowania warunków brzegowych, które dla każdego problemu muszą oddawać dokładnie fizykę zjawiska; udoskonalenie modeli symulacji turbulencji i ich uogólnienie dla różnego rodzaju przepływów.

Wyniki symulacji w zakresie odrywania się wirów za kwadratem i sześcianiem przedstawił Rodi (1997). Analizował wartości liczby Strouhala, współczynniki średnie i rms oporu i siły bocznej, odległość w jakiej występuje ponowne przyłączenie warstwy przyściennej oraz prędkość wiatru wokół modeli. Fluktuacje turbulencji były znacznie niedoszacowane we wszystkich symulacjach RANS, zaś LES oddawał najlepiej detale w opływie. W przypadku sześcianu, $KL\ k-\varepsilon$ znacznie poprawił wyniki na dachu, w porównaniu do $k-\varepsilon\ standard$. Wszystkie modyfikacje $k-\varepsilon$ prowadziły do zwiększenia odległości, w której przyłącza się oderwana na krawędziach warstwa przyścienna, a więc i do rozszerzenia obszaru separacji za sześcianiem, który nawet dla $k-\varepsilon\ standard$ był zbyt duży w porównaniu do eksperymentu.

Optyw wokół sześcianu symulowali również Lakehal i Rodi (1997), porównując wyniki dotyczące prędkości, naprężeń Reynoldsa i rozkładu k , z wizualizacjami i pomiarami LDA, wykonanymi przez Martinuzziego i Tropeę (1993). Model $k-\varepsilon$ *standard* symulował zbyt mały obszar separacji i nierzeczywiste przyleganie warstwy przyściennej na dachu. Ten aspekt został zdecydowanie poprawiony w KL $k-\varepsilon$. Wykorzystanie modeli dwuwarstwowych, pozwoliło na lepsze przedstawienie skomplikowanej struktury opływu przy obiekcie oraz obszaru oderwania warstwy przyściennej, ale koszt obliczeniowy był równocześnie dużo większy. Zastosowanie różnych modeli dwuwarstwowych powodowało niewielkie różnice wyników, co pozwoliło stwierdzić, że rozwiązanie nie jest bardzo wrażliwe na zmiany w opisie pojedynczego równania przy ścianie. Wszystkie modele przeszacowały długość obszaru separacji, przy czym KL $k-\varepsilon$ i modele dwuwarstwowe, pogorszyły wyniki w tym aspekcie. Rezultaty symulacji porównano z LES, który okazał się zdecydowanie najlepszy.

Symulacje i badania modelowe, w warunkach przepływu atmosferycznego, w zakresie ciśnienia zewnętrznego na budynku o przekroju zbliżonym do półkola z dodatkowym elementem prostopadłościennym na dachu, przedstawił Lakehal (1998). Wyniki okazały się zbieżne, największe różnice stwierdzono w wielkościach ciśnienia w obszarze wzbudzenia. Lakehal stwierdził, podobnie jak wielu innych badaczy, że założenie w modelu $k-\varepsilon$ hipotezy izotropowej prowadzi do nieprawdziwego rozkładu naprężeń Reynoldsa, co skutkuje odwzorowaniem nierzeczywistego zachowania w obszarze stagnacji, wyrażonego nadmierną produkcją energii kinetycznej turbulencji. Ponadto, struktura opływu i rozkład średniego ciśnienia na powierzchniach modelu są wrażliwe na zdefiniowanie warunków brzegowych, dotyczących dyssypacji energii na wlocie domeny obliczeniowej.

Zastosowanie i przydatność metody elementów skończonych (MES) w analizie przepływu turbulentnego, symulowanego za pomocą $k-\varepsilon$ *RNG*, dookoła kwadratu oraz dwóch przekrojów pomostów mostu przedstawił Jeong (2002). Odrywanie się wirów za kwadratem zostało poprawnie odwzorowane za pomocą $k-\varepsilon$ *RNG*, a wartości sił aerodynamicznych były zbieżne z symulacjami wykonanymi według innych modeli. Autor wykazał, że stosując $k-\varepsilon$ *RNG* w MES, można poprawnie modelować wysoką turbulencję, nawet w przypadku złożonych przekrojów obiektów.

Według Swaddiwudhipongo i Khana (2002), model $k-\varepsilon$ *RNG* poprawnie oddaje odrywanie się wirów w przepływie zbliżonym do laminarnego, ale nie sprawdza się w turbulentnym. LES, w obu przypadkach przepływów, daje zadowalające wyniki w zakresie symulacji wzbudzenia wirowego. Obliczenia przeprowadzono dla modeli 2D o kwadratowych przekrojach poprzecznych, obrazujących poszczególne poziomy budynku wysokiego, którego makieta została równocześnie wykonana do badań w tunelu aerodynamicznym. Na podstawie pomiarów w tunelu, dotyczących m.in. ciśnienia zewnętrznego na szesciu poziomach, określone zostały siły poprzeczne i skręcające działające na budynek oraz odpowiedź konstrukcji na te obciążenia. Te wartości posłużyły do walidacji proponowanych procedur, pozwalających za pomocą $k-\varepsilon$ *RNG* lub LES, przejść od generowania turbulentnego pola wiatru do oszacowania przyspieszeń konstrukcji przy obciążeniu wiatrem. Autorzy stwierdzili, że symulacje 2D mogą być z powodzeniem wykorzystane na etapie wstępnego projektowania, do określenia z wystarczającą dokładnością odpowiedzi budynku.

Porównanie symulacji, pomiarów modelowych i in-situ, w zakresie opływu i ciśnienia zewnętrznego na konstrukcji wieżowej wspartej na 4 słupach o wysokości 24 m i zakończonej prostopadłością o wysokości 7 m, o przekroju kwadratowym o boku 6 m, przedstawili Watakabe i in. (2002). Wyniki wykazały zgodność modelu *MMK k-ε* z badaniami, w zakresie wartości $C_{p,mean}$ i $C_{p,rms}$, przy czym te drugie wyznaczone w badaniach in-situ były niższe niż w tunelowych. Autorzy podkreślili trudności związane z odwzorowaniem w tunelu i w CFD dokładnych warunków rzeczywistego przepływu atmosferycznego.

Symulację opływu wokół budynku TTB, wykorzystującą trzy-etapową procedurę składającą się z: określenia średnich statystyk wiatru, przez rozwiązanie równań N-S za pomocą któregoś z modeli *k-ε*; wygenerowania turbulentnego pola wiatru za pomocą modelu stochastycznego; rozwiązania równania Poissona w celu określenia pola ciśnienia, przedstawili Senthooan i in. (2004). Wartości współczynników $C_{p,mean}$, $C_{p,rms}$ i $C_{p,fluk}$ wyznaczone na wszystkich ścianach, porównano z badaniami in-situ, przy czym wartości średnie i rms wykazały zgodność zadowalającą, trochę gorszą w obszarze recyrkulacji opływu. Poprawność wyników obliczeń, uzyskanych według proponowanej procedury, zależała od dokładności określenia średnich charakterystyk wiatru, głównie energii kinetycznej turbulencji.

Symulację opływu wokół sześcianu, ze zwróceniem szczególnej uwagi na prędkości wiatru przed modelem, oderwanie warstwy przyściennej na dachu i obszar ponownego jej przyłączenia, przeprowadzili Gao i Chow (2005). Stwierdzili, że *k-ε standard* jest w stanie poprawnie przedstawić oderwanie i przyleganie przepływu na dachu sześcianu, pod warunkiem, że warunki brzegowe zostały przyjęte prawidłowo. Przypisanie odpowiedniej wartości prędkości przed sześcianem i w pobliżu krawędzi jest kluczowe, dla otrzymania rezultatów numerycznych zgodnych z eksperymentem. Autorzy wykazali, że poprawne odwzorowanie bąbla separacji, jest uzależnione od lokalizacji wzdłuż wysokości sześcianu, maksymalnej wartości energii kinetycznej turbulencji k_{max} . Jeśli k_{max} jest na krawędzi, wtedy oderwanie nie wystąpi.

Ciśnienie, na zewnętrznych powierzchniach typowego dla Hong Kongu budynku mieszkalnego o kwadratowym przekroju poprzecznym, z dużymi wcięciami w narożach, badali Burnett i in. (2005). Celem pracy było określenie wentylacji wietrznej wewnątrz mieszkań. Na podstawie symulacji wykorzystujących *k-ε standard*, określono optymalną orientację budynku w stosunku do kąta natarcia wiatru oraz wykazano, że położenie pokoi i okien w typowych budynkach, jest nieadekwatne do maksymalizacji efektywności wentylacji.

Obszerne wyniki symulacji opływu wokół budynku CAARC, wykorzystujących różne modele RANS i LES i ich sprawdzenie za pomocą badań przeprowadzonych w 7 tunelach aerodynamicznych, przedstawili Huang i in. (2007). Autorzy porównali współczynniki $C_{p,mean}$ i $C_{p,rms}$ na powierzchni budynku oraz prędkości wiatru dookoła niego. Modele RANS dawały dobre rezultaty w większości przypadków i dodatkowo zapewniały dużo szybsze rozwiązanie. Profil prędkości wiatru wpływał głównie na średnie współczynniki ciśnienia, a profil intensywności turbulencji na współczynniki rms, w związku z tym należy dokładnie symulować oba profile. LES również poprawnie podawał wartości $C_{p,mean}$, $C_{p,rms}$ oraz gęstości widmowe mocy sił aerodynamicznych. *MMK k-ε*, wśród sprawdzonych modeli RANS, wydawał się najlepszy pod względem szybkości rozwiązania i dość popraw-

nych wyników $C_{p,mean}$ i $C_{p,rms}$. Pewne cechy opływu, takie jak skrócenie obszaru recyrkulacji prędkości za budynkiem, także zostały odwzorowane poprawnie.

Bardzo szerokie porównanie istniejących modeli turbulencji i ich walidację na podstawie badań in-situ i modelowych przeprowadzono w Japonii, w ramach opracowania wytycznych praktycznego wykorzystania CFD w projektowaniu (Mochida i in., 2002, Yoshie i in., 2005, 2007, Tominaga i in., 2005, 2008a, 2008b). Analizowano opływ wokół wolnostojącego budynku umieszczonego w warstwie przyściennej, budynku umieszczonego w mieście, w otoczeniu innych oraz kompleksu budynków wysokich. Autorzy, główne różnice w wynikach otrzymanych z różnych symulacji i badań, zaobserwowali w pobliżu krawędzi obiektów. Potwierdzili dobrze znany aspekt użycia $k-\varepsilon$ standard, czyli brak możliwości poprawnego odwzorowania oderwania i powrotnego przepływu na dachach budynków. Ten problem, w mniejszym stopniu, pojawia się również w okolicach posadowienia budynków. Zmodyfikowane modele $k-\varepsilon$ sprawdzają się dość dobrze w radzeniu sobie z tymi problemami, ale z drugiej strony przeszacowują odległość przyłączenia warstwy przyściennej za obiektami, w stosunku do $k-\varepsilon$ standard. Autorzy stwierdzili, że rozważając wybór modelu turbulencji do wykorzystania w inżynierii wiatrowej, raczej nie należy brać pod uwagę $k-\varepsilon$ standard. Przykładowo, przy opływie wokół wolnostojącego budynku o stosunku wymiarów $D/B/H = 1/1/2$, umieszczonego w warstwie przyściennej, dokładność wyników w obszarze za konstrukcją była niezadowalająca w porównaniu do badań modelowych. Prędkość symulowana w obszarze za budynkiem była niższa, zaś odległość, w jakiej następuje ponowne przyłączenie warstwy przyściennej większa niż w tunelu. W odniesieniu do większości symulowanych parametrów, lepsze wyniki uzyskano przy użyciu zmodyfikowanych modeli, takich jak LK $k-\varepsilon$, oraz RNG $k-\varepsilon$, a zdecydowanie najlepsze za pomocą LES.

Metodę wykorzystującą RANS oraz KS (*kinematic simulation*), umożliwiającą symulację pola wiatru bez rozwiązywania dynamicznych równań ruchu i pozwalającą na określenie fluktuacji ciśnienia na wysokim budynku, opisali Huang i in. (2011). W proponowanej procedurze, składowe fluktuacyjne prędkości wiatru są generowane z użyciem metody KS , w oparciu o średnie charakterystyki statystyczne dotyczące m.in. energii kinetycznej turbulencji i dyssypacji, które można uzyskać w wyniku uprzedniej symulacji RANS wykorzystującej $k-\varepsilon$ lub $k-\omega$. Aplikację metody przedstawiono na przykładzie budynku CAARC, zamodelowanym w jego rzeczywistych wymiarach, a uzyskane w symulacjach wartości $C_{p,mean}$, $C_{p,rms}$ okazały się zgodne z pomiarami na budynku modelowym i symulacjami LES.

Montazeri i Blocken (2013) wykorzystali różne modele turbulencji do symulowania opływu wokół budynku średniej wysokości, bez balkonów i z balkonami. Budynek, w skali modelowej w tunelu i numerycznej w symulacjach, miał te same wymiary. Na podstawie obliczonego ciśnienia na ścianie nawietrznej i zawietrznej, po zastosowaniu analizy wrażliwości siatki numerycznej i po walidacji wyników w tunelu aerodynamicznym, stwierdzono, że obecność balkonów może prowadzić do dużych zmian rozkładów i wartości ciśnienia. Wyniki pokazały, że symulacje 3D wykorzystujące RANS, dość dokładnie odwzorowują rozkłady średniego ciśnienia na ścianie nawietrznej, wykazując odchyłki w stosunku do badań tunelowych na poziomie 12% i 10%, odpowiednio w przypadku budynku z i bez

balkonów. Na ścianie zawietrznej, w przypadku kąta natarcia $\alpha_w = 0^\circ$, otrzymano także wyniki zbliżone do badań, ale już dla innych kątów różnice były znaczne.

Opływ wokół prostokątów w nieustalonym przepływie 2D, z wykorzystaniem modelu turbulencji *k- ω SST* (*Shear Stress Transport* – model stanowiący kombinację *k- ϵ* z *k- ω*), symulowali Tian i in. (2013). Autorzy, porównując współczynniki średniego ciśnienia, wartości średnie oraz rms współczynnika oporu, rms współczynnika siły bocznej, liczbę Strouhala z wynikami innych badań modelowych i numerycznych, wykazali, że gdy $D/B = 1, 0,8, 0,6$, model *k- ω SST* poprawnie odwzorował opływ, zaś gdy $D/B < 0,6$, metody takie jak LES czy DNS były znacznie lepsze.

Obok modeli *k- ϵ* i *k- ω* , w różnych wersjach stosowanych od lat 90-tych XX wieku, następował równoczesny rozwój innych modeli RANS – dwuwarstwowych i nieliniowych. Przykładowo, Easom (2000) oraz Wright i Easom (2003) wykorzystali nieliniowe modele turbulencji do symulacji opływu wokół Silsoe Cube, umieszczonego w przepływie atmosferycznym i porównali ich działanie z działaniem innych modeli RANS, w zakresie m.in. ciśnienia zewnętrznego. Stwierdzili, że *k- ϵ standard* jest niewystarczający, zaś modele *RSM* i *ASM* są używane rzadko, w związku ze słabą stabilnością numeryczną i długim czasem trwania obliczeń. Z symulacji wynikało, że modele nieliniowe (np. Crafta lub Speziale), które uwzględniają anizotropowość przepływu, mają dużą stabilność obliczeniową oraz pozwalają uzyskać stosunkowo szybkie rozwiązanie, dają bardziej użyteczne i dokładne wyniki. Jakkolwiek, nawet te modele wykazywały spore błędy w rozkładach ciśnienia na sześciu ścianach w porównaniu do badań in-situ.

Przydatność trzech nieliniowych modeli (Crafta – Craft i in., 1996, Shiha – Shih i in., 1993 i Ehrharda – Ehrhard i Moussiopoulos, 2000) do szacowania opływu wokół wysokiego, wolnostojącego budynku, w symulacjach ustalonych i nieustalonych, sprawdzili Shao i in. (2012). Wszystkie modele wykazały poprawne odwzorowanie zawracającego przepływu za krawędzią nawietrzną dachu, choć równocześnie wszystkie przeszacowały odległość, w której warstwa przyścienna przylega do podłoża za modelem, w stosunku do wyników badań w tunelu. Wszystkie modele nieliniowe badane w pracy, przy symulacjach nieustalonych dały niewiarygodne wyniki w zakresie odrywających się za budynkiem wirów.

Dwuwarstwowy model *k- ϵ* ze zmodyfikowaną procedurą generowania *k*, do wyznaczenia charakterystyk opływu wokół prostokątów, zastosowali Shimada i Ishihara (2002). Wyniki pozostawały w dobrej zgodności z eksperymentami, w zakresie wartości i rozkładów średniego ciśnienia oraz współczynników sił aerodynamicznych. Obliczone fluktuacje tych wielkości, były w niektórych przypadkach, znacznie niedoszacowane w stosunku do badań, z powodu błędnego przybliżenia przez modele RANS składowych stochastycznych prędkości wiatru. Poprawnie odwzorowano zwiększoną wartość średniego ssania przy krawędzi nawietrznej ściany bocznej, spowodowaną bąblem separacji, jak również zmniejszone wartości ssania, wynikające z ponownego przylegania warstwy przyściennej w dalszej części ściany bocznej. Ci sami autorzy, Shimada i Ishihara (2012), zastosowali symulacje zmienne w czasie, wykorzystujące dwuwarstwowy model *k- ϵ* do badania przekrojów prostokątnych znajdujących się w przepływie jednorodnym i do określenia drgań powodowanych wzbudzeniem wirowym, galopowaniem oraz flutterem. W obliczeniach zastosowano model składający się z *KL k- ϵ* poza bezpośrednim sąsiedztwem ścian i podejścia zapro-

ponowanego w pracach Norrissa i Reynoldsa (1975) oraz Rodiego (1991) w bezpośredniej bliskości ścian. Obliczenia dotyczące m.in. zmiennych w czasie współczynników ciśnienia oraz sił aerodynamicznych, przy symulacji ruchu poprzecznego i skrętnego układu o jednym stopniu swobody, wykazały, że prędkość przepływu i amplitudy drgań powodowanych wirami zostały odwzorowane poprawnie.

W Tabeli 8 podsumowano opisane symulacje RANS, z podaniem informacji o wymiarach badanych obiektów, własnościach przepływu oraz wykorzystanych modelach.

Tabela 8. Przegląd symulacji numerycznych z wykorzystaniem modeli RANS.

Źródło	D, B, H [m]	Sym.	Model turbulencji. Przepływ. Uwagi
Bosch i Rodi (1996)	$D/B = 1$	2D	$k-\varepsilon$ standard, KL $k-\varepsilon$. $Re = 2,2 \cdot 10^4$. Porównanie z badaniami modelowymi.
Burnett i in. (2005)	$D/B/H = 1/1/4,5$ (ścięte naroża), $D = 20$	2D 3D	$k-\varepsilon$ standard. Porównanie z LES.
Easom (2000) Wright i Easom (2003)	$D/B/H = 1/1/1$ (SILSOE) $D = 6$	3D	Modele nieliniowe, $k-\varepsilon$ standard, MMK $k-\varepsilon$, RNG $k-\varepsilon$, RSM , ASM . $\alpha_w = 0^\circ$ i 45° . Porównanie z badaniami modelowymi i in-situ.
Gao i Chow (2005)	$D/B/H = 1/1/1$	3D	$k-\varepsilon$ standard. $\alpha = 0,33; 0,25; 0,14; 0,1$, $Re = 2 \cdot 10^4 - 10^5$. Porównanie z badaniami modelowymi i symulacjami.
Huang i in. (2007)	$D/B/H = 1/1,51/5,98$ $D = 0.123$ (CAARC)	3D	$k-\varepsilon$ standard, LK $k-\varepsilon$, MMK $k-\varepsilon$, LES (SGS). $Re = 1,8 \cdot 10^5 - 7,2 \cdot 10^5$, $\alpha = 0,3$, $I_u = 11\% - 36\%$. Porównanie z badaniami modelowymi.
Huang i in. (2011)	$D/B/H = 1.5/1/5$ $D = 45$, (CAARC)	3D	Zmodyfikowany $k-\varepsilon$ i $k-\omega$. $\alpha = 0,15$, $I_u = 18\%$, $Re > 10^7$. Porównanie z badaniami modelowymi i LES.
Jeong (2002)	$D/B = 1; 2$, pomosty mostów	2D	$k-\varepsilon$ RNG . $Re = 2,2 \cdot 10^4$, Porównanie z badaniami modelowymi, $k-\varepsilon$ standard, RSM , LES.
Lakehal (1998)	Przekrój: półkole i prostokątny	3D	$k-\varepsilon$ standard. $\alpha_w = 0^\circ - 360^\circ$, $Re = 6,3 \cdot 10^4 - 2 \cdot 10^5$, $I_u = 1,5\% - 26\%$. Porównanie z badaniami modelowymi.
Lakehal i Rodi (1997)	$D/B/H = 1/1/1$	2D	$k-\varepsilon$ standard, KL $k-\varepsilon$, modele dwuwarstwowe: TLV i TLK , LES. $Re = 4 \cdot 10^4$, $I_u = 3\%$. Porównanie z badaniami modelowymi.
Lee (1997)	$D/B = 1$ $D = 0,04$	2D	$k-\varepsilon$ standard, RNG $k-\varepsilon$, model $k-\varepsilon$ przy niskich Re , LES. $Re = 2,2 \cdot 10^4$. Porównanie z badaniami modelowymi.
Mikkelsen i Livesey (1995)	$D/B/H = 1/1/1$ $D = 0,05$ $D/B/H = 1/2/1,14$ $D = 0,015$	3D	Zmodyfikowany $k-\varepsilon$ standard. $I_u = 0,2\%$, $\alpha_w = 0^\circ - 45^\circ$. Porównanie z badaniami modelowymi i in-situ.
Mochida i in. (2002) Yoshie i in. (2005, 2007) Tominaga i in. (2005, 2008a, 2008b)	$D/B/H = 1/1/2$ $D/B/H = 1/4/4$	3D	$k-\varepsilon$ standard, LK $k-\varepsilon$, RNG $k-\varepsilon$, MMK $k-\varepsilon$, $Durbin$ $k-\varepsilon$, RSM , DNS, LES. $Re = 2,4 \cdot 10^4$, $\alpha = 0,27$. Porównanie z badaniami modelowymi i in-situ.

Źródło	D, B, H [m]	Sym.	Model turbulencji. Przepływ. Uwagi
Montazeri i Blocken (2013)	$D/B/H = 1/2,4/2$ $D = 0,25$	3D	$k-\varepsilon$ standard, Realizable $k-\varepsilon$, RNG $k-\varepsilon$, $k-\omega$, RSM. $Re = 2,5 \cdot 10^4$. Porównanie z badaniami modelowymi.
Murakami i Mochida (1995)	$D/B = 1$	2D 3D	LES. $Re = 10^5$, $Re = 2,2 \cdot 10^4$. Porównanie z $k-\varepsilon$ standard, LK $k-\varepsilon$, PY $k-\varepsilon$ (Przulj-Younis), RSM.
Murakami (1997, 1998) Murakami i in. (1999)	$D/B = 1$ $D/B/H = 1/1/1$	2D 3D	LES (SGS i DS), DNS, RANS ($k-\varepsilon$ standard, LK $k-\varepsilon$, MMK $k-\varepsilon$, $k-\varepsilon-\phi$), RSM (R – Rotta, CL – Craft-Launders, SSG – Speziale-Sarker-Gatski, FLT – Fu-Launders-Telepidakis, S – Shir). Porównanie z badaniami modelowymi i symulacjami.
Rodi (1997)	$D/B = 1$ $D/B/H = 1/1/1$	2D	$k-\varepsilon$ standard, KL $k-\varepsilon$, RSM, LES. $Re = 2,2 \cdot 10^4$, $Re = 4 \cdot 10^4$. Porównanie z badaniami modelowymi.
Senthooran i in. (2004)	$D/B/H = 2,3/3,4/1$ (TTB), $D = 9,1$	3D	KL $k-\varepsilon$, $k-\varepsilon$ standard. $\alpha = 0,18$, $Re = 2,4 \cdot 10^6$, $I_u = 20\%$, $\alpha_w = 60^\circ$ i 90° . Porównanie z badaniami modelowymi, in-situ i LES.
Selvam (1992, 1996)	$D/B/H = 2,3/3,4/1$ (TTB), $D = 9,1$	3D	$k-\varepsilon$ standard, KL $k-\varepsilon$. Porównanie z badaniami modelowymi i in-situ.
Shao i in. (2012)	$D/B/H = 1/1/2$ $D = 0,08$	3D	$k-\varepsilon$ standard, LK $k-\varepsilon$, modele nieliniowe: Crafta, Shiha i Ehrharda. $\alpha = 0,27$, $Re = 2,4 \cdot 10^4$. Porównanie z LES i badaniami modelowymi.
Shimada i Ishihara (2002)	$D/B = 0,6; 1; 1,5; 2; 2,5; 3; 4; 5; 6; 7; 8$	2D	dwuwarstwowy $k-\varepsilon$. $Re = 2,2 \cdot 10^4$. Porównanie z innymi symulacjami i badaniami modelowymi.
Shimada i Ishihara (2012)	$D/B = 2; 4$	2D	dwuwarstwowy $k-\varepsilon$. $Re = 2,2 \cdot 10^4$. Porównanie z badaniami modelowymi.
Stathopoulos (1997)	Różne przekroje	3D	$k-\varepsilon$ standard, LES. $\alpha = 0,21-0,27$. Porównanie z symulacjami i badaniami.
Swaddiwudhipong i Khan (2002)	$D/B = 1/1/8,33$ $D = 0,0762$	2D	$k-\varepsilon$ RNG, LES. $Re = 5,9 \cdot 10^4-1,1 \cdot 10^5$, $I_u = 8\%-28\%$. Porównanie z badaniami modelowymi.
Tian i in. (2013)	$D/B = 0,05; 0,1; 0,2; 0,4; 0,6; 0,8; 1$	2D	$k-\omega$ SST (Shear Stress Transport). $Re = 2,14 \cdot 10^4$. Porównanie z symulacjami i badaniami modelowymi.
Tsuchiya i in. (1997)	$D/B = 1$, $D/B/H = 1/1/1, 1/1/0,5$	2D 3D	$k-\varepsilon$ standard, LK $k-\varepsilon$, MMK $k-\varepsilon$. Porównanie z badaniami modelowymi.
Watakabe i in. (2002)	$D/B/H = 1/1/1,17$ $D = 6$	3D	MMK $k-\varepsilon$. $\alpha = 0,27$. Porównanie z badaniami modelowymi i in-situ.

7.6.3. Symulacje LES

W ostatnich latach, najobszerniejszy przegląd zastosowań *LES* w inżynierii wiatrowej, związanych z symulacjami warstwy przyziemnej, oddziaływaniem wiatru na konstrukcje, przepływem nad terenem o skomplikowanej rzeźbie, klimatem wiatrowym na terenach zabudowanych i rozprzestrzenianiem się zanieczyszczeń, przedstawił Tamura (2008). Stwierdził, że *LES* lepiej niż różne modele *RANS* odwzorowuje wartości szczytowe potrzebne w szacowaniu porywów wiatru i obciążeń budynków, a z drugiej strony jest tańszy w użyciu niż *DNS*. Według autora, celem działań w zakresie *CFD* w inżynierii wiatrowej jest stworzenie odpowiedniej ilości danych pochodzących z symulacji i porównanie ich z wynikami *in-situ*. Doprowadzi to do stworzenia, w pełni przydatnego przy projektowaniu narzędzia wspomagającego, niezależnego od badań w tunelach aerodynamicznych.

W latach 90-tych, w których następował wzrost aplikacji *LES* w inżynierii wiatrowej, powstało wiele prac wytyczających dalszy rozwój technik symulacyjnych. Przykładowo, opływ wokół sześcianu symulował Frank (1996), uzyskując poprawne odwzorowanie oderwania warstwy przyściennej na dachu, jak i poprawną długość i rozmiar obszaru recyrkulacji powietrza za obiektem. Autorowi udało się dość dokładnie przedstawić charakter przestrzenny opływu zaburzonego swobodnym wierzchołkiem budynku.

Selvam (1997) uzyskał dobrą zgodność wartości średnich ciśnienia i wyższe wartości szczytowe w porównaniu do badań *in-situ*, obliczając za pomocą *LES* opływ wokół budynku *TTB*. W symulacjach wykorzystał różne sposoby definiowania warunków brzegowych na wlocie i zaproponował procedurę wprowadzania danych na temat przepływu, przyjętych na podstawie badań *in-situ*.

Shah i Ferziger (1999), przeprowadzając symulację opływu wokół sześcianu, określili wartości średnie i fluktuacje sił aerodynamicznych i parametrów przepływu. Zwrócili uwagę, że struktura wiatru uśredniona w czasie może nie istnieć w przypadku przepływu chwilowego, a więc trzeba być ostrożnym w formułowaniu wniosków na podstawie dużych wirów znalezionych w przepływie średnim. Dokładne zbadanie struktury chwilowej powinno składać się z określenia tego, co dzieje się wewnątrz obszaru przepływu i z obliczenia ciśnienia na powierzchni obiektu.

Parametry opływu wokół prostopadłościanu o przekroju kwadratowym oraz współczynniki ciśnienia, oporu i siły bocznej oraz liczba Strouhala, przy różnym rozmiarze siatki obliczeniowej, zostały porównane przez Kogaki i in. (1997). Autorzy stwierdzili, że zastosowanie *LES* do symulacji opływu o skomplikowanej strukturze, wymaga zastosowania metod rozwiązywania równań *N-S*, które pozwalają uwzględnić niższą lepkość numeryczną, w celu zredukowania niestabilności numerycznych rozwiązania.

Rozkłady średniego ciśnienia i jego wartości *rms*, globalne wartości oporu aerodynamicznego i siły bocznej, liczba Strouhala, korelacje ciśnienia wzdłuż obwodu i pole prędkości, były przedmiotem badań Yu i Kareema (1997), w doniesieniu do modelu o przekroju kwadratowym oraz Yu i Kareema (1996, 1998), w doniesieniu do modeli o przekrojach prostokątnych. Autorzy, jako jedni z pierwszych, uzyskali bardzo wysoką zgodność między wynikami symulacji numerycznych i badaniami eksperymentalnymi. Przykładowo, po-

prawnie odwzorowali ponowne przyłączenie warstwy przyściennej na ścianach bocznych modeli prostokątnych o stosunku wymiarów boków przekroju $D/B = 3$ i 4 .

Bouris i Bergeles (1999) badając odrywanie się wirów z naroży kwadratu stwierdzili, że LES wykorzystujący siatkę o dobrej rozdzielczości zwłaszcza przy ścianach, pozwala odpowiednio odwzorować mechanizm dwuwymiarowego opływu, dzięki jego bezpośredniej symulacji, zamiast jak to ma miejsce w metodach RANS symulacji turbulencji. Głównym mankamentem LES jest konieczność generowania dokładniejszych siatek i dłuższy czas obliczeń.

Nozawa i Tamura (2002) umieścili prostopadłościan odpowiadający niskiemu budynkowi w przepływach o różnej intensywności turbulencji i wyznaczyli parametry opływu i ciśnienie zewnętrzne na modelu. Z symulacji wynikało, że rozmiary bąbla separacji na dachu, podobnie jak spadek ssania na dachu i ścianach bocznych, wynikający z ponownego przyłączenia warstwy przyściennej, jest silnie zależny od poziomu turbulencji. Wartości $C_{p,rms}$ i $C_{p,max}$ przy krawędzi nawietrznej dachu były niedoszacowane.

Obliczenia modelu kwadratowego i prostokątnego w przepływach laminarnym oraz ze stałą turbulencją przeprowadzili Noda i Nakayama (2003b). Wykazali, że na ścianie nawietrznej oddziaływanie spowodowane turbulencją przepływu jest poprawnie odwzorowane. Uzyskali wysoką zgodność badań i symulacji w zakresie liczby Strouhala, współczynników ciśnienia, oporu i siły bocznej, zarówno wartości średnich jak i rms. Odległość ponownego przyłączenia warstwy przyściennej oraz odrywanie się wirów w przepływie ze stałą turbulencją były także prawidłowe. Wpływ turbulencji na zmiany ciśnienia zewnętrznego został przedstawiony poprawnie, ale wielkości ciśnienia na ścianie zawietrznej i w związku z tym współczynniki oporu były nieznacznie przeszacowane.

Aerodynamiczne i aeroelastyczne cechy prostopadłościanów o przekroju kwadratowym i prostokątnym, w przepływie ustalonym i o stałej turbulencji, rozważali Tamura i Ono (2003). Siły aerodynamiczne i ciśnienie były zgodne z badaniami, w przypadku modeli nieruchomych. Gdy smukłość przekroju wynosiła $D/B = 2$, stwierdzono, że drgania powodowane turbulencją przepływu są silnie uzależnione od jej poziomu i zanikają przy wysokiej wartości intensywności, natomiast drgania spowodowane wirami nie zależą od niej.

W pracy Kurody i in. (2007) badano opływ wokół prostokątów o różnej smukłości D/B . Gdy liczba Re była stosunkowo niska, $Re = 2 \cdot 10^3$, sprawdzono dokładność modelu numerycznego w przewidywaniu charakterystyk aerodynamicznych prostokątów i statystyk turbulencji w obszarze wzbudzenia. W drugim przypadku, gdy $Re = 2 \cdot 10^4$, w symulacjach musiała zostać uwzględniona dyssypacja numeryczna, autorzy wyjaśnili jej niekorzystny wpływ na strukturę turbulencji w obszarze wzbudzenia. Porównali prędkość przepływu, naprężenia Reynoldsa, współczynniki oporu i siły bocznej oraz wartości średnie i rms ciśnienia. Wyniki symulacji przy $Re = 2 \cdot 10^3$ pokazały, że oderwana warstwa przyścienna zakrzywia się znacznie w obszarze za modelem i znajduje się bliżej ścian bocznych, w porównaniu do rezultatów uzyskanych za pomocą PIV. Fluktuacje współczynników wykazały niewielkie różnice w stosunku do PIV, ale były nieznacznie przeszacowane w obszarze oderwanej warstwy przyściennej, gdy $Re = 2 \cdot 10^4$.

Sohankar (2006, 2008), analizując przepływ wokół różnych prostopadłościanów o przekrojach kwadratowym i prostokątnych, wyznaczył chwilowe oraz średnie prędkości wiatru,

średnie naprężenia turbulentne, liczbę St , wartości średnie i rms współczynników oporu i siły bocznej oraz ciśnienia, w zależności od smukłości przekroju D/B i liczby Re . Wykazał, że liczba St maleje wraz ze wzrostem D/B od 0,4 do 2,5, a pomiędzy 2,5 i 3 pojawia się nieciągłość wartości St , spowodowana ponownym przyłączeniem warstwy przyściennej na ścianie dłuższej, bocznej. Maksymalne wartości średnie i rms współczynnika oporu uzyskano dla $D/B = 0,62$. Wpływ liczby Re na wyniki, dla małych stosunków D/B , był względnie wysoki, głównie w zakresie niskich wartości Re i stał się zaniedbywalny dla wyższych D/B i Re . Zaobserwowano, że oderwany opływ nie przylegał do ścian bocznych, gdy $D/B \leq 2,5$. Wartości średnie ciśnienia, naprężeń turbulentnych, czy energii kinetycznej turbulencji malały wraz ze wzrostem D/B . Liczba St , wartości średnie i rms współczynników aerodynamicznych słabo zależały od Re , gdy $Re > 2 \cdot 10^4$.

Szczegółowe porównanie wyników symulacji LES i RANS, w przypadku budynku niskiego i wysokiego, w zakresie wartości średnich i rms współczynników aerodynamicznych ciśnienia i sił, przeprowadzili Tamura i in. (2008). Autorzy stwierdzili, że aby najlepiej wykorzystać CFD do szacowania obciążenia wiatrem, konieczne jest zastosowanie zmiennej w czasie analizy, jaką jest LES w wersji dynamicznej, ponieważ pozwala ona na określenie wartości szczytowych np. ciśnienia zewnętrznego, czy maksymalnej odpowiedzi budynku. Zwrócili również uwagę, że zachowanie poprawności w definiowaniu warunków brzegowych w różnych metodach, jest sprawą zasadniczą dla prawidłowego oszacowania obciążenia. Ponadto, wykorzystanie LES pozwala odwzorować zmieniające się w czasie wiry, o rozmiarze siatki obliczeniowej i dzięki temu otrzymywać przebiegi czasowe wartości ciśnienia albo sił aerodynamicznych. Z drugiej strony, za pomocą modeli RANS z powodzeniem można odwzorować średnie oraz zmienne w czasie charakterystyki opływu, takiego, w którym generowane są naprzemiennie duże wiry. Wykorzystanie RANS powinno być raczej ograniczone do szacowania średnich wartości obciążeń.

Lim i in. (2009) porównali wyniki symulacji i badań (LDA i PIV), dotyczących parametrów opływu i wartości $C_{p,mean}$ i $C_{p,fluk}$ na przykładzie sześciangu umieszczonego w przepływie atmosferycznym. Autorzy udowodnili, że poprawna definicja warunków brzegowych, pozwala uznać LES za narzędzie umożliwiające określenie np. ciśnienia, z taką samą dokładnością jak w tunelu, przynajmniej w zakresie pojedynczych budynków.

Współczynniki aerodynamiczne sił, ciśnienie zewnętrzne i opływ wokół prostopadłościangu o przekroju kwadratowym badali Oka i Ishihara (2009). Wykazali, że podłużny rozmiar domeny ma niewielki wpływ na średnie współczynniki aerodynamiczne sił i znaczny na fluktuacyjne. Średnie wartości współczynników sił zostały odwzorowane poprawnie, zaś wartości maksymalne uzyskano dla kąta natarcia wiatru $\alpha_w = 14^\circ$, co również zgadzało się z eksperymentem. Poprawność symulacji stwierdzono także w zakresie wartości średnich współczynników ciśnienia i uśrednionych w czasie rozkładów prędkości w przepływie, związanych z formowaniem się wirów, dla różnych kątów natarcia wiatru.

Sprężenia między przepływem i odpowiedzią konstrukcji, wykorzystując LES oraz MES, badali Braun i Awruch (2009). Autorom, modelując sprężenia między siłami mechanicznymi i aerodynamicznymi, a więc budynkiem i opływem, udało się dość poprawnie odwzorować zachowanie aeroelastyczne budynku CAARC. Wyniki dotyczące współczyn-

ników średnich i rms ciśnienia, oporu i siły bocznej oraz przemieszczeń wierzchołka budynku wzdłuż i w poprzek średniej prędkości wiatru, zostały porównane z badaniami modelowymi i innymi symulacjami. Lepszą zgodność wyników otrzymano dla odpowiedzi podłużnej niż poprzecznej, zaś w przypadku ciśnienia, w zakresie wartości średnich niż rms. Warto podkreślić, że była to jedna z pierwszych prac uwzględniających interakcję przepływ-budynek (*FSI – fluid-structure interaction*), w zakresie oddziaływania wiatru.

Wpływ intensywności i skali turbulencji na wartości średnie i rms ciśnienia zewnętrznego i jego korelacje, oraz na lokalne siły aerodynamiczne i prędkość poprzeczną wiatru, badali Daniels i in. (2013), również modelując budynek CAARC. Autorzy wykorzystali LES i tak zwany generator przepływu, pozwalający na syntetyczne wprowadzenie danych przepływu turbulentnego na wejściu do domeny obliczeniowej (*inflow generator*, opisany przez Xie i Castro, 2008, Huanga i in., 2010, Kima i in., 2013). Nowo sformułowany sposób definiowania warunków brzegowych okazał się poprawny w stosunku do uzyskanego ciśnienia średniego. W najbardziej newralgicznych obszarach, a więc przy krawędziach budynku, udało się także odtworzyć fluktuacje ciśnienia, o czym świadczą wartości rms. W pracy stwierdzono duży wpływ intensywności i zaniedbywalny skali turbulencji na fluktuacje ciśnienia zewnętrznego.

Maruyama i in. (2012, 2013) wykazali, że wysoka liczba Re i związana z nią turbulencja przepływu, istotnie wpływa na zmiany ciśnienia na ścianach prostopadłościanu o przekroju kwadratowym. Odwzorowanie turbulencji zostało oparte bezpośrednio o pomiary PIV wykonane w tunelu. Liczba Re w badaniach była niska, więc autorzy stworzyli nową technikę numeryczną pozwalającą, na podstawie teorii podobieństwa zjawisk, podwyższyć Re w symulacjach. Zaproponowana metoda, pozwoliła generować przepływ bezpośrednio w domenie LES, przy zwiększonej liczbie Re z ok. 10^4 do $5,5 \cdot 10^5$. W obliczeniach uzyskano rozsądne wyniki dotyczące obszaru oderwania i ponownego przyłączenia warstwy przyściennej oraz wartości $C_{p,mean}$, $C_{p,rms}$, $C_{p,fluk}$ na ścianach modelu.

Gousseau i in. (2013) przeprowadzili weryfikację i walidację opływu wokół wysokiego budynku umieszczonego w przepływie atmosferycznym. Dość zaskakująco okazało się, że najlepsze rezultaty w przypadku analizowanego budynku otrzymano dla najrzadszej siatki komputerowej, w której przyjęto 20 komórek na długości boku przekroju. Przy gęstszej siatce, energia kinetyczna turbulencji była przeszacowana i wyniki odbiegały od wzorcowych uzyskanych w tunelu. W celu walidacji, porównano średnią prędkość wiatru i energię kinetyczną turbulencji, uzyskując bardzo wysoką zgodność podłużnego składnika prędkości (0,84–0,9) i słabszą dla pozostałych kierunków. Wykorzystanie stałej $C_s = 0,1$ w modelu standardowym *SGS*, pozwoliło uzyskać najdokładniejsze wyniki, zaś zastosowanie modelu dynamicznego ze zmiennym C_s , nieznacznie pogorszyło zgodność z badaniami.

Ciekawego porównania badań modelowych i trzech rodzajów symulacji (LES, RANS w wersjach *SST – shear stress transport*, oraz *SAS – scale adaptive simulation*, która jest połączeniem RANS z LES i pozwala odtworzyć nieustalone pole przepływu w całej domenie obliczeniowej), w przypadku trzech modeli prostopadłościanów o przekroju kwadratowym oraz dodatkowo z zaokrągloną eliptycznie powierzchnią tylną oraz z klinem z przodu, przeprowadzili Uffinger i in. (2013). Kształt przekroju wpływał znacząco na interakcje

między wirami wierzchołkowymi i odrywającymi się wzdłuż wysokości. W przypadku kształtu eliptycznego, wpływ swobodnego wierzchołka na wiry był najmniejszy, zaś dla przekroju kwadratowego, trzywymiarowa struktura wirów była najwyraźniejsza. W symulacjach wykazano, że *SAS* podobnie jak LES, jest w stanie odtworzyć opływ nieustalony, ale rezultaty otrzymane za pomocą LES, w zakresie profili średniej prędkości wiatru i energii kinetycznej, są dokładniejsze. W związku z tym, wykorzystanie właśnie tej metody, pomimo dłuższego czasu trwania obliczeń, jest sensowniejsze w stosunku do innych metod użytych w porównaniach.

Zestawienie symulacji wykorzystujących LES do analizy ciśnienia zewnętrznego na powierzchniach budynków umieszczono w Tabeli 9, podając wymiary analizowanego obiektu, rodzaj obliczeń i podstawowe dane eksperymentu.

Tabela 9. Przegląd symulacji numerycznych z wykorzystaniem modeli LES.

Źródło	D, B, H [m]	Sym.	Modele turbulencji. Przepływ. Uwagi
BARC	$D/B = 5$	2D 3D	LES, <i>DES</i> , RANS. $Re = 4 \cdot 10^4 - 10^5$. Porównanie różnych symulacji i badań modelowych.
Bouris i Bergeles (1999)	$D/B = 1$	2D	LES (<i>SGS</i>). $Re = 2,2 \cdot 10^4$. Porównanie z <i>k-ε standard</i> , modelami dwuwarstwowymi, <i>RSM</i> .
Braun i Awruch (2009)	$D/B/H = 1,5/1/5$ (CAARC), $D = 45$	3D	LES dynamiczny sprzężony z MES. $\alpha = 0,19$, $Re = 8 \cdot 10^4$. Porównanie z badaniami modelowymi.
Daniels i in. (2013)	$D/B/H = 1,5/1/5$ (CAARC), $D = 45$	3D	LES (<i>SGS</i>) sprzężony z „ <i>inflow generator</i> ”. $Re = 3 \cdot 10^5$, $\alpha = 0,16$. Porównanie z badaniami modelowymi i innymi symulacjami.
Frank (1996)	$D/B/H = 1/1/1$	3D	LES (<i>SGS</i>). $Re = 6 \cdot 10^5$. Porównanie z badaniami modelowymi.
Gousseau i in. (2013)	$D/B/H = 1/1/2$ $D = 0,08$	3D	LES (<i>SGS</i>), dynamiczny. $Re = 2,4 \cdot 10^4$, $I_u = 4,5\% - 22,8\%$. Porównanie z badaniami modelowymi i innymi symulacjami.
Kogaki i in. (1997)	$D/B/H = 1/1/4$	3D	LES (<i>SGS</i>). $Re = 2,2 \cdot 10^4$. Porównanie z badaniami modelowymi.
Kuroda i in. (2007)	$D/B = 2, 2,67, 3$	2D	LES dynamiczny. Przepływ ustalony, $Re = 2 \cdot 10^3, 2 \cdot 10^4$. Porównanie z badaniami modelowymi (m.in. PIV).
Lim i in. (2009)	$D/B/H = 1/1/1$	3D	LES (<i>SGS</i>) z modyfikacjami. Profil z tunełu, $Re = 2 \cdot 10^4$, $I_u = 18\%$. Porównanie z badaniami modelowymi (LDA, PIV).
Maruyama i in. (2012, 2013)	$D/B = 1$	3D	LES (<i>SGS</i>). $Re = 5,5 \cdot 10^5$. Porównanie z badaniami modelowymi.
Murakami i in. (1997)	$D/B = 1$	3D 2D	LES (<i>SGS</i>). $Re = 2,2 \cdot 10^4, 5 \cdot 10^4$. Porównanie z badaniami modelowymi.

Źródło	D, B, H [m]	Sym.	Modele turbulencji. Przepływ. Uwagi
Noda i Nakayama (2003b)	$D/B = 1, 2, 5$	2D	LES (SGS). Przepływ laminarny, $I_u = 5\%$, $Re = 5 \cdot 10^4$. Porównanie z badaniami modelowymi.
Nozawa i Tamura (2002)	$D/B/H = 1/1/0,5$	3D	LES dynamiczny. $I_u = 8, 14, 26\%$, $Re = 4,2 \cdot 10^4$. Porównanie z badaniami modelowymi.
Oka i Ishihara (2009)	$D/B = 1, D = 0,01$	3D	LES (SGS). $\alpha_w = 0^\circ - 45^\circ$, $Re = 10^4$. Porównanie z badaniami modelowymi.
Selvam (1997)	$D/B/H = 2,3/3,4/1$ (TTB), $D = 9,1$	3D	LES (SGS). Przepływ zgodny z badaniami in-situ. Porównanie z badaniami in-situ.
Shah i Ferziger (1999)	$D/B/H = 1/1/1$	3D	LES dynamiczny. $Re = 3 \cdot 10^3, 4 \cdot 10^4$. Porównanie z badaniami modelowymi.
Sohankar (2006, 2008)	$D/B = 0,4, 0,6, 0,8, 1, 1,5, 2, 2,5, 3, 3,5, 4$	3D	LES (SGS), LES dynamiczny. Przepływ ustalony, $Re = 10^3 - 5 \cdot 10^6$. Porównanie z badaniami modelowymi.
Tamura i in. (2008)	$D/B/H = 1/1/0,5, 1/1/4$	3D	LES dynamiczny, MMK $k-\varepsilon, k-\varepsilon-\phi$. $\alpha = 0,33$. Porównanie z badaniami modelowymi.
Tamura i Ono (2003)	$D/B = 1, 2$	2D	LES dynamiczny. Przepływ laminarny, $I_u = 6, 10, 12, 13\%$, $Re = 2,2 \cdot 10^4$. Porównanie z badaniami modelowymi.
Uffinger i in. (2013)	$D/B/H = 1/1/6, D = 0,02$	3D	LES (SGS), RANS, SAS. Przepływ ustalony, $Re = 1,28 \cdot 10^3, I_u = 0\%$. Porównanie z badaniami modelowymi (LDA).
Yu i Kareem (1996, 1997, 1998)	$D/B = 1, 1,5, 2, 3, 4$	2D	LES (SGS). $Re = 2,2 \cdot 10^5$. Porównanie z badaniami modelowymi.

7.6.4. Symulacje DVM

Jako jedni z pierwszych, DVM w inżynierii wiatrowej, wykorzystali Turkiyyah i in. (1995, 1997). W pierwszej pracy, za pomocą DVM badano opływ wokół pionowego przekroju Texas Tech Building (TTB), a wyniki ciśnienia zewnętrznego porównano z eksperymentem modelowym. Symulacje przeprowadzono przy przepływie atmosferycznym nad terenem otwartym, prostopadłym do dłuższej ściany i przy stosunkowo wysokiej liczbie Re . Autorzy stwierdzili, że DVM, przy wysokich wartościach Re , pozwala na zastosowanie mniejszej liczby cząstek dyskretnych niż liczby potrzebnych elementów siatki w metodach siatkowych, aby uzyskać taką samą dokładność wyników. DVM wprowadza w obliczeniach dyfuzję numeryczną i dlatego przepływy o wyższej liczbie Re mogą być symulowane. Metoda jest naturalnie adaptatywna – cząstki wirów są tworzone i przesuwają się same do rejonów z dużymi gradientami wirowości, czyli tam gdzie być powinny. Próby implementacji metody DVM do 3D przedstawiono w drugiej z wymienionych prac.

DVM do symulacji opływu wokół kwadratu i prostokąta wykorzystali Taylor i Vezza (1999a), uzyskując dobrą zgodność wyników z badaniami eksperymentalnymi i innymi symulacjami, w zakresie średnich współczynników aerodynamicznych ciśnienia i sił oraz

liczby Strouhala. W kolejnej pracy (Taylor i Vezza, 1999b) symulowali za pomocą DVM drgania poprzeczne kwadratu, wymuszane z różnymi częstotliwościami i amplitudami. W poprawny sposób odwzorowali zjawisko lock-in i odtworzyli różne etapy rozwoju pola opływu poniżej i powyżej zakresu lock-in. Zadowalającą zgodność z badaniami uzyskali w przypadku m.in. fluktuacji siły bocznej i współczynników ciśnienia zewnętrznego. Rozwinięcie DVM, przy bardziej skomplikowanych przekrojach pomostów mostów, przedstawiono w kolejnych artykułach Taylora i Vezzy (2001, 2002, 2009).

Inny wiodący zespół stosujący DVM w inżynierii wiatrowej powstał w Danii, gdzie głównie próbowano wykorzystać metodę do odwzorowania opływu wokół pomostów mostów wiszących i podwieszonych. Symulacje opisano szczegółowo m.in. w pracach: Larse-na i Waltera (1997, 1998) oraz Rasmussena i in. (2010).

Poza osiągnięciami trzech głównych ośrodków naukowych wymienionych wyżej, istnieje bardzo niewiele prac opisujących aplikacje DVM w inżynierii wiatrowej. Można tu wymienić pracę Nagao i in. (1997), w której opisano zachowanie się prostokąta przy drganiach skrętnych. Odrywanie się wirów z kwadratu symulowali Bergstrom i Wang (1997), otrzymując zadowalającą zgodność z badaniami w zakresie średnich prędkości wiatru i fluktuacji w obszarze wzbudzenia wokół modelu. W symulacjach uzyskano wielkoskalowe struktury wirów, które zdominowały nieustalone zachowanie się przepływu w obszarze wzbudzenia. Nie udało się osiągnąć poprawnych wartości ciśnienia chwilowego na powierzchni modelu, ale porównanie prędkości było zadowalające.

W ostatnich latach wydaje się, że nastąpił pewien odwrót od wykorzystywania DVM w dziedzinie aerodynamiki. Wśród prac, które się pojawiły, warto wspomnieć o pracach Nowickiego (Nowicki i Flaga, 2011, Nowicki, 2012a, 2012b, 2013), który rozwija dwuwymiarowe symulacje DVM dotyczące głównie zachowania się pomostów mostów wiszących i podwieszonych, wzbudzenia wirowego tych przekrojów oraz opływu wokół prostokątów, porównując ciśnienie zewnętrzne z eksperymentami.

W Tabeli 10 krótko podsumowano wykorzystanie DVM w aerodynamice budowli.

Tabela 10. Przegląd symulacji numerycznych z wykorzystaniem modeli DVM.

Źródło	D, B, H [m]	Sym	Przepływ. Uwagi.
Taylor i Vezza (1999a)	$D/B = 1$; 0,25–3	2D	$\alpha_w = 0^\circ\text{--}45^\circ$ (kwadrat), $\alpha_w = 0^\circ$ (prostokąt). $Re = 2 \cdot 10^4$. Porównanie z badaniami modelowymi i symulacjami CFD.
Taylor i Vezza (1999b)	$D/B = 1$	2D	$Re = 2 \cdot 10^4$. Porównanie z badaniami modelowymi i symulacjami CFD.
Turkiyyah i in. (1995)	$D/B/H = 2,3/3,4/1$, 2D (TTB), $D = 9,1$	2D	$\alpha = 0,18$, $Re = 2,3 \cdot 10^6$. Porównanie z badaniami in situ.
Bergstrom i Wang (1997)	$D/B = 1$	2D	$Re = 1,4 \cdot 10^4$. Porównanie z badaniami modelowymi.
Nowicki (2013)	$D/B = 0,25$, $D = 0,1$	2D	$Re = 0,8 \cdot 10^5$, $2,6 \cdot 10^5$, $2,9 \cdot 10^5$. Porównanie z badaniami modelowymi.

7.6.5. Symulacje DNS

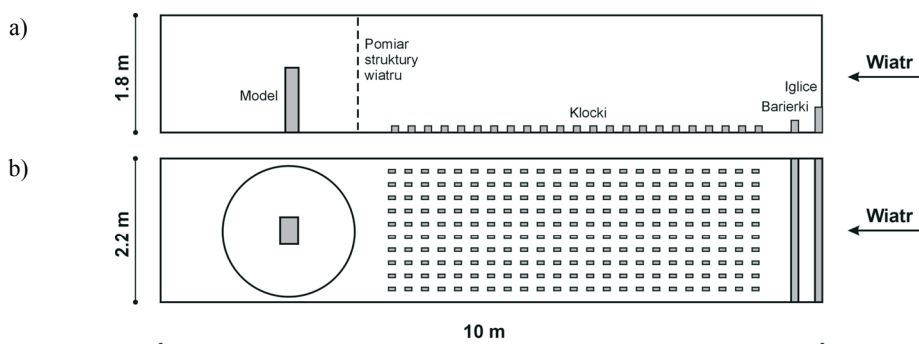
Udokumentowanych zastosowań DNS w inżynierii wiatrowej nie ma wiele, z powodów wspomnianych na wstępie do rozdziału. Można wymienić pracę Okajimy i in. (1997), w której w przepływie dwuwymiarowym, wyznaczono za pomocą DNS, przy $Re = 200$, 400, 1000 i za pomocą $k-\varepsilon$, przy $Re = 4 \cdot 10^3$, wartości średnie i rms współczynników oporu i siły bocznej oraz liczbę St , w przypadku nieruchomego i drgającego poprzecznie kwadratu. Celem symulacji było określenie wpływu rozmiarów siatki numerycznej (tzw. efektu blokady) na wymienione wielkości. Wszystkie analizowane parametry rosły wraz ze wzrostem blokady, tzn. gdy malała odległość ścian bocznych kwadratu od granic zewnętrznych domeny obliczeniowej.

Część II. Badania modelowe w tunelu aerodynamicznym

8. Odzworowanie warstwy przyściennej

8.1. Tunel aerodynamiczny

Wszystkie badania eksperymentalne, wykonane przez autora i opisane w niniejszej pracy, przeprowadzone zostały w Laboratorium Inżynierii Wiatrowej z tunelem aerodynamicznym z warstwą przyścienną, funkcjonującym w Instytucie Mechaniki Budowli na Wydziale Inżynierii Lądowej Politechniki Krakowskiej. Podstawowe wymiary sekcji pomiarowej tunelu wynoszą: 2,2 m – szerokość, 1,4–1,6 m – wysokość, 10 m – długość. Formowanie warstwy przyściennej, a więc profilu średniej prędkości wiatru i profilu turbulencji, odbywa się w początkowej części przestrzeni pomiarowej, na długości 6 m, z wykorzystaniem odpowiednich układów barierek, iglic i klocków. W celu redukcji efektu blokady przepływu, w konstrukcji tunelu zastosowano podwójną ścianę boczną – wewnętrzną szczelinową i zewnętrzną pełną (Flaga i in., 2004, Flaga i Lipecki, 2007, Flaga, 2008). Wszystkie modele badawcze mocowane były na stole obrotowym znajdującym się w centralnej części sekcji pomiarowej. Rzut z boku oraz z góry przestrzeni pomiarowej pokazano na Rys. 13.



Rys. 13. Widok z boku (a) i z góry (b) przestrzeni pomiarowej tunelu aerodynamicznego, wraz z modelem o prostokątnym przekroju poprzecznym zainstalowanym na stole obrotowym.

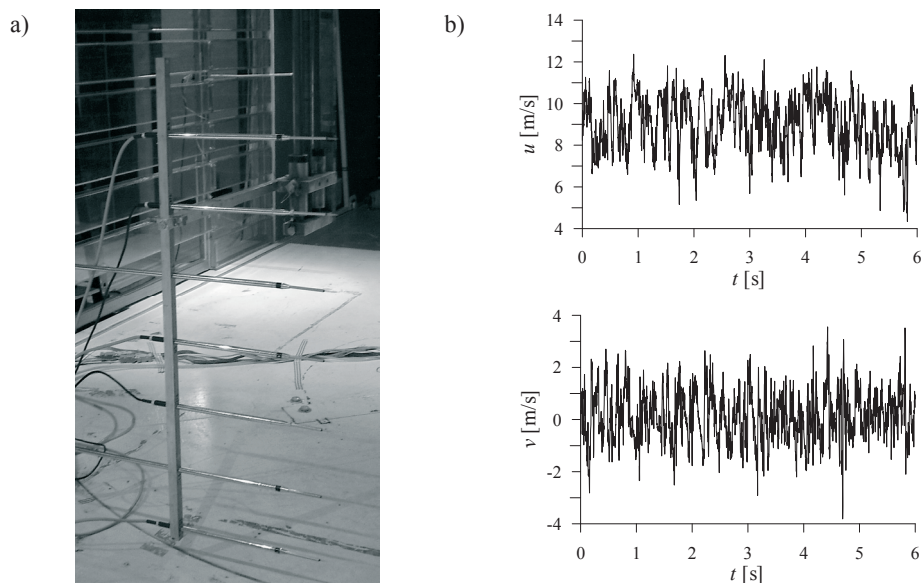
8.2. Struktura wiatru

8.2.1. Pomiar prędkości wiatru

Badanie struktury wiatru wykonano z wykorzystaniem termoanemometrów jedno- i dwuwłóknowych, układu pomiarowego ATU2001 oraz oprogramowania wykonanego w Instytucie Mechaniki Górotworu PAN w Krakowie (Ligęza, 2007, Jamróz i Socha, 2007). Sondy jednowłóknowe służyły do pomiaru średniej prędkości przepływu, niezbędnej do kalibracji sond dwuwłóknowych, zamocowanych na pozycjonetrze poruszającym się w przestrzeni pomiarowej i wykorzystanych do pomiaru profilu wiatru. Prędkość przepływu zmierzono w 28 punktach linii pionowej, w odległości 1 m przed środkiem mocowania modeli na stole obrotowym (Rys. 13a), przy 45 różnych wariantach ustawień elementów

turbulizujących. W pojedynczym pomiarze uzyskano przebiegi czasowe zmian dwóch składowych prędkości wiatru – wzdłuż tunelu i w kierunku pionowym. Przyjęto częstotliwość próbkowania 500 Hz, a czas pomiaru 6 s, a więc zarejestrowano prędkości na 3000 kroków czasowych. W każdym położeniu termooanemometrów pomiary powtórzono trzy razy. Układ czujników dwuwłóknowych pokazano na Rys. 14a, a zarejestrowany, przykładowy przebieg czasowy prędkości wiatru w dwóch kierunkach u i v , na Rys. 14b.

Analiza uzyskanych w pomiarach danych została przeprowadzona na podstawie zaleceń podawanych m.in. przez Shabbira i in. (1996) i Błazik-Borową (2008). Prędkość wiatru $u(z,t)$, jako funkcję przestrzeni i czasu, można zapisać jako sumę wartości średniej $\bar{u}(z)$ i fluktuacji $u'(z,t)$, zgodnie ze wzorem (3.1). W przypadku każdego zarejestrowanego sygnału, w każdym punkcie pomiarowym wzdłuż wysokości tunelu aerodynamicznego, wyznaczono średnią prędkość wiatru $\bar{u}(z)$ oraz odchylenia standardowe $\sigma(z)$, odpowiednio według równań (3.2) i (3.14), przyjmując zamiast całkowania – sumowanie wartości dyskretnych zmierzonych w każdym kroku czasowym.



Rys. 14. Pomiar prędkości wiatru: a) układ termooanemometrów dwuwłóknowych w przestrzeni pomiarowej, b) przebiegi czasowe składowych prędkości wiatru: u , v .

Jako wstępny opis struktury wiatru przyjęto:

- profil wiatru, wyrażony ogólnym wzorem potęgowym (w różnej formie podawanym przez Davenporta, 1960, 1965b, Żurańskiego 1978, Tielemana, 2008, por. 3.1.2):

$$\bar{u}(z) = k \cdot z^\alpha, \text{ dla } z > z_{min}, \quad (8.1)$$

- profil intensywności turbulencji składowej podłużnej prędkości, według równania (3.13), aproksymowany wielomianem,

- gęstość widmową mocy, zbliżoną do spektrum Davenporta (Davenport, 1961, Flaga i in., 2004):

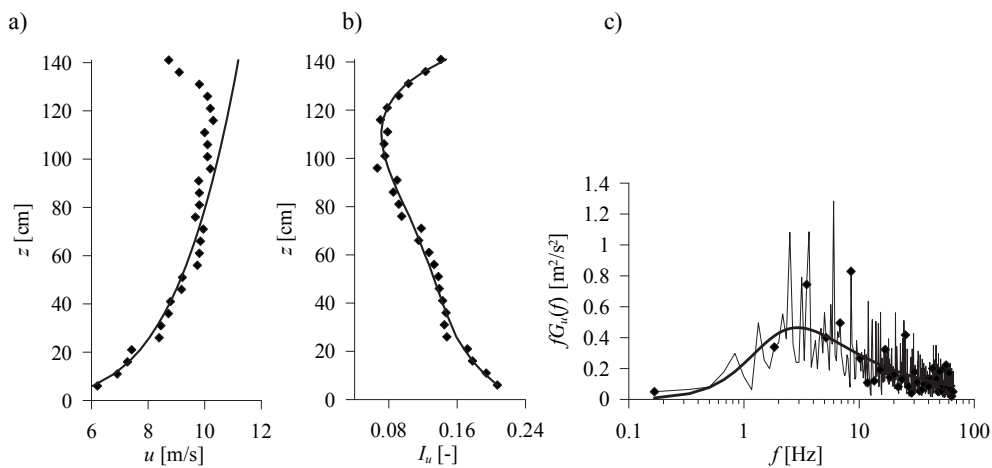
$$G(f) = \frac{bf^2}{(1 + cf^2)^d} . \quad (8.2)$$

W powyższych wzorach: z – wysokość nad podłogą tunelu [cm], z_{min} – minimalna wysokość dobrana w ten sposób, że wszystkie analizowane profile prędkości wiatru mają tę samą wartość na wysokości odniesienia $h_{ref} = 70$ cm, k , α , b , c , d – współczynniki dobrane metodą najmniejszych kwadratów, przy czym d w przybliżeniu jest równe $4/3$. Sposób aproksymacji zmierzonych wartości dyskretnych za pomocą funkcji, przedstawiono na Rys. 15. Dla pokazanego przykładu, równania profilu średniej prędkości, intensywności turbulencji i gęstości widmowej mocy przyjmują następujące postaci:

$$\bar{u}(z) = 4,259z^{0,1952} , \quad (8.3)$$

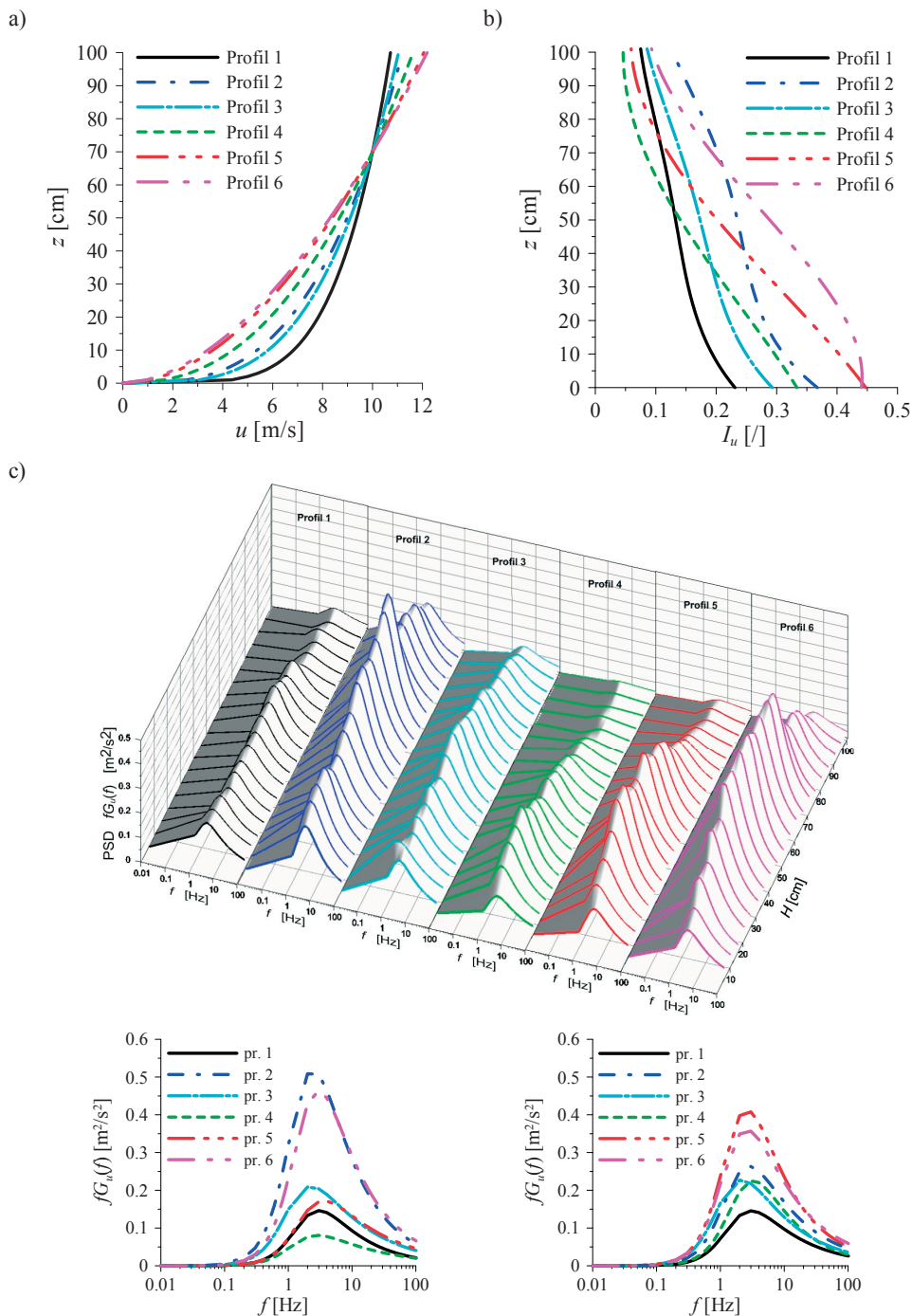
$$I_u(z) = 4,34 \cdot 10^{-9} z^4 - 1,10 \cdot 10^{-6} z^3 - 9,69 \cdot 10^{-5} z^2 - 4,61 \cdot 10^{-3} z + 0,23 , \quad (8.4)$$

$$G(z, f) = \frac{0,109f^2}{(1 + 0,375f^2)^{1,293}} , \text{ na wysokości } z = 31 \text{ cm}. \quad (8.5)$$



Rys. 15. Aproksymacja wyników: a) profil średniej prędkości wiatru, b) profil intensywności turbulencji, c) gęstość widmowa mocy, na wysokości 31 cm, \blacklozenge – wartości zmierzone w tunelu, linia ciągła – aproksymacja funkcjami.

W wyniku analizy 45 wariantów struktury wiatru do dalszych pomiarów wybrano 6 znacząco różniących się przypadków, o charakterystykach pokazanych na Rys. 16. Procedura określenia struktury wiatru opisana została szczegółowo w pracach Bęca i in. (2011a, 2011b), Lipeckiego i in. (2011b, 2012b, 2012c), Lipeckiego i Jamińskiej (2012b). W dalszych analizach, kolejne warianty przepływu oznaczono jako p1 – profil 1, p2 – profil 2, itd.



8.2.2. Weryfikacja poprawności odwzorowania warstwy przyściennej

Parametry odwzorowanego pola wiatru porównano z wynikami w skali rzeczywistej, z innymi badaniami modelowymi oraz wytycznymi normowymi, w celu sprawdzenia ich poprawności.

We wstępnej analizie znaleziono wykładnik α krzywej, dającej najlepsze odwzorowanie wyników badań dotyczących prędkości średniej, opisanej wzorem (8.1). Następnie, metodą najmniejszych kwadratów określono parametr d , zależny od wysokości średniej zabudowy, występujący w równaniu potęgowym profilu wiatru (np. 3.12). We wzorze tym u_{ref} i z_{ref} to prędkość i wysokość odniesienia, które przyjęto w badaniach własnych na wysokości 0,7 m.

W celu wyznaczenia parametru z_0 , otrzymane wyniki porównano z profilem logarytmicznym, najczęściej wykorzystywanym w badaniach modelowych (3.4). Na podstawie obliczonego wcześniej parametru d , dobrano wartości z_0 i u_* , które dawały poprawne dopasowanie krzywej logarytmicznej do wyników badań. Otrzymane rezultaty porównano dodatkowo ze wzorem logarytmicznym, podawanym przez Eurokod 1 (2008) (3.7). W przypadku krzywych logarytmicznych (3.4) i (3.7) uzyskano gorszy stopień dopasowania do wyników badań, niż w przypadku krzywych potęgowych (8.1) i (3.12).

Otrzymane w pomiarach rezultaty, w zakresie intensywności turbulencji I_u i skali długości turbulencji L_u^x , porównano z wynikami ze skali rzeczywistej. W tym celu obliczono współczynnik skalowania S , według wzoru proponowanego przez Cooka (1978):

$$S = \frac{91,3(z-d)^{0,491}}{\left(L_u^x(z)\right)^{1,403} z_0^{0,088}}, \quad (8.6)$$

w którym: $L_u^x(z)$ wyznaczono metodą piku gęstości widmowej mocy na danej wysokości, według wzoru (3.29), obliczając f_{max} na podstawie funkcji gęstości widmowej mocy opisanej równaniem (8.2), zgodnym z funkcją Davenporta.

Procedura wyznaczenia współczynnika skalowania, polegała na obliczeniu na każdej wysokości pomiarowej f_{max} i $L_u^x(z)$, a następnie współczynnika S . Wyznaczone w każdym punkcie wzdłuż wysokości współczynniki, zostały uśrednione i uzyskany wynik potraktowano, jako globalny współczynnik skalowania S .

Wyniki badań, dotyczące intensywności $I_u(z)$ i skali długości turbulencji $L_u^x(z)$, porównano z różnymi wzorami wykorzystywanymi w praktyce:

- Eurokod 1 (2008): $I_u(z) - (3.18)$, $L_u^x(z) - (3.32)$,
- Solari (1993): $L_u^x(z) - (3.30)$,
- ESDU 85020 (1985), ESDU 83045 (1985), ESDU 82026 (1982): $I_u(z) - (3.20, 3.21)$, $L_u^x(z) - (3.28)$.

Obliczony współczynnik S został wykorzystany do przeskalowania danych eksperymentalnych do skali rzeczywistej.

Reasumując, tok postępowania przy określeniu poprawności odwzorowania warstwy przyściennej był następujący:

1. Wyznaczeni wykładnika wzoru potęgowego α (8.1).
2. Wyznaczenia parametru d (3.12).

3. Wyznaczenie parametrów z_0 i u^* (3.4).
4. Określenie S (wzór 8.6).
5. Porównanie opracowanych profili średniej prędkości wiatru, intensywności i skali długości turbulencji z wartościami wyznaczonymi zgodnie z różnymi zaleceniami na konstrukcji o rzeczywistych wymiarach, wynikających z obliczonego współczynnika skalowania oraz z wynikami innych badań modelowych.

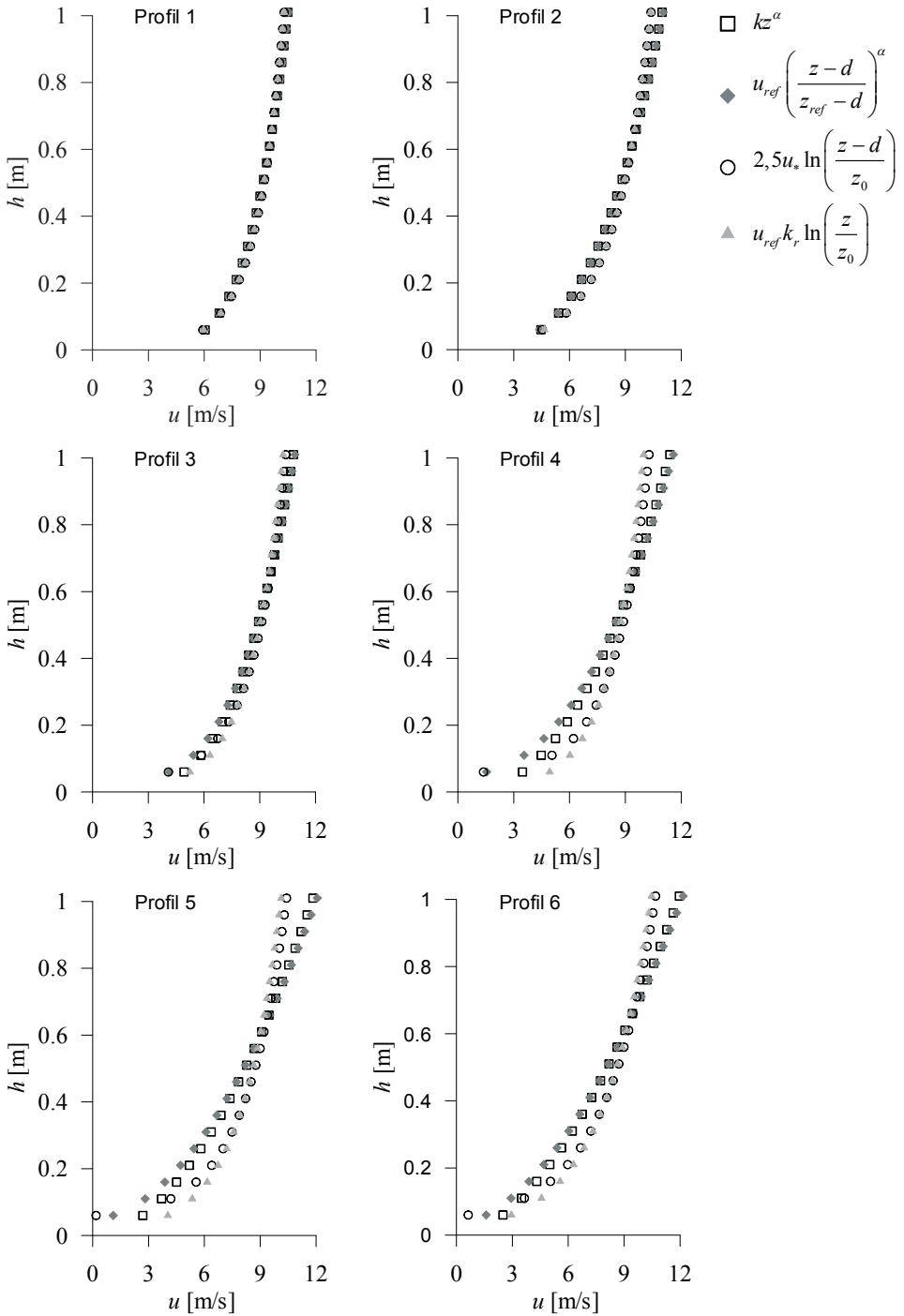
8.2.3. Dyskusja wyników

W Tabeli 11 zestawiono parametry pola wiatru uzyskane w tunelu. Na Rys. 17 przedstawiono porównanie różnych sposobów opisu profilu średniej prędkości wiatru w skali tunelu aerodynamicznego. Intensywność turbulencji oraz skalę długości turbulencji, określone na podstawie pomiarów w tunelu, przeskalowano do wymiarów odpowiadających rzeczywistości i porównano z rekomendacjami normowymi (Eurokod 1, ESDU, Solari, 1993) oraz z wynikami badań prowadzonych w innych tunelach. Na Rys. 18–23 pokazano zestawienie rezultatów dotyczących intensywności, zaś na Rys. 24–29 skali długości turbulencji.

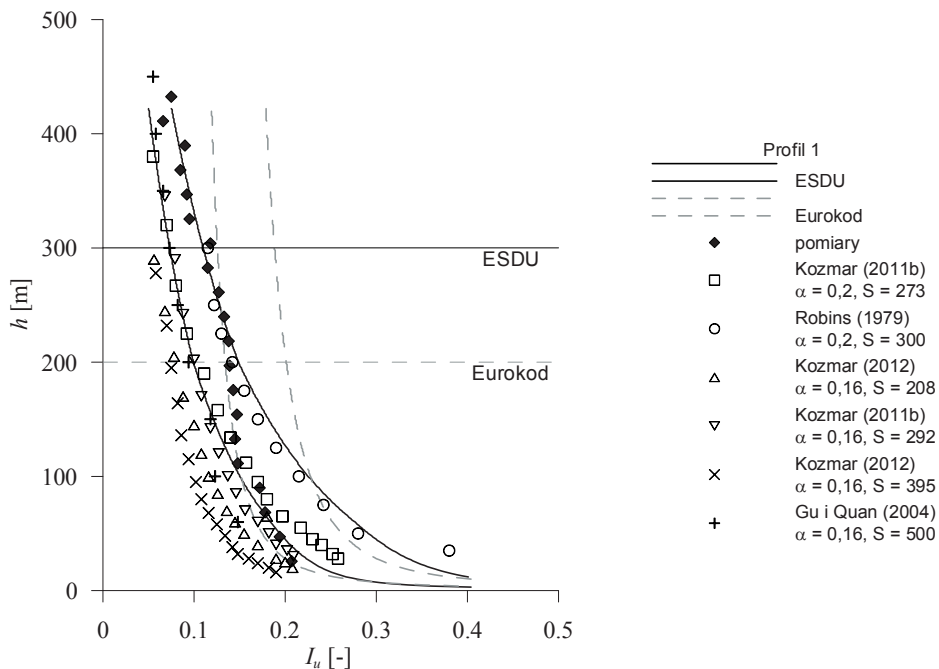
Linie poziome na wszystkich wykresach oznaczają rekomendowany zakres stosowania danego wzoru (czyli 200 m – Eurokod 1, 300 m – ESDU). Ponadto, na Rys. 18–29, profile podawane przez normy zaznaczono w zakresie $\pm 20\%$ od wyznaczonej wartości. Do porównań wybrano również rezultaty innych pomiarów, otrzymane dla zbliżonych wartości wykładnika α . Przykładowo, w przypadku profilu 1, o $\alpha = 0,20$, przytoczono wyniki dla $\alpha = 0,16$ i $\alpha = 0,2$ (Kozmar, 2011b, 2012, Gu i Quan, 2004, Robins, 1979), natomiast dla profilu 2, o $\alpha = 0,32$, podano $\alpha = 0,29$, $\alpha = 0,3$, $\alpha = 0,31$, $\alpha = 0,35$ (Gu i Quan, 2004, Balendra i in., 2002, Varshney i Poddar, 2011, 2012, Kozmar 2010). Różni autorzy, dla tych samych pomiarów, podają dwie wartości skali długości turbulencji, uzyskane metodą piku spektrum (jak w niniejszej pracy) oraz obliczone na podstawie funkcji autokorelacji (Kozmar, 2010, 2011c, 2012, Balendra i in., 2002). Wysokości pomiarowe, na których otrzymano wyniki, zostały przeskalowane do wysokości rzeczywistych, z wykorzystaniem średniego współczynnika S , obliczonego na każdym poziomie pomiarowym i uśrednionego do jednej wartości. Natomiast skale długości turbulencji zostały przeskalowane przez wartości współczynnika S , wyznaczone na danym poziomie pomiarowym.

Tabela 11. Parametry warstwy przyściennej w tunelu aerodynamicznym.

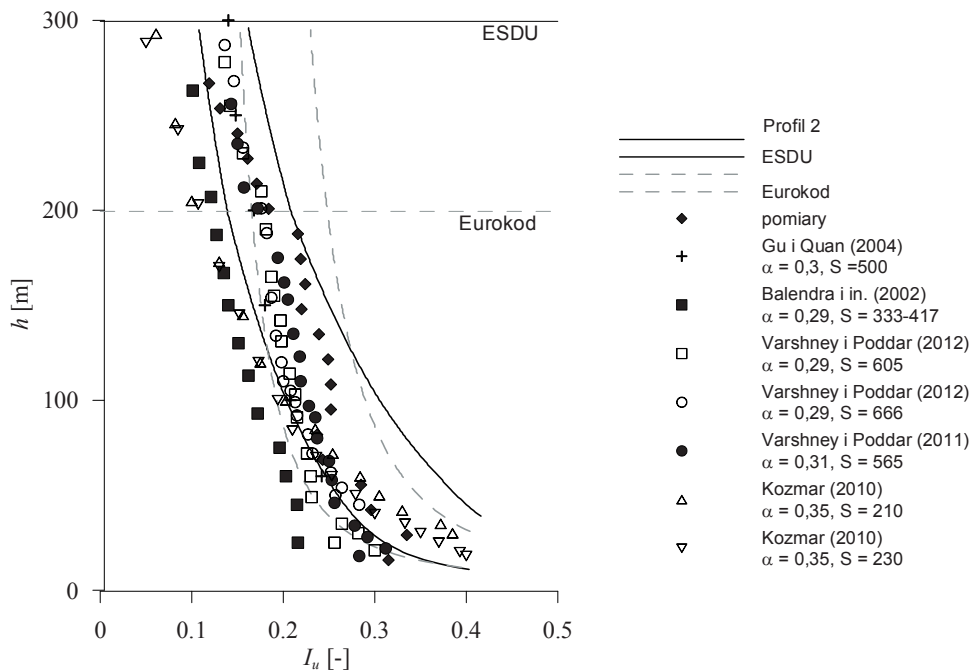
Przepływ	k	α	d	z_0	u^*	k_r	S
	[-]	[-]	[mm]	[mm]	[m/s]	[-]	[-]
1	4,26	0,20	2	1,2	0,611	0,156	428
2	2,42	0,32	4	6	0,810	0,206	264
3	3,06	0,28	30	3,2	0,725	0,182	270
4	1,77	0,42	52	3,8	0,743	0,182	381
5	1,13	0,52	50	9,2	0,896	0,219	371
6	0,87	0,55	35	19,9	1,098	0,271	297



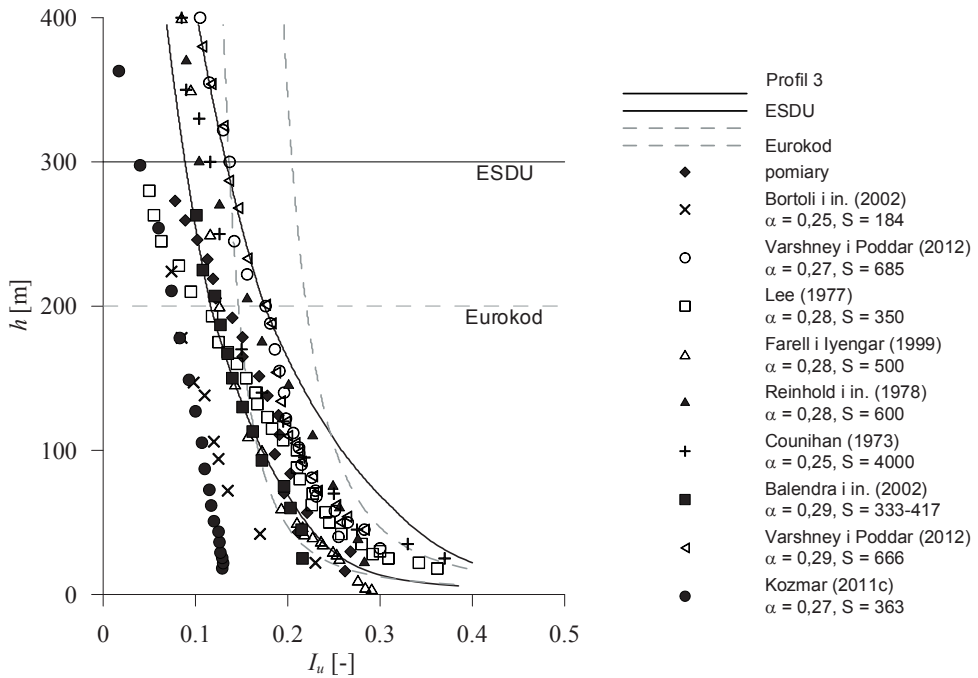
Rys. 17. Profile średniej prędkości wiatru wyznaczone wzorami potęgowymi i logarytmicznymi, \square – wzór (8.1), \blacklozenge – wzór (3.12), \circ – wzór (3.4) \blacktriangle – wzór (3.7).



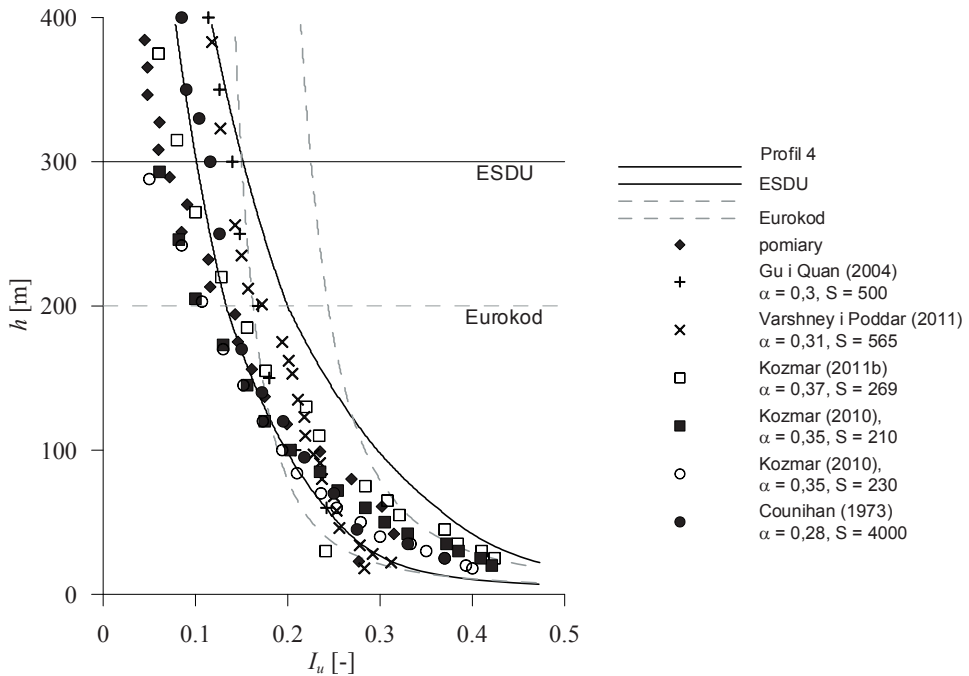
Rys. 18. Intensywność turbulencji, składowa wzdłuż średniej prędkości wiatru, dla profilu 1.



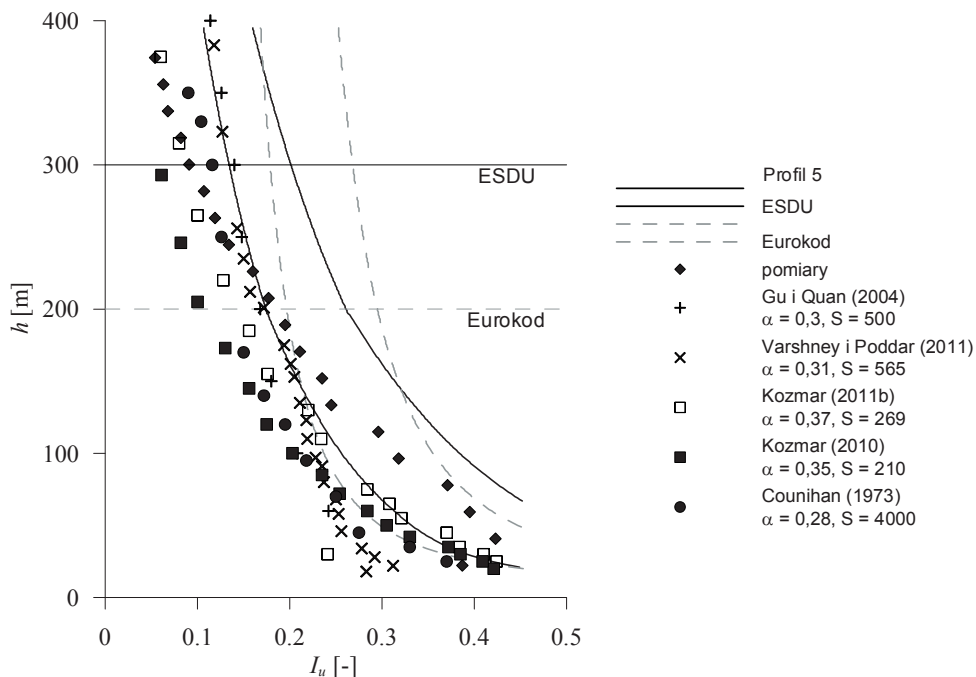
Rys. 19. Intensywność turbulencji, składowa wzdłuż średniej prędkości wiatru, dla profilu 2.



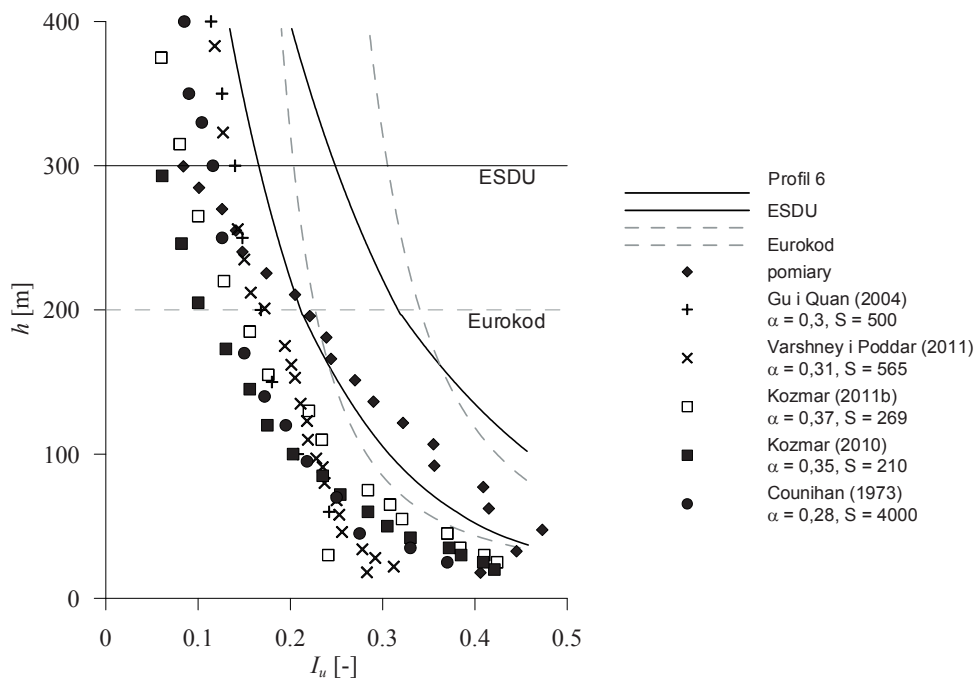
Rys. 20. Intensywność turbulencji, składowa wzdłuż średniej prędkości wiatru, dla profilu 3.



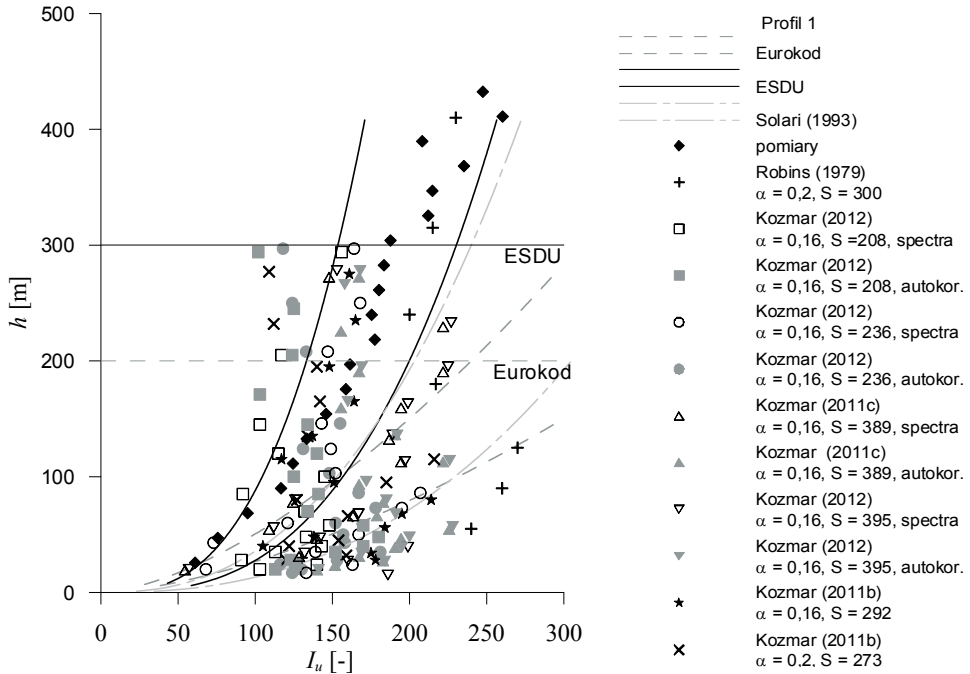
Rys. 21. Intensywność turbulencji, składowa wzdłuż średniej prędkości wiatru, dla profilu 4.



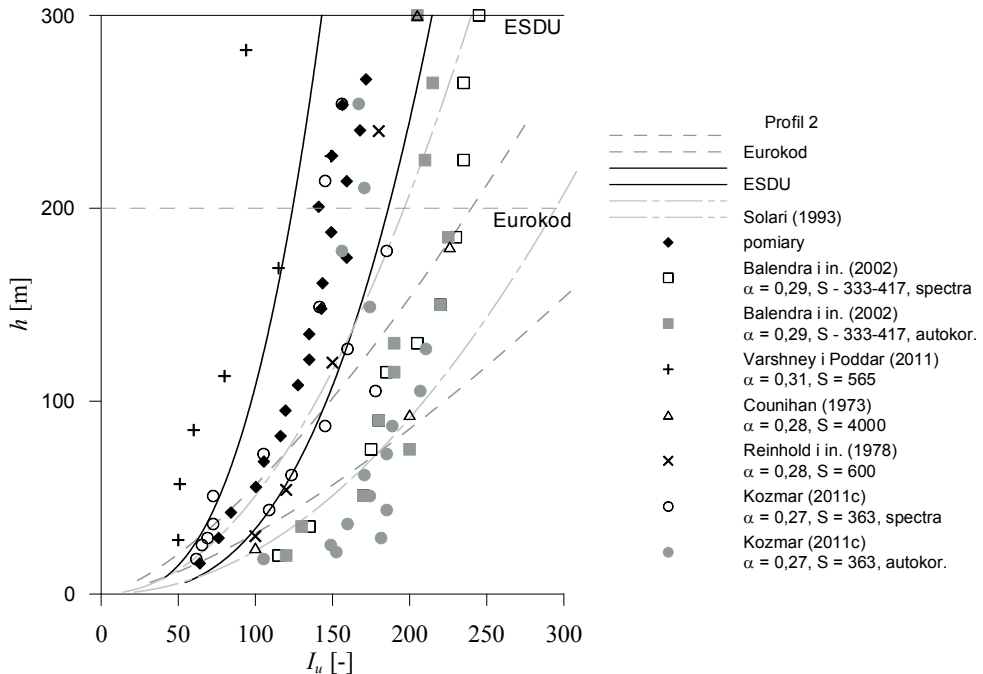
Rys. 22. Intensywność turbulencji, składowa wzdłuż średniej prędkości wiatru, dla profilu 5.



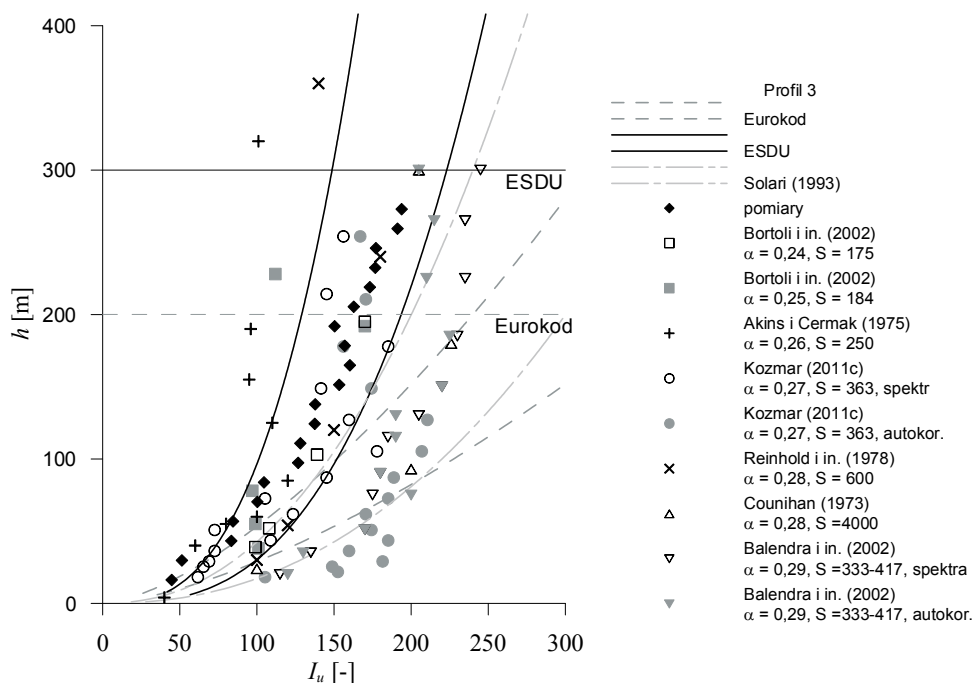
Rys. 23. Intensywność turbulencji, składowa wzdłuż średniej prędkości wiatru, dla profilu 6.



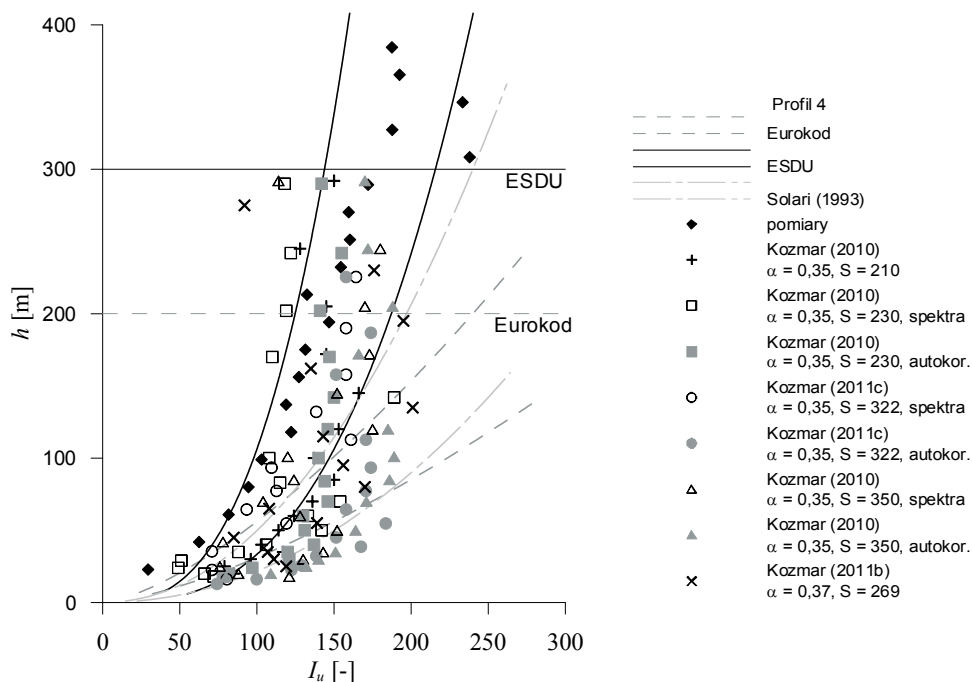
Rys. 24. Skala długości turbulencji wzdłuż średniej prędkości wiatru, dla profilu 1.



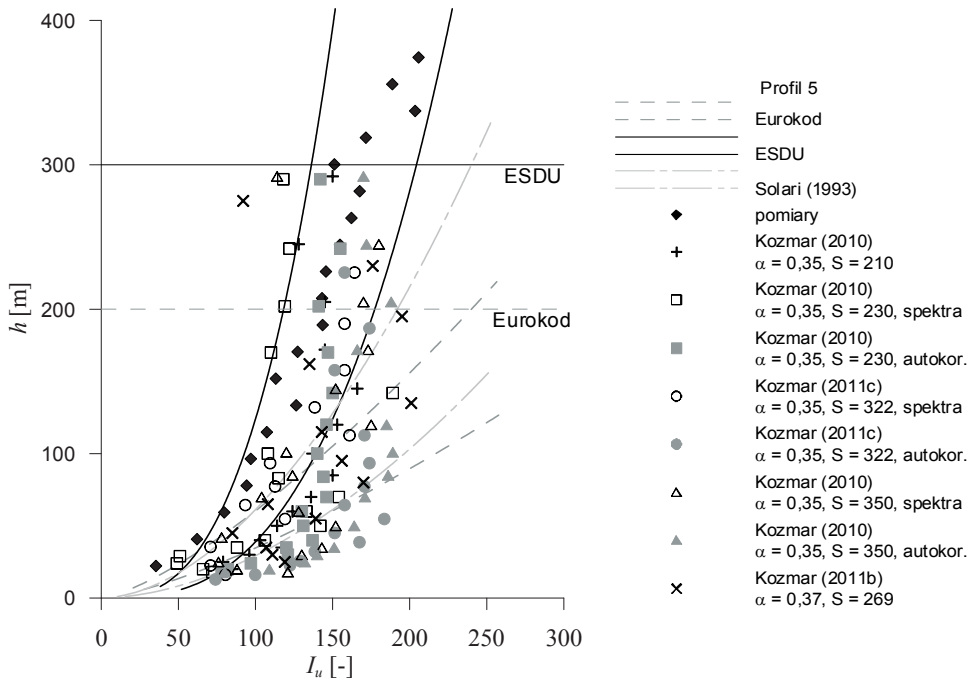
Rys. 25. Skala długości turbulencji wzdłuż średniej prędkości wiatru, dla profilu 2.



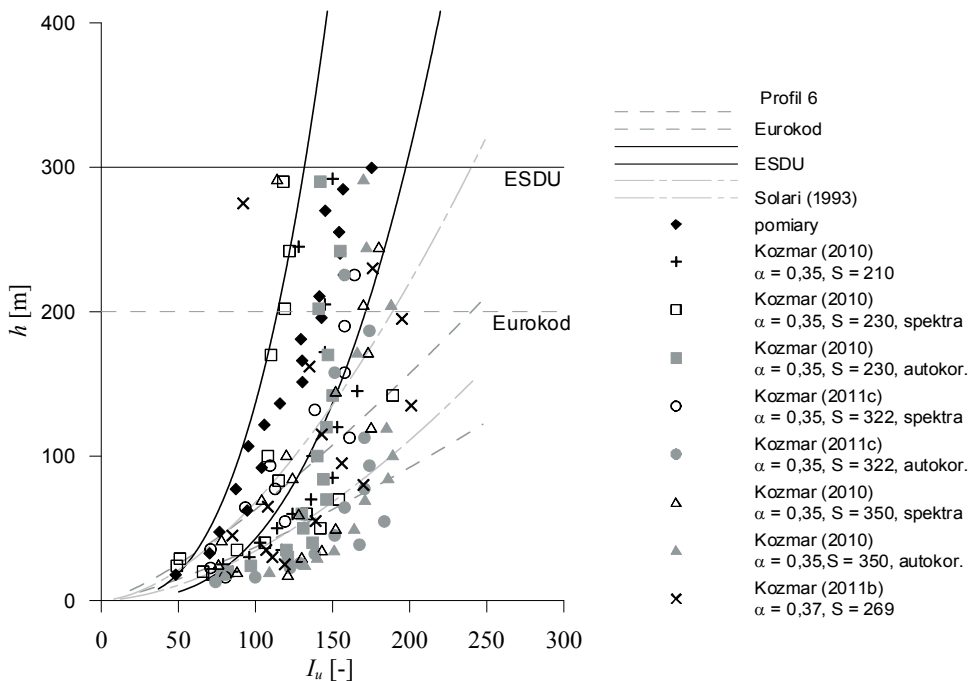
Rys. 26. Skala długości turbulencji wzdłuż średniej prędkości wiatru, dla profilu 3.



Rys. 27. Skala długości turbulencji wzdłuż średniej prędkości wiatru, dla profilu 4.



Rys. 28. Skala długości turbulencji wzdłuż średniej prędkości wiatru, dla profilu 5.



Rys. 29. Skala długości turbulencji wzdłuż średniej prędkości wiatru, dla profilu 6.

Profil wiatru opisany za pomocą wzoru (8.1) wykazał bardzo dużą zgodność z wynikami badań w tunelu (Rys. 15). Wyznaczony w ten sposób wykładnik posłużył do sprawdzenia dopasowania pozostałych krzywych do wyników. Jak wynika z Rys. 17, w każdym przypadku analizowanego przepływu, zgodność ze wzorem potęgowym (3.12) jest prawie 100%. Gorsze dopasowanie uzyskano w przypadku krzywych logarytmicznych, szczególnie przy wysokiej turbulencji przepływu (profile p4, p5, p6). Z drugiej strony, obie krzywe logarytmiczne wykorzystane do porównań są do siebie zbliżone, jednak w przypadkach wysokiej turbulencji i wysokiej wartości wykładnika α jest niemożliwe ich dokładne dopasowanie. W przeprowadzonych analizach uwzględniono dwa przypadki wartości wykładnika α (profile p5 i p6), wykraczającego poza zakresy sugerowane przez wytyczne normowe. Celem prowadzenia badań, również dla takich zakresów α , było określenie wpływu parametrów przepływu (w tych dwóch przypadkach uzyskano znacząco różniące się wartości spektrum prędkości wiatru, w stosunku do pozostałych) na obciążenie wiatrem modeli o przekrojach poprzecznych prostokątnych, które jest analizowane w dalszej części pracy. Ponadto, zwiększająca się wciąż zabudowa miast, zarówno pod względem wysokości jak i gęstości, być może wymusi w przyszłości konieczność uwzględnienia również takich kształtów profili wiatru. Na podstawie obliczonej wartości współczynnika skalowania S wyznaczono rzeczywiste wartości z_{0r} i d_r . W Tabeli 12 zestawiono wartości tych parametrów po przeskalowaniu.

Tabela 12. Wartości współczynników d_r i z_{0r} przeskalowanych do wartości rzeczywistych.

	Profil 1	Profil 2	Profil 3	Profil 4	Profil 5	Profil 6
d_r [m]	0,856	1,056	8,1	19,812	18,55	10,395
z_{0r} [m]	0,5136	1,584	0,864	1,4478	3,4132	5,9103

Przyjmując, że d jest średnią wysokością zabudowy, wartości rzeczywiste d_r otrzymane po przeskalowaniu są dość poprawne. W przypadku wariantu p1 odpowiadają pograniczu terenu otwartego i słabo zabudowanego, dla profili p2 i p3 terenowi słabo zabudowanemu albo podmiejskiemu, natomiast p4, p5 i p6 terenowi bardzo silnie zurbanizowanemu. Również analizując wartości przeskalowanego z_{0r} można przyjąć, że uzyskane zakresy są realne. Biorąc pod uwagę wartości proponowane w Tabeli 1, można stwierdzić, że analizowane warianty odpowiadają terenowi słabo zabudowanemu i miejskiemu (profile p1–p4), oraz centrum wielkich miast (profile p5–p6). Warto wspomnieć o fakcie, że otrzymane wartości d_r i z_{0r} mogą się dość znacznie wahać na skutek zmian współczynnika skalowania S , którego procedura wyznaczania jest dość "elastyczna". Wartości w Tabeli 12 nie stanowią najlepszego dopasowania krzywych, lecz sensowny kompromis między najlepszym dopasowaniem, a rozsądnymi wielkościami uzyskanymi w skali rzeczywistej.

Analizując wykresy zmian intensywności turbulencji I_u wzdłuż wysokości (Rys. 18–23), można zauważyć, że wartości rekomendowane przez Eurokod do wysokości 100 m są nieznacznie mniejsze, natomiast powyżej, znacznie większe od wartości podawanych przez ESDU. Należy podkreślić, że intensywność turbulencji według Eurokodu i ESDU została obliczona dla parametrów z_0 i u_* otrzymanych na podstawie badań w tunelu. A więc, szcze-

gólnie w przypadku ESDU te wartości nie zostały do końca potwierdzone badaniami w skali rzeczywistej, a podawane krzywe zostały opracowane jedynie dla wybranych wartości z_0 . Analizując wykresy z Rys. 18–23 można powiedzieć, że intensywność turbulencji według badań własnych mieści się w zakresach podawanych przez ESDU i Eurokod, odpowiednio do 300 m i 200 m wysokości, przy czym wartości I_u są lekko zaniżone w stosunku do rekomendowanych, głównie przy podłożu (profil p1) i powyżej 200 m. Na przesunięcie wartości turbulencji zasadniczy wpływ ma parametr z_0 i współczynnik skalowania S . Niewielkie zwiększenie z_0 , a więc i zmiana S , pozwala zmniejszyć wartości I_u rekomendowane przez Eurokod i ESDU. W takim jednak przypadku stopień dopasowanie krzywych opisujących profile spada. Porównując własne wyniki do innych badań można stwierdzić, w przypadku:

- profilu p1, $\alpha = 0,20$: najlepszą zgodność z badaniami Kozmara, dla $\alpha = 0,2$, $S = 273$, $\alpha = 0,16$, $S = 292$ (Kozmar, 2011b) oraz Robinsa, dla $\alpha = 0,2$, $S = 300$ (Robins, 1979),
- profilu p2, $\alpha = 0,32$: najlepszą zgodność z badaniami Kozmara, dla $\alpha = 0,35$, $S = 210$ i $S = 230$ (Kozmar, 2010) i Varshneya i Poddara, dla $\alpha = 0,29$, $S = 666$ i $S = 605$ oraz $\alpha = 0,31$, $S = 565$ (Varshney i Poddar, 2011, 2012), jak również Gu i Quana, dla $\alpha = 0,30$, $S = 500$ (Gu i Quan, 2004),
- profilu p3, $\alpha = 0,28$: najlepszą zgodność z badaniami Lee, dla $\alpha = 0,28$, $S = 350$ (Lee, 1977), Counihana, dla $\alpha = 0,25$, $S = 4000$ (Counihan, 1973), Balendry, dla $\alpha = 0,29$, $S = 333$ –417 (Balendra i in., 2002), generalnie lepszą zgodność wyników uzyskano przy podłożu,
- profilu p4, $\alpha = 0,42$: najlepszą zgodność z badaniami Counihana, dla $\alpha = 0,25$, $S = 4000$ (Counihan, 1973), Kozmara, dla $\alpha = 0,35$, $S = 210$ i $S = 230$ (Kozmar, 2010),
- profili p5 i p6, $\alpha = 0,52$, i $\alpha = 0,55$: zgodność z innymi badaniami osiągnięto powyżej 200 m. Brak zgodności poniżej tego poziomu spowodowany jest wysoką wartością współczynnika α , dużą chropowatością terenu i związanym z tym brakiem innych dostępnych wyników dla podobnych wartości parametrów.

Wnioski wypływające z porównania wyników badań są dość niejednoznaczne, ponieważ oprócz różnic w wartościach α , również współczynniki skalowania różniły się znacznie między analizowanymi przypadkami.

Porównując skalę długości turbulencji L_u , od razu widać olbrzymi rozrzut wyników, sięgający nawet kilkuset procent. Obliczone współczynniki zostały podane na podstawie częstotliwości odczytanej z wykresu funkcji gęstości widmowej mocy w punkcie maksymalnej wartości, według wzoru (3.29). W przypadku obliczeń wykorzystujących funkcję autokorelacji wyniki mogą wykazywać znaczne różnice, co potwierdzają badania m.in. Kozmara (2011c, 2012) i Balendry i in. (2002). Wyniki własne, pokazane na Rys. 24–29 są podane przy skalowaniu zmiennym wzdłuż wysokości. Różne wartości S wzdłuż wysokości wynikają z różnych częstotliwości, dla których spektrum osiąga maksimum na danym poziomie pomiarowym. Zastosowanie średniego współczynnika skalowania S dla całego modelu, zwiększa dość znacznie wartości L_u na małych wysokościach (poniżej 100 m) i zmniejsza powyżej 200 m. Lepszą zgodność uzyskano porównując wyniki z danymi rekomendowanymi przez ESDU (3.28) niż przez Eurokod, zarówno aktualny (3.32) jak i jego

starszą wersję (3.30). Zgodność z wynikami uzyskanymi przez innych badaczy, w świetle powyższych uwag, można uznać za wystarczającą. Na wykresach dotyczących profili p5 i p6 wykorzystano w porównaniach te same wyniki innych badań, co przy wariantach p1–p4, w związku z brakiem dostępnych danych dla rozpatrywanego zakresu parametrów. Można jednak zaobserwować, że im wyższa jest wartość α tym ta zgodność jest niższa.

Reasumując, zastosowana procedura opisu struktury wiatru w tunelu aerodynamicznym, pozwala stwierdzić, że odwzorowane w nim parametry określające warstwę przyścienną, odpowiadają w zadowalającym stopniu rzeczywistej atmosferycznej warstwie przyziemnej.

9. Techniki i modele pomiarowe wykorzystane w badaniach

9.1. Struktura wiatru

W badaniach ciśnienia, działającego na zewnętrzne powierzchnie obiektów, uwzględniono sześć wariantów struktury wiatru opisanych w Rozdziale 8, za pomocą profili średniej prędkości wiatru, intensywności turbulencji oraz funkcji gęstości widmowej mocy.

9.2. Modele pomiarowe

Do pomiarów wybrano pięć modeli budynków o przekrojach poziomych prostokątnych, ustawionych pionowo i zamocowanych sztywno na znajdującym się w środkowej części przestrzeni pomiarowej stole obrotowym. Modele prostopadłościenne wykonano z płyt plexiglass o grubości 6 mm, ze wzmocnieniem w narożach wykonanym z kątowników aluminiowych lub miedzianych o wymiarach L 15x15x2 lub L 10x10x2. W przypadku modeli o większym przekroju poprzecznym, w środku wstawiono poziome przepony ze sklejki o grubości 18 mm, mające zwiększyć ich sztywność i zapobiegać skręcaniu. Wymiary modeli zestawiono w Tabeli 13, w której H – wysokość modelu, D , B – odpowiednie wymiary przekroju poprzecznego. Wobec tego, D/B to smukłość przekroju, a jako H/D i $H/(BD)^{1/2}$ zdefiniowano smukłość modelu. Prostopadłościany oznaczone jako R1, R3 oraz R5 posiadały taką samą smukłość D/B równą 2, natomiast R2 i R4 równą 4. W dalszych analizach podjęto próbę określenia wpływu smukłości modelu, przy tej samej smukłości przekroju, na wartości współczynnika ciśnienia i jego odchylenia standardowego.

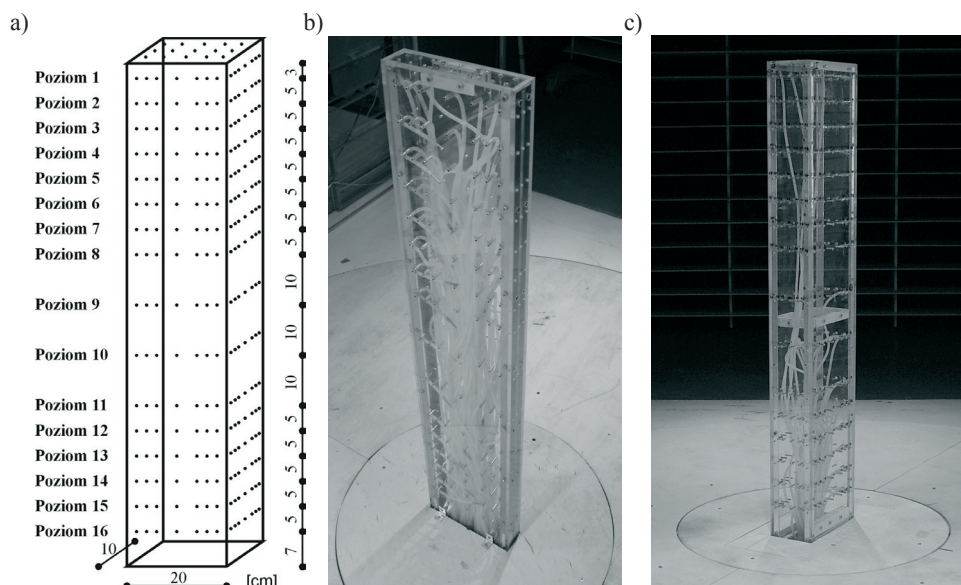
Tabela 13. Dane geometryczne modeli.

Model	H	D	B	H/D	D/B	$H/(BD)^{1/2}$
	[cm]	[cm]	[cm]	[-]	[-]	[-]
R1	100	40	20	2,5	2	3,54
R2	100	40	10	2,5	4	5
R3	100	20	10	5	2	7,07
R4	100	20	5	5	4	10
R5	100	10	5	10	2	14,14

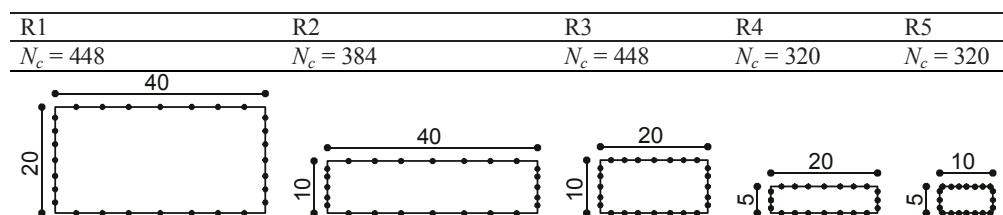
Na każdym z modeli zainstalowano szesnaście poziomów pomiarowych, rozmieszczonych w sposób pokazany na Rys. 30a. Wokół obwodu, na kolejnych poziomach, ułożono punkty pomiarowe, przy czym ich liczba była różna w związku z różnymi rozmiarami przekrojów poprzecznych. Zestawienie układu czujników w przekrojach poziomych, wraz z ich liczbą N_c na modelu, znajduje się na Rys. 31. W związku z dużą liczbą punktów i możliwością równoczesnego pomiaru ciśnienia ograniczoną do 64 kanałów, konieczne było powtarzanie pomiarów dla różnego zlokalizowania czujników, w przypadku każdego z modeli.

Dzięki możliwości obrotu stołu pomiarowego, zastosowano zmianę kąta natarcia wiatru na model α_w , o kąt 15° . Pozwoliło to na zbadanie rozkładu ciśnienia na modelu, nie tylko w zależności od struktury wiatru, ale także w zależności od kąta natarcia. Zakres pomiarów obejmował kąty α_w w zakresie 0° – 90° , co 15° , dając przy oprzyrządowaniu każdej ze ścian modelu pełny pomiar ciśnienia. W trakcie eksperymentów mierzono również ciśnienie na

prostokątnych pokrywach modeli. Widok przykładowych obiektów zainstalowanych na stole obrotowym w tunelu aerodynamicznym pokazano na Rys. 30b i c.



Rys. 30. Modele prostokątne: a) schematyczne rozmieszczenie punktów pomiarowych na modelu R3, b) model R4, c) model R3 w tunelu aerodynamicznym.



Rys. 31. Liczba punktów pomiarowych N_c i schematy ich rozmieszczenia wzdłuż obwodu.

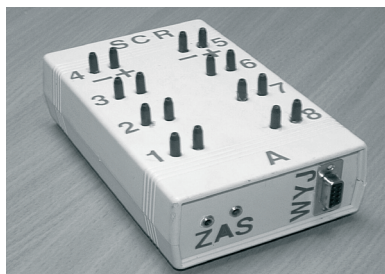
9.3. Wykorzystane techniki pomiarowe

9.3.1. Pomiar ciśnienia zewnętrznego na powierzchniach modeli

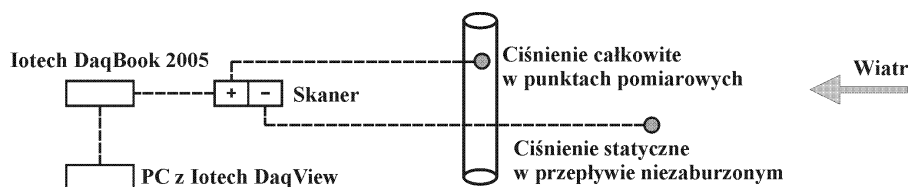
W trakcie badań wykonano pomiary rozkładów ciśnienia zmiennego w czasie, na zewnętrznych powierzchniach prostokątów, które po uśrednieniu i przeskalowaniu za pomocą ciśnienia odniesienia, posłużyły do wyznaczenia bezwymiarowych współczynników aerodynamicznych, niezależnych od prędkości wiatru. W badaniach wykorzystano 8 skanerów ciśnienia, z których każdy umożliwiał pomiar w 8 punktach, czyli sumarycznie dysponowano 64 czujnikami w jednorazowym pomiarze. Wykorzystane skanery służą do pomiaru ciśnienia różnicowego typu równoległego i bazują na piezorezystywnych, dwukierunkowych sensorach ciśnienia Motorola MPX2010. Analogowe sygnały napięciowe ze

skanera były archiwizowane za pomocą systemu Iotech DaqBook 2005, obsługiwanego przez oprogramowanie IotechDaqView. Widok skanera przedstawiono na Rys. 32, a tor pomiarowy na Rys. 33.

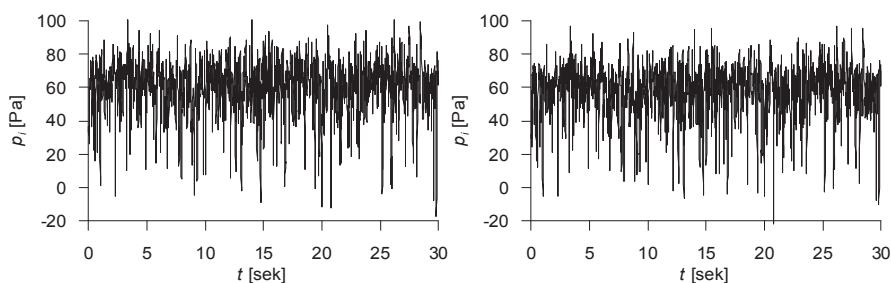
Punkty pomiarowe, zlokalizowane na powierzchni modelu, podłączono do skanerów za pomocą rurek silikonowych. W każdym położeniu wykonano pomiar ciśnienia zmiennego w czasie, z częstotliwością 200 Hz (krok czasowy $\Delta t = 0,005$ s) i liczbą próbek 6000, czyli czas pojedynczego zapisanego przebiegu wynosił 30 s. Dokładność pomiaru urządzenia wynosiła 0,1%, ale nie mniej niż 0,1 Pa. Przykładowy przebieg czasowy ciśnienia, w dwóch sąsiednich punktach położonych 8 cm od wierzchołka modelu R3, w pobliżu środka ściany nawietrznej, pokazano na Rys. 34.



Rys. 32. Ośmiokanałowy skaner do pomiaru ciśnienia (Flaga, 2011).



Rys. 33. Tor pomiarowy służący do pomiaru ciśnienia zewnętrznego na powierzchniach modeli.



Rys. 34. Przykładowe wykresy zmian ciśnienia zewnętrznego p_i w czasie t .

Końcowe wyniki pomiarów ciśnienia, w danym punkcie pomiarowym na zewnętrznej powierzchni modelu, zostały opisane następującymi wielkościami:

- średnim ciśnieniem statycznym:

$$p = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N p_i, \quad (9.1)$$

- odchyleniem standardowym ciśnienia:

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (p_i - p)^2}, \quad (9.2)$$

- współczynnikiem aerodynamicznym średniego ciśnienia:

$$C_p = \frac{p}{p_{ref}}, \quad (9.3)$$

- odchyleniem standardowym współczynnika średniego ciśnienia:

$$\sigma_p = \frac{\sigma}{p_{ref}}, \quad (9.4)$$

gdzie: p_i – ciśnienie zmienne w czasie, w punkcie zlokalizowanym na powierzchni modelu, uśrednione w czasie $dt = 1/200$ s, p_{ref} – średnia wartość ciśnienia w przepływie swobodnym, w obszarze przed modelem, uśredniona w czasie $t = 30$ s, czyli średnia wartość z pomiaru, $N = 6000$. Wartość ciśnienia odniesienia została określona zgodnie ze wzorem: $p_{ref} = 0,5\rho u_{ref}^2$, gdzie $\rho = 1,25$ kg/m³ to gęstość powietrza, a u_{ref} – prędkość odniesienia mierzona przed modelem w obszarze przepływu niezaburzonego, na wysokości 70 cm.

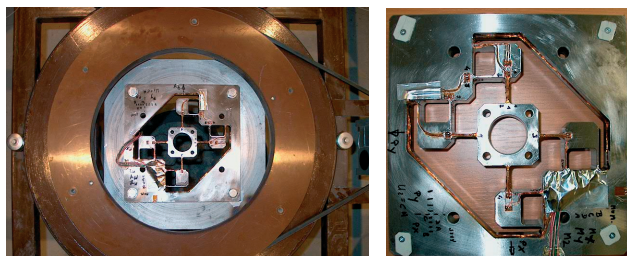
9.3.2. Pomiar sił wypadkowych przy podstawach modeli

Pomiar sił i momentów aerodynamicznych u podstaw modeli został wykonany za pomocą tensometrycznej wagi aerodynamicznej. Urządzenie, dzięki systemowi odpowiednio naklejonych tensometrów, pozwala na podstawie mierzonych odkształceń określić naprężenia w elementach pomiarowych, a dzięki temu siły i momenty aerodynamiczne działające na cały model konstrukcji. Wykorzystanie pięcioskładnikowej wagi umożliwia pomiar:

- siły zginającej wzdłuż tunelu (wzdłuż średniego kierunku wiatru), P_x ,
- siły zginającej w poprzek tunelu (prostopadle do średniego kierunku wiatru), P_y ,
- momentu zginającego wzdłuż tunelu, M_x ,
- momentu zginającego w poprzek tunelu, M_y ,
- momentu skręcającego (względem osi pionowej modeli), M_z .

Widok wykorzystanej pięcioskładnikowej wagi tensometrycznej pokazano na Rys. 35.

Różne aspekty pomiarów ciśnienia zewnętrznego i sił globalnych na wadze aerodynamicznej, zostały przedstawione w pracach Lipeczkiego i in. (2011a, 2012a, 2012d), Lipeczkiego i Jamińskiej (2012a), Lipeczkiego (2013b, 2013c, 2014b), Jamińskiej i in. (2014).



Rys. 35. Pięcioskładnikowa waga aerodynamiczna (Flaga, 2011).

10. Ciśnienie zewnętrzne na modelach prostopadłościennych

10.1. Średnie ciśnienie zewnętrzne na powierzchniach modeli

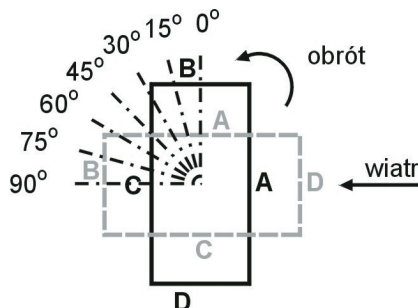
W analizach przedstawionych w niniejszym rozdziale wprowadzono następujące oznaczenia ścian modeli: dla kąta natarcia wiatru $\alpha_w = 0^\circ$, ściana A jest nawietrzną (szersza ściana jest prostopadła do średniego kierunku wiatru), B, D są ścianami bocznymi, C ścianą zawietrzną. Tak określone oznaczenia zostały wykorzystane do opisu ścian dla innych kątów natarcia wiatru i tak np. w przypadku, gdy $\alpha_w = 90^\circ$ (węższa ściana jest prostopadła do przepływu), ściany A i C to ściany boczne, B – zawietrzna, D – nawietrzna. Schemat oznaczenia ścian modeli i kątów natarcia wiatru α_w zaznaczono na Rys. 36.

Na Rys. 37 przedstawiono przykładowe wyniki pomiarów ciśnienia na zewnętrznych powierzchniach prostopadłościów, w formie rozkładów wartości średnich w czasie 30 sek., na podstawie $N = 6000$ próbek, obliczonych według wzoru (9.1). Na wszystkich wykresach zastosowaną tę samą skalę: $p_{max} = 130$ Pa, $p_{min} = -220$ Pa. Wyniki te stanowiły podstawę dla dalszych analiz.

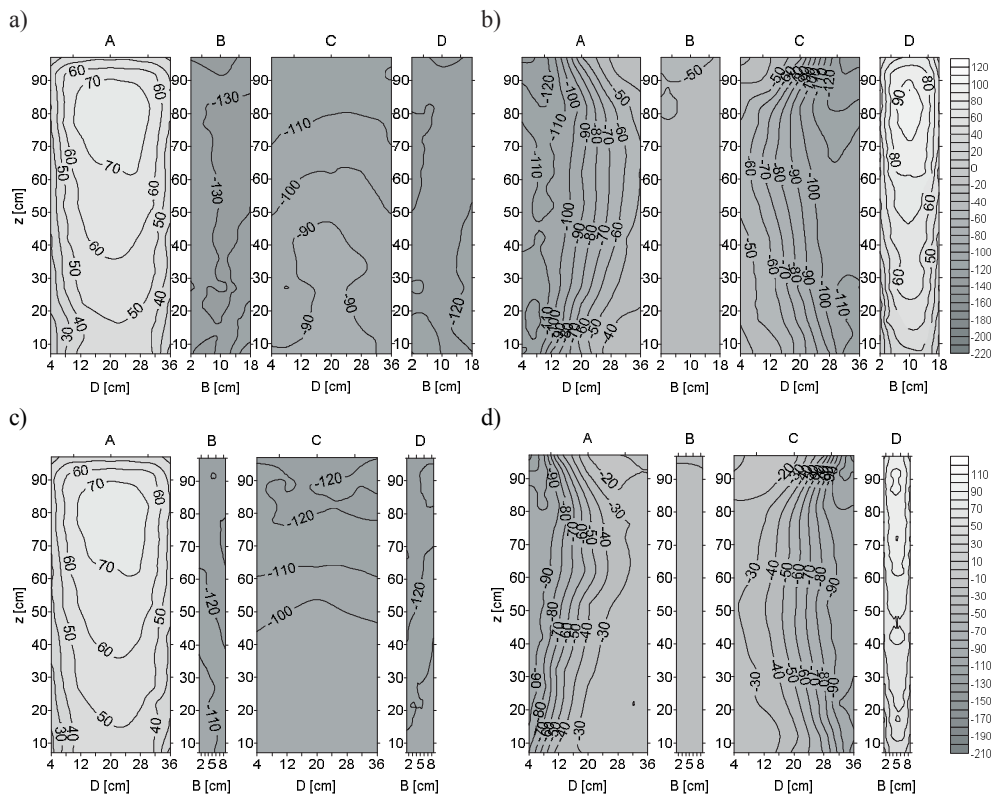
10.2. Współczynniki średniego ciśnienia C_p i odchylenia standardowego σ_p

W trakcie pomiarów odbywających się w kilku etapach, starano się zachować taką samą prędkość wiatru, ok. 12-14 m/s. Z uwagi na nieuniknione błędy pomiarowe i pewną niedokładność przyrządów pomiarowych, do określenia różnic w oddziaływaniu wiatru zdecydowano się wykorzystać współczynniki średniego ciśnienia wiatru C_p (9.3) oraz odchylenia standardowego tego współczynnika σ_p (9.4). Takie podejście, pod warunkiem zachowania stałych charakterystyk przepływu w tunelu, pozwoliło na uniezależnienie porównywanych wartości od niewielkich zmian prędkości wiatru.

Do prezentacji wyników wybrano kilka wariantów, które w szczególności dotyczą: rozkładów powierzchniowych (Rys. 38–47), obwodowych (Rys. 63–64 i Rys. 83–94) i pionowych (Rys. 96–99 i Rys. 109–112) współczynników C_p i σ_p , na wszystkich ścianach modeli, na wybranych poziomach pomiarowych, w funkcji kąta natarcia wiatru i w zależności od struktury przepływu. W kolejnych podrozdziałach przedstawiono analizę współczynników C_p i σ_p , przy trzech wspomnianych sposobach prezentacji rozkładów, z których każdy pozwala wyciągnąć wnioski o różnym charakterze.



Rys. 36. Schemat oznaczenia ścian i kątów natarcia wiatru.

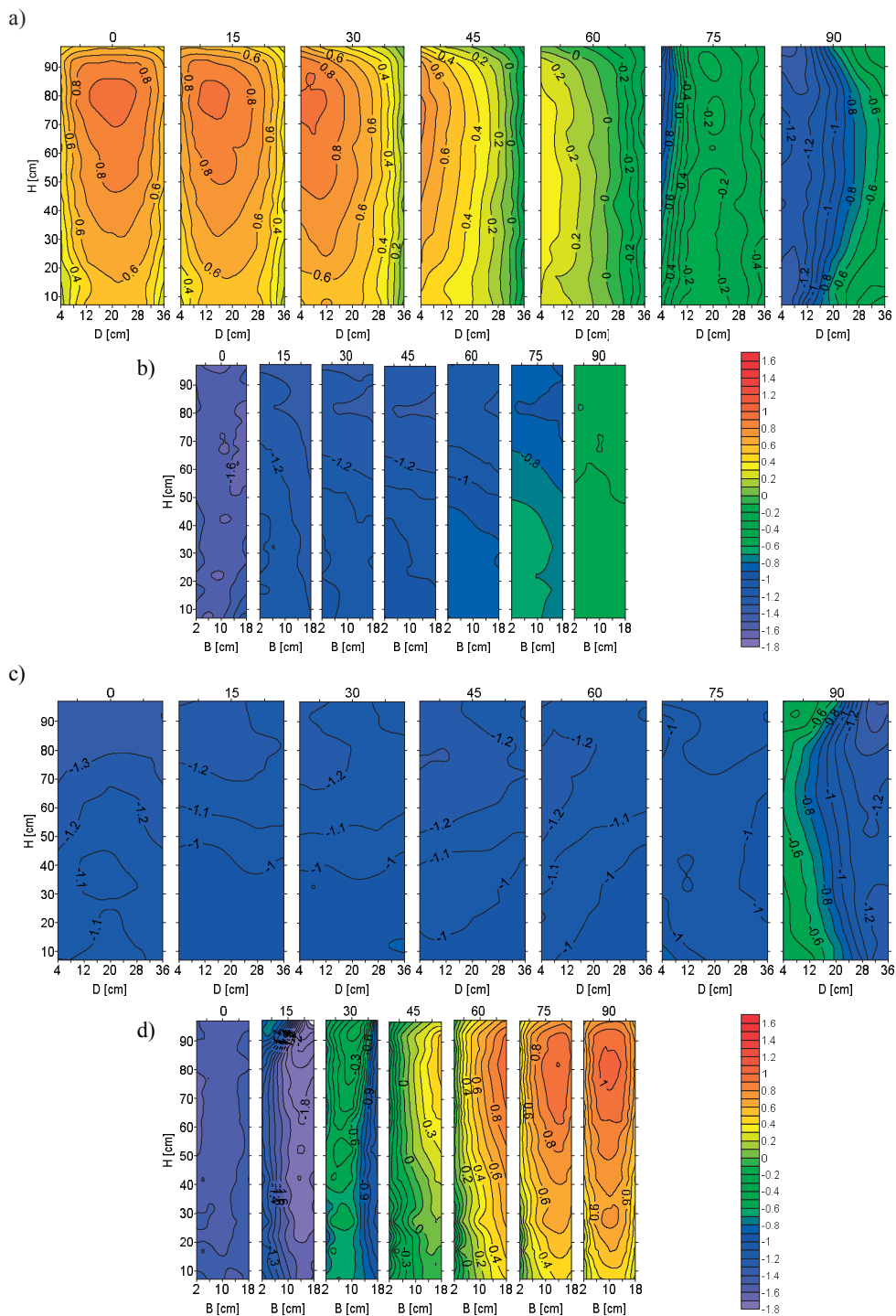


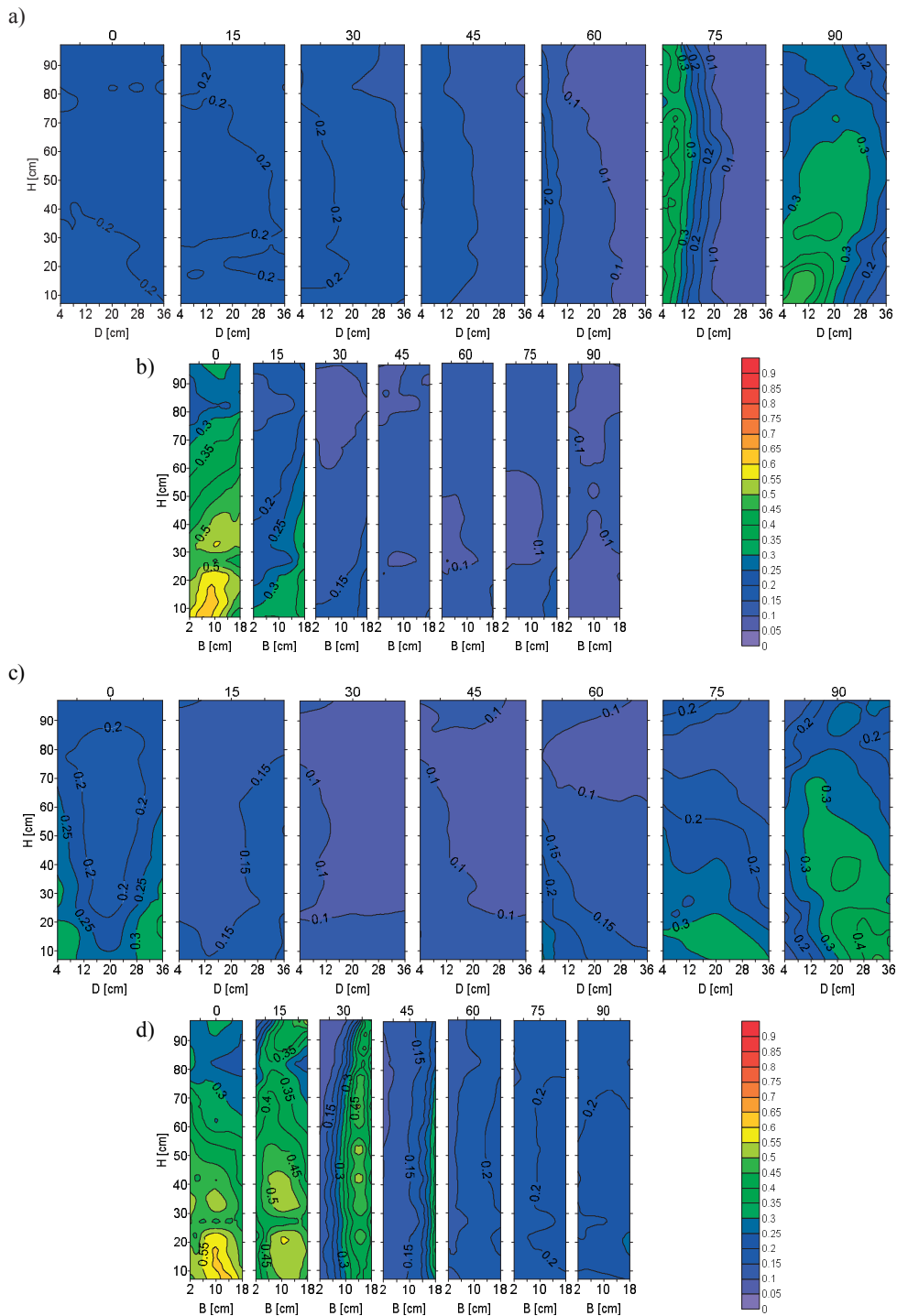
Rys. 37. Powierzchniowe rozkłady średniego ciśnienia: a) R1, p1, $\alpha_w = 0^\circ$, b) R1, p1, $\alpha_w = 90^\circ$, c) R2, p1, $\alpha_w = 0^\circ$, d) R2, p1, $\alpha_w = 90^\circ$.

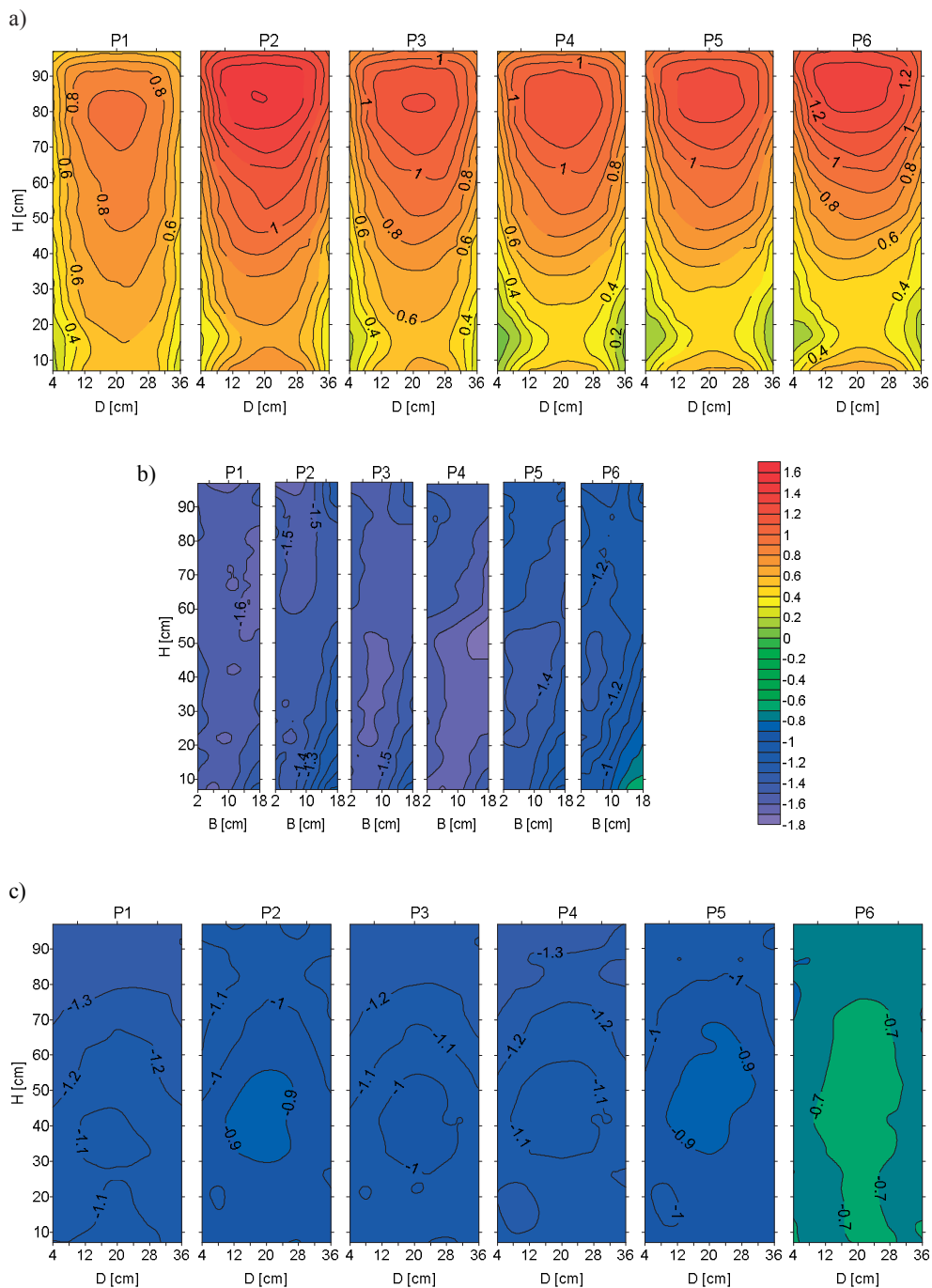
10.3. Rozkłady powierzchniowe

10.3.1. Przykładowe wyniki badań

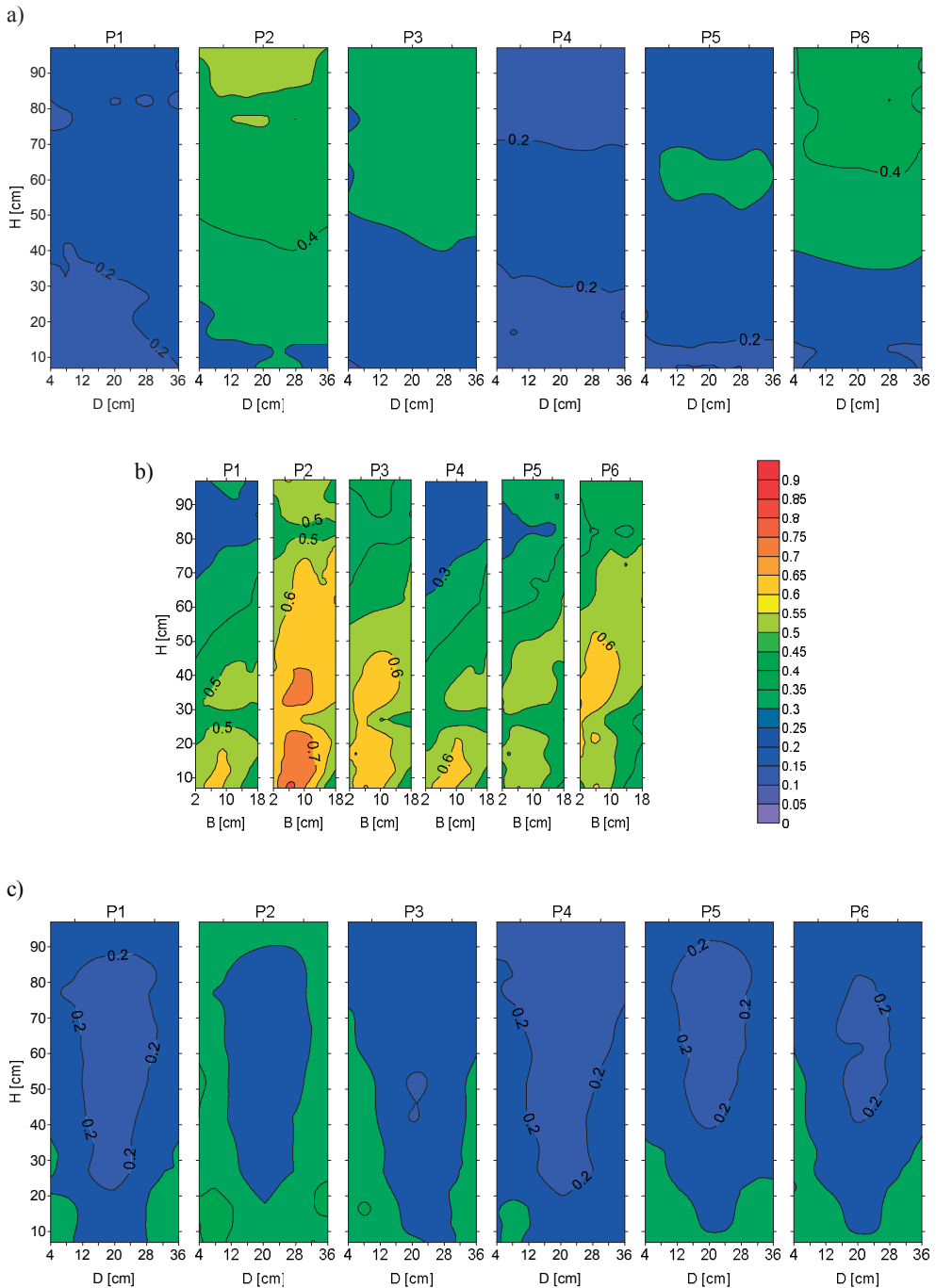
Na wszystkich wykresach powierzchniowych zastosowano taką samą skalę odniesienia, w przypadku współczynników ciśnienia: maksymalne parcie $C_{p,max} = 1,6$, maksymalne ssanie $C_{p,min} = -1,8$, natomiast w przypadku odchyłeń standardowych: maksymalna wartość $\sigma_{p,max} = 0,9$, minimalna $\sigma_{p,min} = 0$. Na Rys. 38 i Rys. 39 pokazano zmiany współczynników C_p i σ_p na przykładzie modelu R1 i profilu p1, w zależności od kąta natarcia α_w . Odpowiednio na Rys. 40 i Rys. 42 oraz Rys. 41 i Rys. 43 zestawiono powierzchniowe różnice tych wartości, na przykładzie modelu R1 i kątów $\alpha_w = 0^\circ$ i $\alpha_w = 90^\circ$, w zależności od zmieniającej się struktury napływającego wiatru (p1–p6). Różnice w wartościach C_p i σ_p , w zależności od modelu (R1–R5), w przypadku profilu p1 i kątów natarcia $\alpha_w = 0^\circ$ i $\alpha_w = 90^\circ$ pokazano na Rys. 44 i Rys. 46 oraz Rys. 45 i Rys. 47. Na niektórych wykresach przedstawiono, z uwagi na niemal symetryczny opływ, tylko jedną ścianę boczną (dla $\alpha_w = 0^\circ$, B = D, dla $\alpha_w = 90^\circ$ A = C). Wszystkie rozkłady C_p i σ_p zamieszczono w załączniku nr 1. Należy zaznaczyć, że występowanie na ścianie wewnętrznej wartości $C_p > 1,0$, spowodowane jest normowaniem ciśnienia na wysokości 70 cm oraz nie w pełni zachowanymi wzdłuż tunelu charakterystykami przepływu.


Rys. 38. Rozkłady powierzchniowe C_p , $R1$, $p1$, $\alpha_w = 0^\circ - 90^\circ$, ściany: a) A, b) B, c) C, d) D.

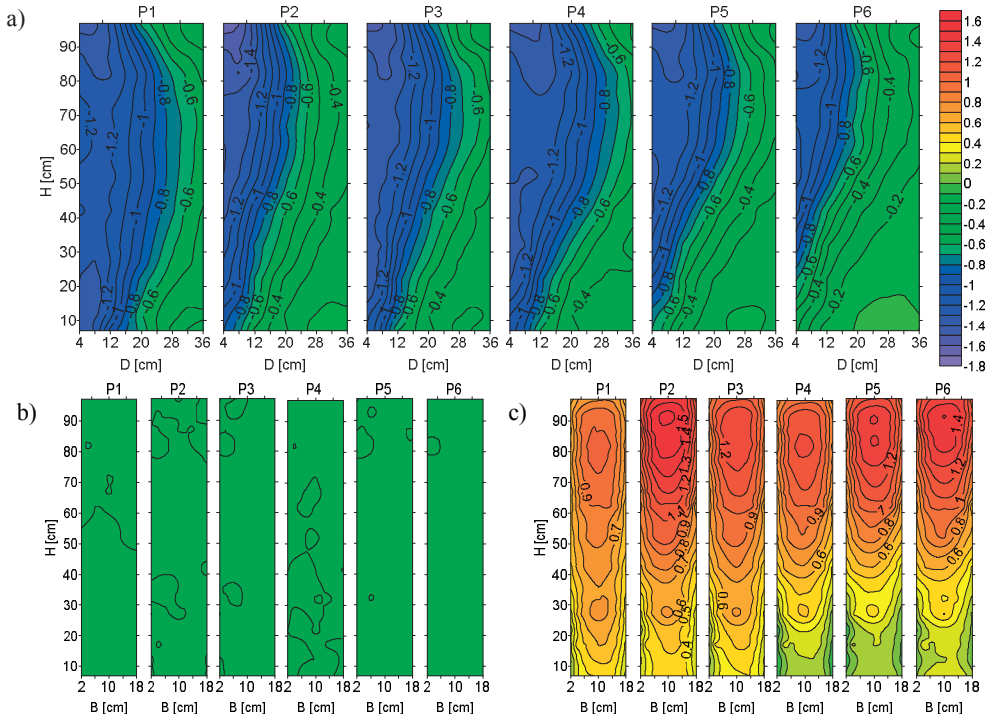




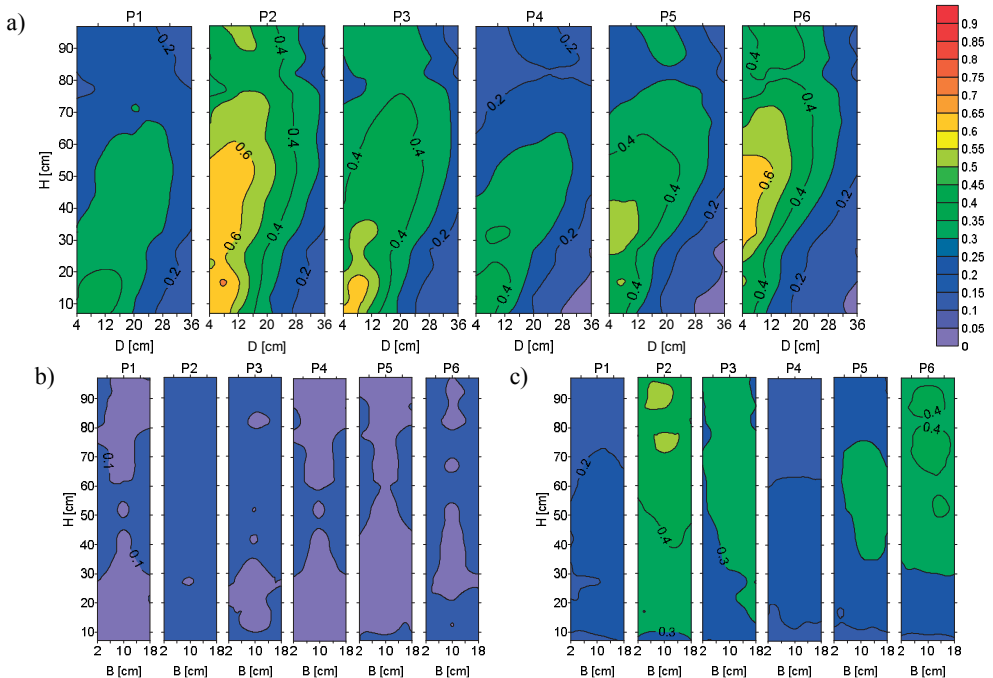
Rys. 40. Rozkłady powierzchniowe C_p , R1, p1–p6, $\alpha_w = 0^\circ$, ściany: a) A (nawierzchna), b) B (boczna, D – symetryczna), c) C (zawierzchna).



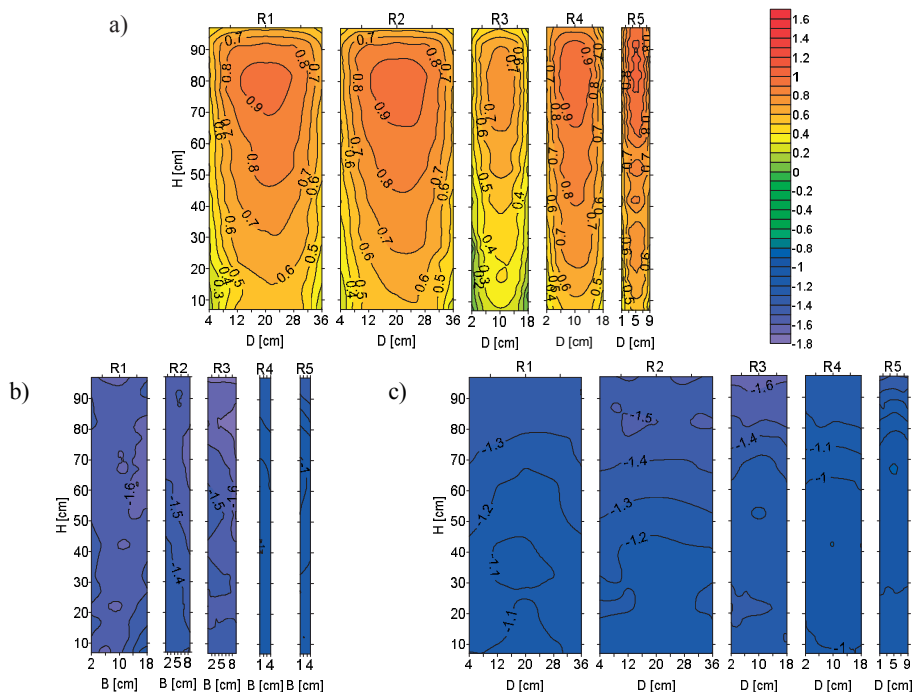
Rys. 41. Rozkłady powierzchniowe σ_p , R1, p1-p6, $\alpha_w = 0^\circ$, ściany: a) A, b) B (D), c) C.



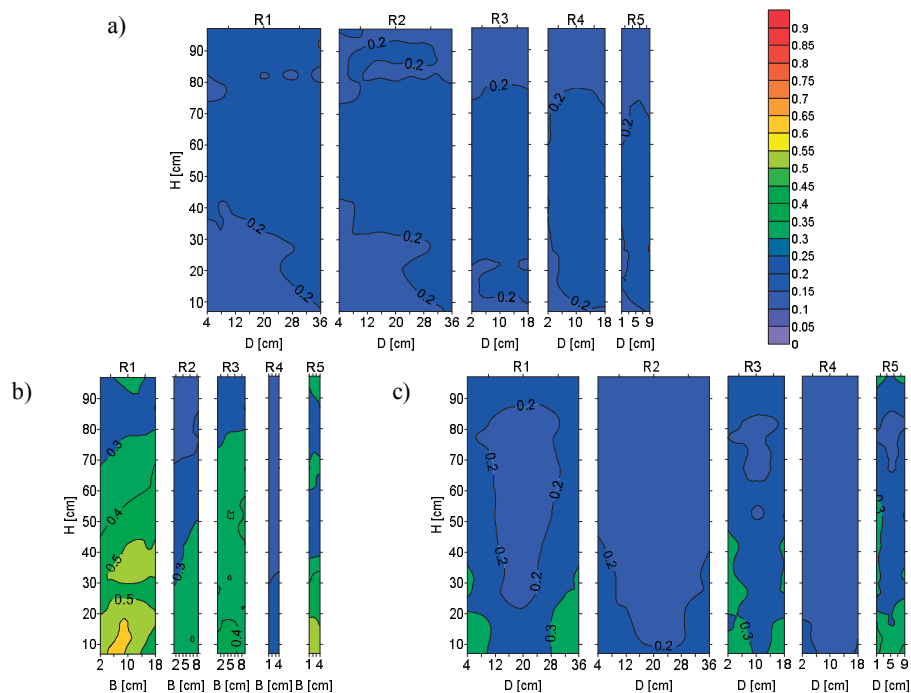
Rys. 42. Rozkłady powierzchniowe C_p , R1, p1–p6, $\alpha_w = 90^\circ$, ściany: a) A (C), b) B, c) D.



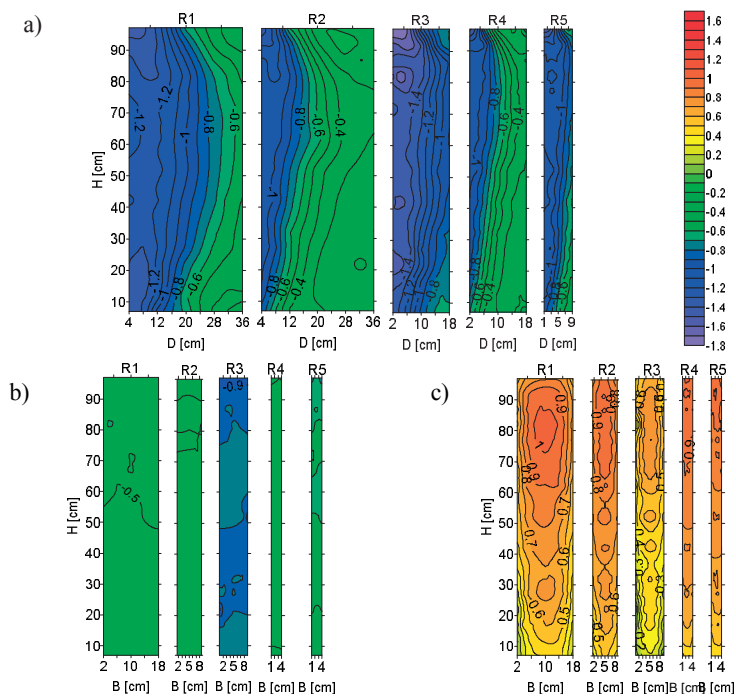
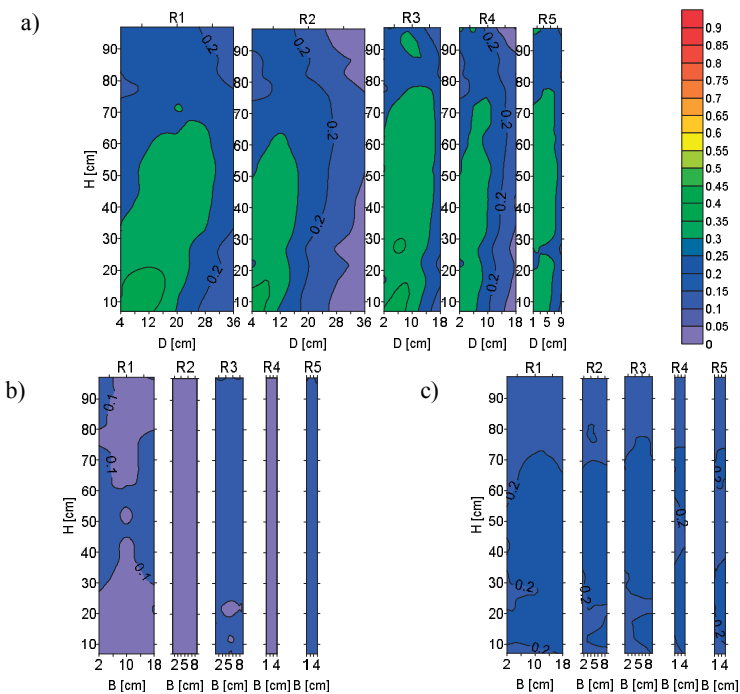
Rys. 43. Rozkłady powierzchniowe σ_p , R1, p1–p6, $\alpha_w = 90^\circ$, ściany: a) A (C), b) B, c) D.



Rys. 44. Rozkłady powierzchniowe C_p , R1-R5, $p_1, \alpha_w = 0^\circ$, ściany: a) A, b) B (D), c) C.



Rys. 45. Rozkłady powierzchniowe σ_p , R1-R5, $p_1, \alpha_w = 0^\circ$, ściany: a) A, b) B (D), c) C.


 Rys. 46. Rozkłady powierzchniowe C_p , R1–R5, p_1 , $\alpha_w = 90^\circ$, ściany: a) A (C), b) B, c) D.

 Rys. 47. Rozkłady powierzchniowe σ_p , R1–R5, p_1 , $\alpha_w = 90^\circ$, ściany: a) A (C), b) B, c) D.

10.3.2. Wstępna analiza wyników na podstawie rozkładów powierzchniowych

Porównując wykresy powierzchniowe ciśnienia p (Rys. 37), współczynników średniego ciśnienia C_p (Rys. 38, Rys. 40, Rys. 42, Rys. 44, Rys. 46) oraz odchylenia standardowego σ_p (Rys. 39, Rys. 41, Rys. 43, Rys. 45, Rys. 47), dla różnych modeli i różnych wariantów struktury wiatru można stwierdzić, że izobary układają się podobnie, w przypadku wszystkich kątów natarcia, ale różnice w wartościach są znaczne.

Gdy $\alpha_w = 0^\circ$ i $\alpha_w = 90^\circ$ rozkłady C_p i σ_p są niemal symetryczne. Parcie występuje po stronie nawietrznej, natomiast ssanie na ścianach bocznych i zawietrznej. Brak pełnej symetrii wywołany jest błędami pomiarowymi w czasie badań oraz, przede wszystkim, niepełną symetrią przepływu w tunelu aerodynamicznym. Największe wartości ciśnienia p i współczynnika ciśnienia C_p występują na ok. 70–90% wysokości H prostopadłościanu ($\alpha_w = 0^\circ$ i $\alpha_w = 90^\circ$), niezależnie od modelu i przepływu powietrza. Spadek parcia pojawiający się powyżej tej wysokości jest spowodowany opływem trójwymiarowym wokół swobodnego wierzchołka, przy czym jest on wyraźniejszy w przypadku modeli o większych wymiarach ścian, a więc o mniejszej smukłości. Na wysokościach bliższych podstawy wzrasta wpływ chropowatości terenu i w związku z tym również turbulencja przepływu i tarcie w warstwie przyściennej, które wywołują spadek prędkości wiatru i parcia na ścianę nawietrzną. W przypadkach przepływów o wysokiej turbulencji, na najniższych poziomach pomiarowych, przy krawędziach pojawia się nawet ssanie. Na ścianie nawietrznej, wartości współczynnika C_p zmniejszają się również wzdłuż szerokości boku, od środka w kierunku obu krawędzi. Na krawędziach nawietrznych obiektów odrywają się wiry i parcie zmienia znak na ssanie na ścianach bocznych i zawietrznej. Największe wartości ssania występują na ścianach bocznych blisko krawędzi ze ścianą nawietrzną, co szczególnie jest widoczne, gdy analizuje się ścianę dłuższą, która jest równoległa do przepływu, a więc gdy $\alpha_w = 90^\circ$.

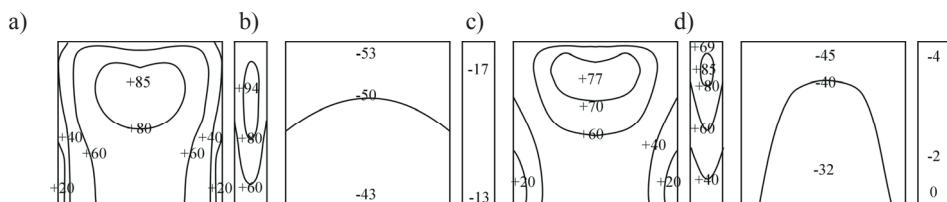
Analizując wykresy powierzchniowe C_p , dla α_w w zakresie od 15° do 75° można założyć, że linie łączące punkty o tych samych wartościach układają się mniej więcej równolegle do pionowych krawędzi modeli, z dość wyraźnym spadkiem zarówno parcia jak i ssania na górnych poziomach, który spowodowany jest opływem 3D wokół swobodnego wierzchołka. Dla $\alpha_w = 15^\circ$ i $\alpha_w = 30^\circ$, na ścianie dłuższej nawietrznej (A) oraz $\alpha_w = 75^\circ$, na ścianie krótszej nawietrznej (D), zaznaczony jest wyraźnie obszar maksymalnego ciśnienia (punkt spiętrzenia), podobnie jak dla $\alpha_w = 0^\circ$ i $\alpha_w = 90^\circ$.

10.3.3. Weryfikacja rozkładów powierzchniowych na podstawie literatury

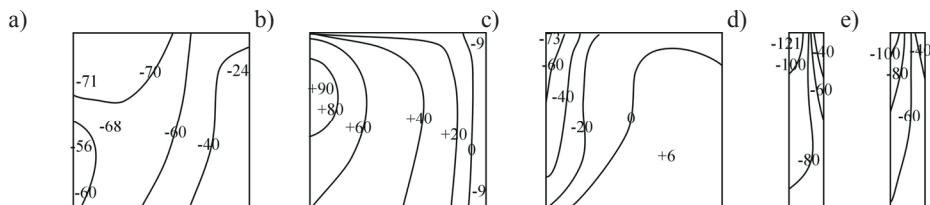
W celu uwiarygodnienia wyników badań własnych, przedstawiono kilka przykładów rozkładów powierzchniowych ciśnienia, jego współczynników średnich, rms (odpowiadającym odchyleniom standardowym) oraz ekstremalnych, podawanych przez różnych autorów. W literaturze jest bardzo niewiele dostępnych kompletnych danych na temat rozkładów ciśnienia na prostopadłościanach o przekrojach poprzecznych prostokątnych, większość odnosi się do przekrojów kwadratowych. Na kolejnych rysunkach pokazano przykłady rozkładów ciśnienia średniego i minimalnego (Rys. 48–51), współczynników średniego ciśnienia (Rys. 52–53), rms (Rys. 54) i ekstremalnego (Rys. 55). Przyniesione przykłady dotyczą modeli i przepływów atmosferycznych o następujących właściwościach:

- $D/B/H = 1/1/8$, $\alpha = 0,25$, teren miejski (Baines, 1965),
- $D/B/H = 1/1/2,4$, $D/B/H = 5/1/5$, $z_0 = 1,8 \cdot 10^{-3}$, teren otwarty, $z_0 = 0,45$, teren miejski (Jensen i Frank, 1965),
- $D/B/H = 1/1/4,2$, $D/B/H = 1/1/2,05$, teren otwarty (Butler i in., 2010),
- $D/B/H = 1/1/4$, $\alpha = 0,25$, $I_u = 19\%$ (na wierzchołku), teren miejski (Kim i Kanda, 2010),
- $D/B/H = 1/1/4$, $\alpha = 0,13$, $I_u = 15\%$ (na wierzchołku), teren otwarty (Kim i Kanda, 2013),
- $D/B/H = 1/1/4$, $\alpha = 0,15$, $I_u = 9\%$ (na wierzchołku), teren otwarty, $\alpha = 0,26$, $I_u = 20\%$, teren miejski, $\alpha = 0,43$, $I_u = 32\%$, centrum miasta (Surry i Djakovich, 1995),
- $D/B/H = 1/1/5$, $\alpha = 0,167$, teren podmiejski (Kikuchi i in., 1997),
- $D/B/H = 1/1/3$, $\alpha = 0,27$, teren miejski (Maruta i in., 1998),
- $D/B/H = 1/1/8$, $\alpha = 0,27$ i $I_u = 9,2\%$ (na wierzchołku), teren miejski (Tanaka i in., 2012).

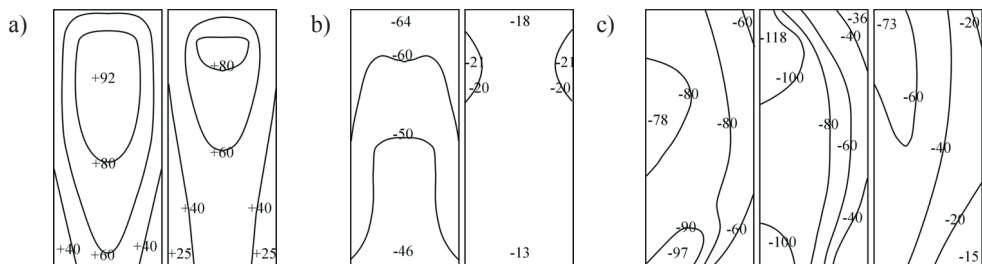
Przedstawione rozkłady ciśnienia i współczynników pozwalają stwierdzić, że wyniki badań własnych są poprawne pod względem kształtu izobar, na wszystkich pionowych powierzchniach modeli prostopadłościennych.



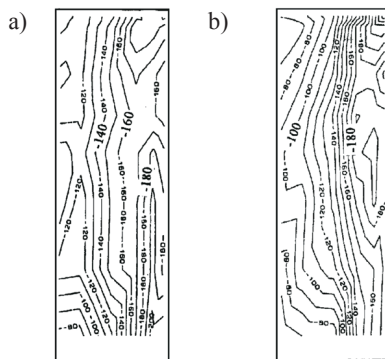
Rys. 48. Ciśnienie średnie na budynku $D/B/H = 5/1/5$, na ścianach: a) nawietrznych, teren otwarty, b) zawietrznych, teren otwarty, c) nawietrznych, teren miejski, d) zawietrznych, teren miejski (Jensen i Frank, 1965).



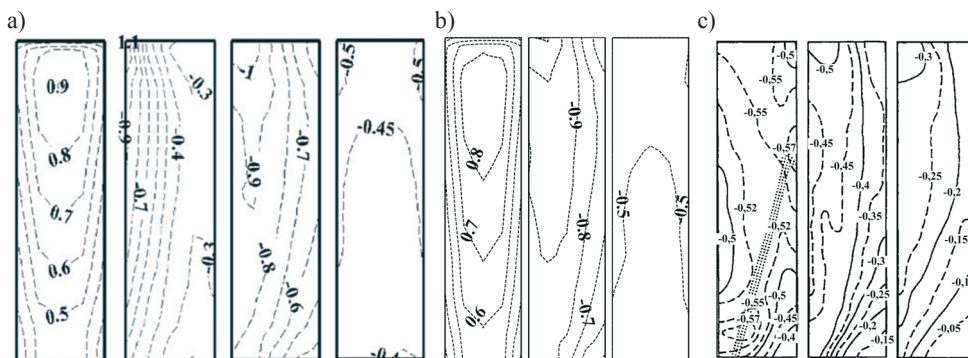
Rys. 49. Ciśnienie średnie na budynku $D/B/H = 5/1/5$, na ścianie bocznej: a) teren otwarty, $\alpha_w = 12^\circ$, b) teren otwarty, $\alpha_w = 47^\circ$, c) teren miejski, $\alpha_w = 0^\circ$, d) teren otwarty, $\alpha_w = 26^\circ$, e) teren miejski, $\alpha_w = 20^\circ$ (Jensen i Frank, 1965).



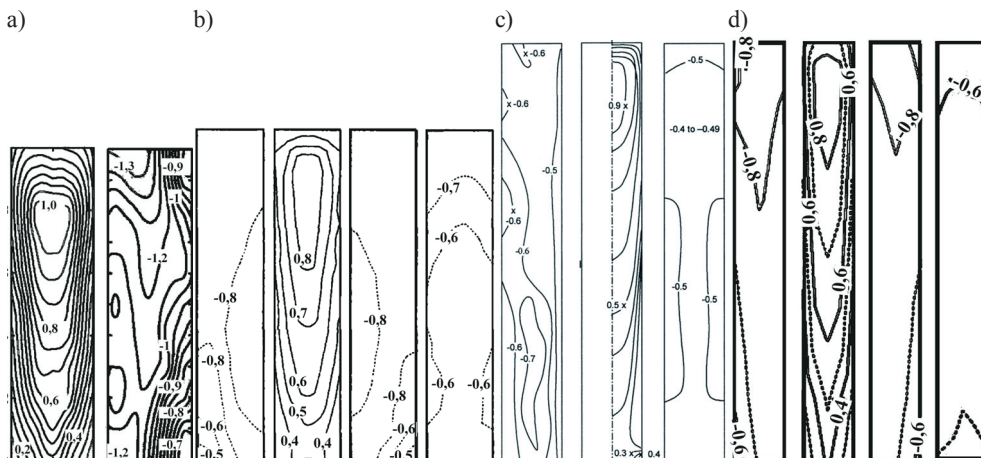
Rys. 50. Ciśnienie średnie na budynku $D/B/H = 1/1/2,4$, na ścianie: a) nawietrznej, teren otwarty i miejski, b) zawietrznej, teren otwarty i miejski, c) bocznej, teren otwarty, $\alpha_w = 6^\circ$, $\alpha_w = 11^\circ$ oraz teren miejski, $\alpha_w = 0^\circ$ (Jensen i Frank, 1965).



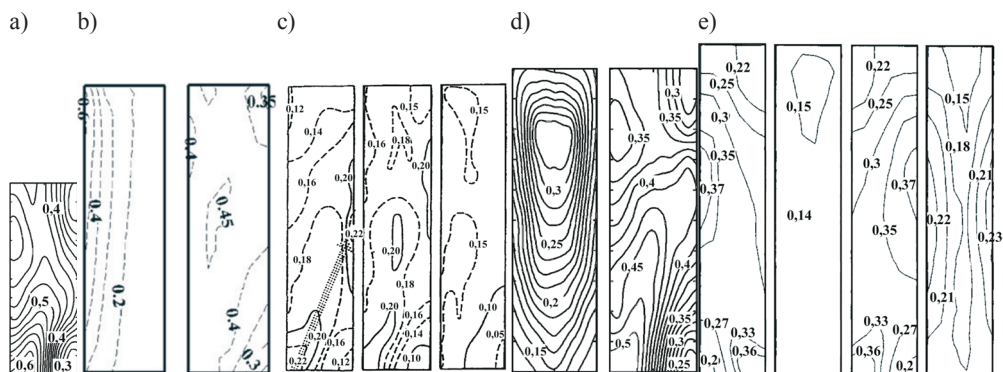
Rys. 51. Ciśnienie minimalne, $D/B/H = 1/1/3$, ściana boczna, a) $\alpha_w = 0^\circ$, b) $\alpha_w = 13^\circ$ (Maruta i in., 1998).



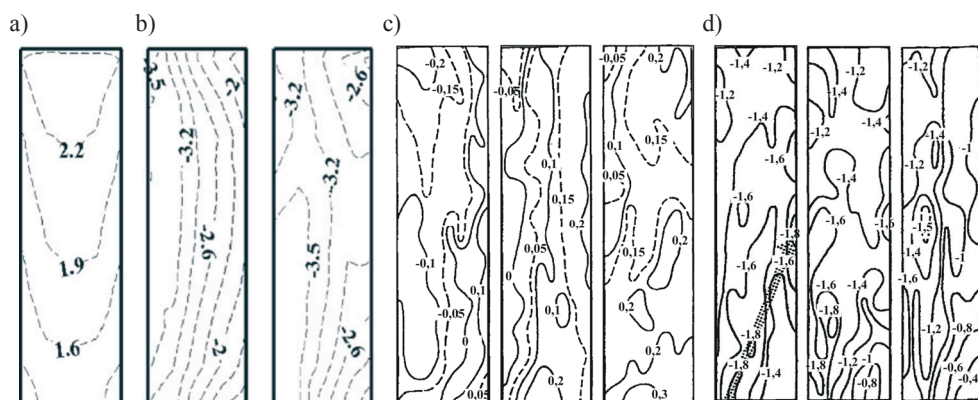
Rys. 52. Współczynniki średniego ciśnienia: a) $D/B/H = 1/1/4$, kolejno: ściana nawietrzna, boczna dla $\alpha_w = 75^\circ$ i $\alpha_w = 90^\circ$, zawietrzna (Kim i Kanda, 2010), b) $D/B/H = 1/1/4$, kolejno: ściana nawietrzna, boczna, zawietrzna (Kim i Kanda, 2013), c) $D/B/H = 1/1/4$, kolejno: ściana boczna, dla trzech kategorii terenu (Surry i Djakovich, 1995).



Rys. 53. Współczynniki średniego ciśnienia: a) $D/B/H = 1/1/4,2$, ściana nawietrzna i boczna (Butler i in., 2010), b) $D/B/H = 1/1/5$, wszystkie ściany (Kikuchi i in., 1997), c) $D/B/H = 1/1/8$, ściana boczna, nawietrzna, zawietrzna (Baines, 1965), d) $D/B/H = 1/1/8$, wszystkie ściany (Tanaka i in., 2012).



Rys. 54. Współczynnik rms ciśnienia δp : a) $D/B/H = 1/1/2,05$, ściana boczna (Butler i in., 2010), b) $D/B/H = 1/1/4$, ściana boczna, $\alpha_w = 60^\circ$ i $\alpha_w = 90^\circ$ (Kim i Kanda, 2010), c) $D/B/H = 1/1/4$, ściana boczna dla trzech kategorii terenu (Surry i Djakovich, 1995), d) $D/B/H = 1/1/4,2$, ściana nawietrzna i boczna (Butler i in., 2010), e) $D/B/H = 1/1/5$, wszystkie ściany (Kikuchi i in., 1997).



Rys. 55. Współczynniki: a) maksymalnego ciśnienia $C_{p,max}$, $D/B/H = 1/1/4$, ściana nawietrzna (Kim i Kanda, 2010), b) minimalnego ciśnienia $C_{p,min}$, $D/B/H = 1/1/4$, ściana boczna, $\alpha_w = 75^\circ$ i $\alpha_w = 90^\circ$ (Kim i Kanda, 2010), c) maksymalnego ciśnienia $C_{p,max}$, $D/B/H = 1/1/4$, ściana boczna dla trzech kategorii terenu (Surry i Djakovich, 1995), d) minimalnego ciśnienia $C_{p,min}$, $D/B/H = 1/1/4$, ściana boczna dla trzech kategorii terenu (Surry i Djakovich, 1995).

10.3.4. Wartości maksymalne i minimalne C_p i σ_p dla całego modelu

W Tabeli 14 zestawiono maksymalne wartości współczynników parcia i ssania $C_{p,max}$ dla każdego z modeli, uzyskane w całym cyklu badań obejmującym wszystkie kąty natarcia. W prezentowanym ujęciu, $C_{p,max}$ oznacza, nie maksymalną wartość współczynnika ciśnienia wyznaczoną na konkretnym kroku czasowym (z $N = 6000$ kroków), ale maksymalną wartość współczynnika średniego, obliczoną zgodnie ze wzorem (9.3). W celu lepszego zobrazowania wyników, w przypadkach, gdy lokalizacja punktów pomiarowych dla danego modelu i różnych wariantów przepływu powietrza się różniła, w Tabeli 14 podano również wartości w położeniu zbliżonym do pozostałych. Wprowadzono następujące ozna-

czenia, np.: D/90/3 lokalizuje punkt na ścianie D, dla $\alpha_w = 90^\circ$, na poziomie pomiarowym 3. Następnie, określono liczbowe zmiany wartości $C_{p,max}$, przyjmując jako bazę porównawczą odpowiednio profil p1 i model R1, zgodnie ze wzorami:

$$\delta_p = \frac{C_{p,max}^{p_i} - C_{p,max}^{p_1}}{C_{p,max}^{p_1}} \cdot 100\% \quad \text{lub} \quad \delta_m = \frac{C_{p,max}^{m_i} - C_{p,max}^{m_1}}{C_{p,max}^{m_1}} \cdot 100\%, \quad (10.1)$$

w których: $C_{p,max}$ – współczynnik maksymalny średniego parcia lub ssania, p_i – wariant przepływu, m_i – wariant modelu. Wzrost wartości bezwzględnej parcia i ssania, w stosunku do wartości uzyskanej dla profilu p1 (lub modelu R1), jest dodatni zaś spadek ujemny. Na Rys. 56 i Rys. 57 zestawiono kolejno: wartości $C_{p,max}$, δ_p – zmiany procentowe między profilami, w obrębie jednego modelu, w stosunku do profilu p1 oraz δ_m – zmiany procentowe między modelami, w obrębie jednego profilu, w stosunku do modelu R1. Zmiany względne maksymalnych wartości odchylenia standardowego $\sigma_{p,max}$ pokazano na Rys. 58, a obliczono je według analogicznych wzorów (10.1), przyjmując za podstawę również model R1 i profil p1.

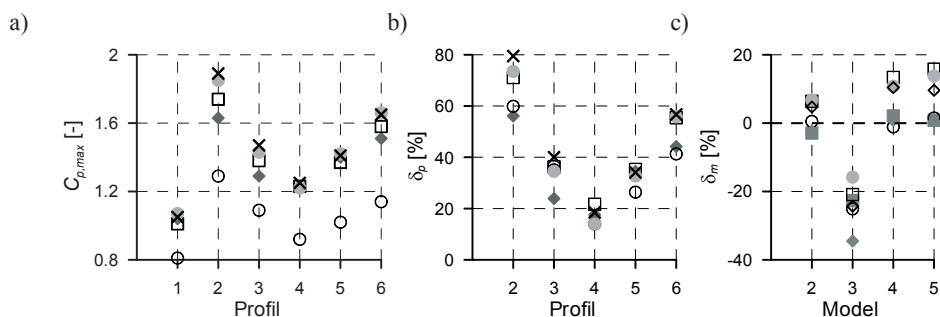
Tabela 14. Wartości maksymalne współczynników średniego ciśnienia $C_{p,max}$.

	R1		R2		R3		R4		R5	
Profil	Parcie	Ssanie	Parcie	Ssanie	Parcie	Ssanie	Parcie	Ssanie	Parcie	Ssanie
p1	1.044	-2.422	1,014 ⁽³⁾	-1,866	0,807	-2,13	1,066	-1,418 ⁽⁴⁾	1,052	-1,45 ⁽⁶⁾
	D/90/4	D/15/1	D/90/3	D/30/1	D/3/90	D/1/15	D/90/2	C/90/1	D/90/1	A/90/1
p2	1.630 ⁽¹⁾	-2.676	1,735	-1,912	1,29	-2,49	1,849	-1,894	1,888	-1,992
	D/90/2	D/15/1	D/90/2	D/30/1	D/2/90	D/1/15	D/90/1	C/90/1	D/90/1	A/90/1
p3	1.294	-2.64	1,382	-1,978	1,09	-2,27	1,434	-1,66	1,473	-1,608 ⁽⁷⁾
	D/90/4	D/15/1	D/90/4	D/30/1	D/2/90	D/1/15	D/90/1	C/90/1	D/90/1	A/90/1
p4	1.228 ⁽²⁾	-2.838	1,234	-1,91	0,920 ⁽⁵⁾	-1,87 ⁽²⁾	1,215 ⁽⁷⁾	-1,532 ⁽⁵⁾	1,247	-1,543
	D/90/4	D/15/1	D/90/2	D/30/1	D/4/90	D/1/15	D/90/2	C/90/1	D/90/1	A/90/1
p5	1.404	-2.773	1,372 ⁽⁴⁾	-1,714	1,020 ⁽⁶⁾	-1,88 ⁽³⁾	1,415 ⁽⁸⁾	-1,55	1,411	-1,57
	D/90/2	D/15/1	D/90/2	D/30/1	D/2/90	D/1/15	D/90/1	C/90/1	D/90/1	A/90/1
p6	1.505	-2.325	1,576	-1,474 ⁽¹⁾	1,14	-2,21	1,661	-1,589	1,649	-1,668
	D/90/2	D/15/1	D/90/2	D/30/1	D/2/90	D/1/15	D/90/1	C/90/1	D/90/1	A/90/1
Parcie:					Ssanie:					
⁽¹⁾ $C_{p,max} = 1,637$ dla D/90/4					⁽¹⁾ $C_{p,max} = -1,494$ dla A/15/1					
⁽²⁾ $C_{p,max} = 1,239$ dla D/60/4					⁽²⁾ $C_{p,max} = -1,98$ dla A/90/1					
⁽³⁾ $C_{p,max} = 1,023$ dla D/75/5					⁽³⁾ $C_{p,max} = -1,98$ dla A/90/1					
⁽⁴⁾ $C_{p,max} = 1,374$ dla D/75/2					⁽⁴⁾ $C_{p,max} = -1,598$ dla D/30/4					
⁽⁵⁾ $C_{p,max} = 0,933$ dla A/30/3					⁽⁵⁾ $C_{p,max} = -1,592$ dla A/90/1					
⁽⁶⁾ $C_{p,max} = 1,060$ dla A/15/2					⁽⁶⁾ $C_{p,max} = -1,573$ dla D/15/1					
⁽⁷⁾ $C_{p,max} = 1,255$ dla D/75/2					⁽⁷⁾ $C_{p,max} = -1,643$ dla D/15/1					
⁽⁸⁾ $C_{p,max} = 1,428$ dla D/75/1										

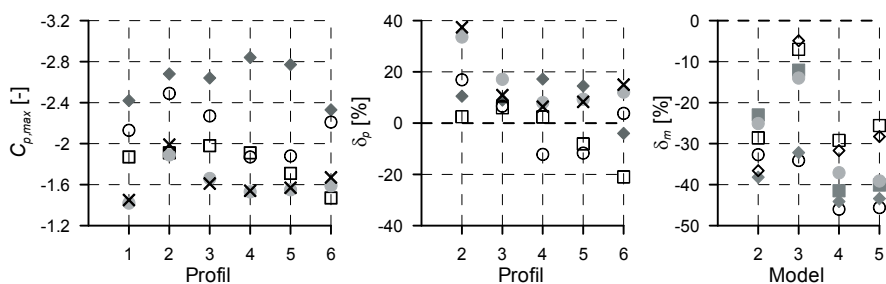
Analizując Rys. 56 można zauważyć, że zdecydowanie największe wartości współczynnika parcia osiągnięto dla profilu p2, w przypadku każdego z modeli, następnie dla przypadków p6, p3, p5, p4, a najmniejsze dla p1. Zmiany względne w stosunku do p1 osiągają 80% (p2, R5). Obserwując zmiany $C_{p,max}$ w obrębie pojedynczego profilu, można zauważyć następującą kolejność: największe wartości osiągnięto dla modelu R5 i R4, przy czym są one do siebie zbliżone, mniejsze dla modeli R1 i R2 oraz R3. Różnice względem modelu R1 są w granicach -35–15%.

Na podstawie Rys. 57 można stwierdzić, że największe wartości ssania osiągnięto dla przepływu p2 (wyjątkiem jest model R1, gdzie największe ssanie występuje dla p4 i p5),

następnie p3, a najmniejsze w większości przypadków, dla p1. Prawidłowości są trudniejsze do wychwycenia, niż w przypadku parcia (Rys. 56), gdyż różnice względne między profilami są mniejsze i wahają się od 37% do -21%. Większe różnice względne występują między modelami, w obrębie jednego profilu i osiągają wartości do -46%. Tu również trudno jest sformułować wyraźne prawidłowości, ale najmniejsze wartości ssania osiągnięto przeważnie dla modelu R4 (p1, p2, p4, p5), a więc modelu o mniejszych wymiarach. Lokalizacja największego ssania występuje na najwyższym poziomie na modelach R1, R2, R3, dla $\alpha_w = 15^\circ$ (R1 i R3) oraz $\alpha_w = 30^\circ$ (R2), na ścianie D, która wraz ze wzrostem kąta natarcia staje się ścianą nawietrzną. W przypadku modeli R4 i R5 największe ssanie występuje na ścianach bocznych A (R5) i C (R4), dla $\alpha_w = 90^\circ$, również na najwyższym poziomie pomiarowym.

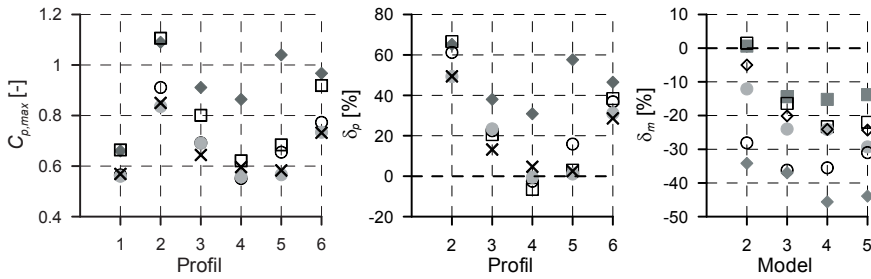


Rys. 56. Maksymalny współczynnik parcia $C_{p,max}$: a) w zależności od wariantu przepływu i modelu, \blacklozenge – R1, \square – R2, \circ – R3, \bullet – R4, \times – R5, b) różnice procentowe δ_p , dla każdego z modeli, między profilami, \blacklozenge – R1, \square – R2, \circ – R3, \bullet – R4, \times – R5, c) różnice procentowe δ_m , dla każdego profilu między modelami: \blacksquare – p1, \square – p2, \bullet – p3, \circ – p4, \blacklozenge – p5, \diamond – p6.

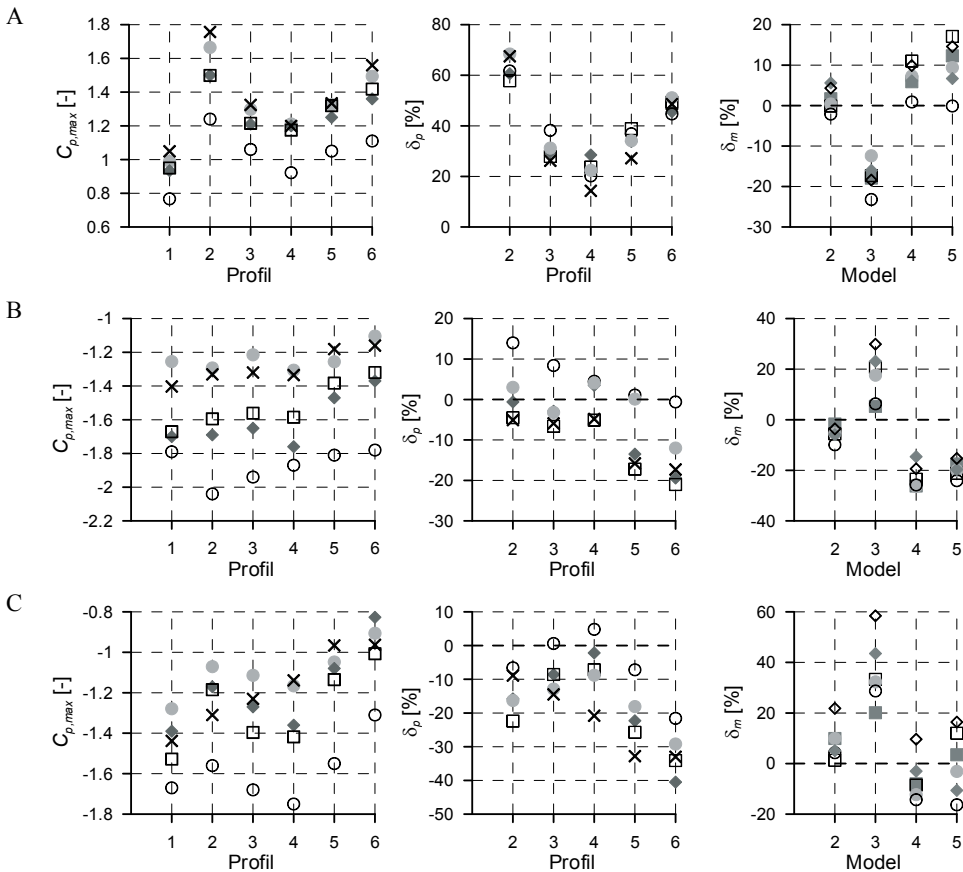


Rys. 57. Maksymalny współczynnik ssania $C_{p,max}$. Oznaczenia jak na Rys. 56.

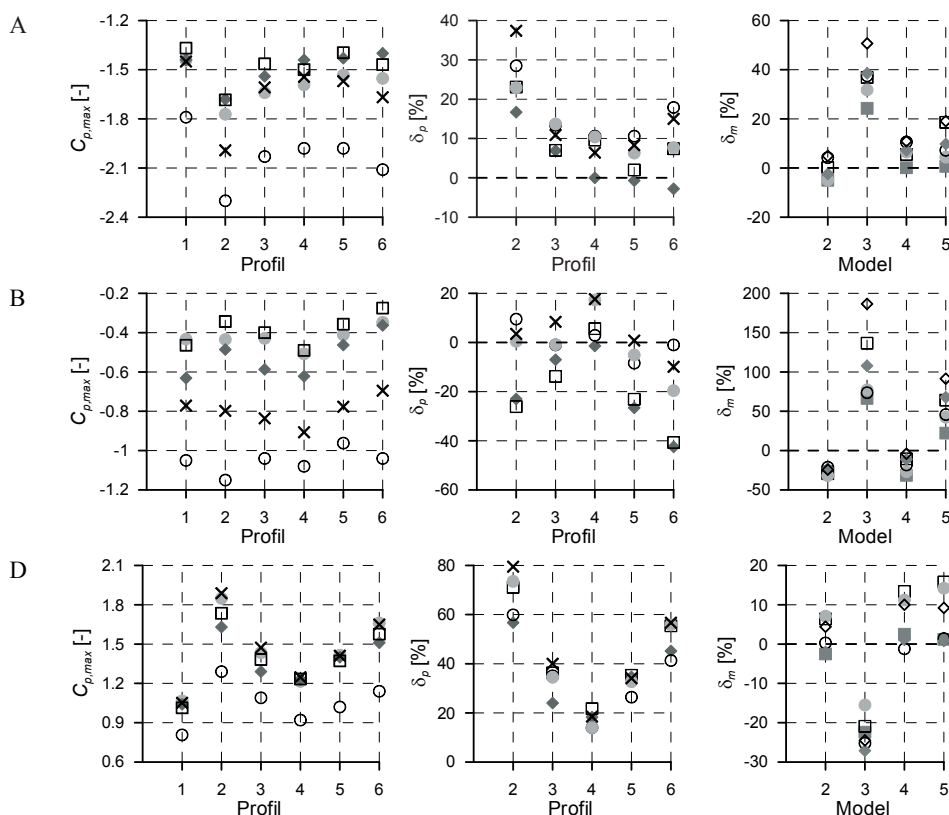
W odniesieniu do maksymalnych odchyłeń standardowych $\sigma_{p,max}$, prezentowanych na Rys. 58, można zauważyć pewne prawidłowości. Maksymalne wartości, w większości przypadków, osiągnięto dla przepływu p2 następnie p6, p3, p5, a najmniejsze dla p4 i p1 i kolejność ta jest mniej więcej zgodna z kolejnością $C_{p,max}$ dla parcia (Rys. 56). Najbardziej zbliżone wartości $\sigma_{p,max}$ między modelami, występują w przypadku profilu p1. Dla innych wariantów przepływu różnice względne między modelami są większe (Rys. 58a). Zdecydowanie największe wartości osiągnięto dla modelu R1 (p3, p4, p5, p6) i R2 (p1 i p2), natomiast najmniejsze dla modeli R4 i R5.


 Rys. 58. Maksymalne wartości odchylenia standardowego $\sigma_{p,max}$. Oznaczenia jak na Rys. 56.

Dokładniejszych informacji dostarcza analiza ekstremalnych wartości parcia i ssania na poszczególnych ścianach. Poniżej wybrano kilka przykładów zmian C_p i σ_p , dotyczących ścian A, B (D – symetryczna), C, dla $\alpha_w = 0^\circ$ i ścian A (C – symetryczna), B, D, dla $\alpha_w = 90^\circ$. Na Rys. 59–60 pokazano wartości $C_{p,max}$ parcia i ssania oraz ich zmiany procentowe liczone odpowiednio względem p1 i R1 (wzór 10.1).


 Rys. 59. Wartości $C_{p,max}$ $\alpha_w = 0^\circ$. Oznaczenia jak na Rys. 56.

Obserwując wartości $C_{p,max}$ na ścianie nawietrznej A, dla $\alpha_w = 0^\circ$ (Rys. 59), można założyć, że zależności między profilami są zbliżone do opisanych przy analizie Rys. 56. Kolejność $C_{p,max}$ jest następująca: maksymalne wartości uzyskano dla p2, następnie p6, p5, p3, p4, p1, dla każdego z modeli. W ramach poszczególnych profili, największe wartości są w kolejności R5, R4, R2, R1, R3. Na całej ścianie B (bocznej) występuje oczywiście ssanie. Największe wartości współczynnika ssania $C_{p,max}$ otrzymano dla wariantów przepływu p4 i p1, niższe p2 i p3, a najniższe dla p5 i p6. W przypadku modeli, najmniejsze ssanie jest dla R4 i R5, a więc modeli mniejszych, następnie dla R1, R2, R3. Zależności wyznaczone na ścianie D są zbliżone do wyznaczonych na ścianie B, a niewielkie różnice wynikają z braku pełnej symetrii przepływu. Na powierzchni zawietrznej C można sformułować podobne obserwacje jak dla ścian bocznych, przy czym wartości $C_{p,max}$ są niższe, niż w przypadku ściany bocznej, ale ich rozrzut między profilami i modelami jest podobny.



Rys. 60. Wartości $C_{p,max}$ dla $\alpha_w = 90^\circ$. Oznaczenia jak na Rys. 56.

Podobną, jak dla kąta $\alpha_w = 0^\circ$ analizę, przeprowadzono dla kolejnych kątów natarcia wiatru i poszczególnych ścian ($C_{p,max}$, δ_p i δ_m , dla $\alpha_w = 90^\circ$ pokazano na Rys. 60). W celu usystematyzowania zmian, wartości $C_{p,max}$ według wariantów przepływu, zestawiono w Tabeli 15, szeregując je od największych do najmniejszych, na podstawie uśrednienia dla

5 modeli. Podobnie, w Tabeli 16 przedstawiono $C_{p,max}$ w kolejności modeli, od wartości największych do najmniejszych, uśredniając je dla 6 wariantów przepływu. Współczynniki $C_{p,max}$, oznaczające odpowiednio maksymalne parcie lub ssanie na danej ścianie, zostały oznaczone w tabelach czcionką pogrubioną. W kolumnach obok podano dodatkowo kolejność wartości minimalnych $C_{p,min}$, w danej konfiguracji badawczej.

Analizując wykresy (Rys. 59 i Rys. 60) i zmiany dla innych kątów natarcia wiatru, można sformułować kilka wniosków o charakterze ogólnym:

- Większe bezwzględne różnice między wartościami maksymalnymi i minimalnymi występują na ścianach, na których pojawia się parcie, a więc nawietrznych.
- Na ścianach, na których występuje ssanie, różnice między wartościami maksymalnymi i minimalnymi są mniejsze. Ponadto, w niektórych przypadkach minimalne ssanie dla danego profilu jest większe od maksymalnego dla innych przepływów. Wyjątkiem jest kąt $\alpha_w = 90^\circ$, dla którego na ścianach bocznych (dłuższych w tym położeniu) różnica między największym i najmniejszym ssaniem jest wyraźna.
- Rozrzut wartości maksymalnych na danej ścianie między profilami jest największy dla położenia, w którym ściana dłuższa jest nawietrzną ($\alpha_w = 0^\circ\text{--}30^\circ$) i dotyczy wszystkich ścian oraz dla ściany nawietrznej, w położeniu $\alpha_w = 90^\circ$.

Tabela 15. Wartości $C_{p,max}$ i $C_{p,min}$, według przepływów (p1–p6), od największych do najmniejszych.

α_w	Ściana	$C_{p,max}$ lub $C_{p,min}$						$C_{p,max}$ lub $C_{p,min}$					
0°	A	2	6	5	3	4	1	2	3	1	6	5	4
	B (D)	3	1	4	2	5	6	1	4	2	3	5	6
	C	4	1	3	2	5	6	1	4	3	2	5	6
	D	3	1	4	2	5	6	2	3	4	1	5	6
15°	A	2	6	5	3	4	1	2	3	6	5	1	4
	B	4	3	1	2	5	6	1	4	3	2	5	6
	C	4	1	3	2	5	6	1	4	3	2	5	6
	D	3	1	4	2	5	6	2	3	4	1	5	6
30°	A	2	6	5	3	4	1	6	2	5	3	1	4
	B	4	1	3	2	5	6	1	4	3	2	5	6
	C	4	1	3	2	5	6	1	4	3	2	5	6
	D	6	5	2	4	3	1	3	2	4	1	5	6
45°	A	2	6	5	3	4	1	6	2	5	3	1	4
	B	4	1	3	2	5	6	1	4	3	2	5	6
	C	4	1	3	2	5	6	4	1	3	2	5	6
	D	6	2	5	3	4	1	6	2	5	3	1	4
60°	A	2	6	5	3	4	1	1	4	3	2	5	6
	B	4	1	3	2	5	6	1	4	3	2	5	6
	C	4	1	3	2	5	6	1	4	3	2	5	6
	D	2	6	5	3	4	1	4	5	3	1	6	2
75°	A	6	2	5	3	1	4	4	2	3	5	6	1
	B	6	2	5	3	4	1	4	1	3	2	5	6
	C	6	5	2	4	3	1	2	1	4	3	5	6
	D	2	6	5	3	4	1	2	1	3	6	5	4
90°	A (C)	4	1	3	2	5	6	2	3	4	6	5	1
	B	1	4	3	5	2	6	4	1	3	2	5	6
	D	2	6	3	5	4	1	2	1	3	6	5	4

Uwaga:

parcie	parcie/ssanie	ssanie
---------------	----------------------	---------------

- Rozrzut wartości maksymalnych na danej ścianie między modelami, w obrębie profili, wydaje się najmniejszy w przypadku ścian szerszych nawietrznych ($\alpha_w = 0^\circ - 30^\circ$) oraz węższych nawietrznych ($\alpha_w = 60^\circ - 90^\circ$). Duży rozrzut pojawia się na powierzchniach ze ssaniem. Największe różnice wartości $C_{p,max}$ występują dla profili p2, p6, p5.

Na podstawie kolejności wariantów przepływu, zestawionych w Tabeli 15 oraz Rys. 59 i Rys. 60 stwierdzono, że:

- Na ścianach, na których występuje wyłącznie parcie, największe wartości $C_{p,max}$ uzyskano dla przepływów p2, p6, p5, a następnie p3, p4, p1. Lokalizacja punktów, w których zmierzono wartości maksymalne znajduje się na poziomach górnych 2–4.
- Podobne obserwacje można sformułować dla płaszczyzn, na których występuje zarówno parcie jak i ssanie, przy czym kolejność jest nieznacznie bardziej zmienna niż w przypadku występowania tylko parcia, a lokalizacja punktów z największym ssaniem znajduje się na poziomach najniższych 15 i 16.

Tabela 16. Wartości $C_{p,max}$ i $C_{p,min}$ według modeli (R1–R5) od największych do najmniejszych.

$C_{p,max}$ lub $C_{p,min}$						$C_{p,max}$ lub $C_{p,min}$					
0°	A	5(1,2,3,5,6)	4(4)	2	1	3	4 (1,2,3)	2 (5)	1(4,6)	5	3
	B	3	2	1	4(3)	5(1,2,4,5,6)	3	1	2	5(5)	4(1,2,3,4,6)
	C	3	2	1	4	5	3	2	1(6)	5(4,5)	4(1,2,3)
15°	A	5(2,3,5,6)	4(1)	2(4)	1	3	3	5	2	1 (1,4)	4 (2,3,5,6)
	B	3	2	1	4	5	3	2	1	4(1,2,3)	5 (4,5,6)
	C	3	2	1	4	5	3	2	5(3,4)	4(1)	4(2,5,6)
	D	3	2	4	1(1,2,3)	5(4,5,6)	1	3	2	5(5)	4(1,2,3,4,6)
30°	A	5(2,3,4,5,6)	4(1)	2	1	3	3	5	1(1,3)	2(2,4)	4(5,6)
	B	3	1	2	4	5	3	1	2	4(1,3)	5(2,4,5,6)
	C	3	2	1	4	5	3	2	1	5(3,4,5)	4(1,2,6)
	D	1(1,3,4,5,6)	5(2)	2	4	3	2	3	4	1	5
45°	A	5(2,3,5,6)	4(1)	2(4)	1	3	2	1	5	4	3
	B	3	1	2	4(1,2,3)	5(4,5,6)	3	1	2(2)	4(1,3)	5(4,5,6)
	C	3	1	2	4(1,2,3)	5(4,5,6)	3	1	2	5(5)	4(1,2,3,4,6)
	D	5(1,2,4,6)	1(3,5)	4	2	3	5	4	1	2	3
60°	A	4	2	5	1	3	3	4	5	1	2
	B	3	1	2	4(1,2,3)	5(4,5,6)	3	1	5	2(5,6)	4(1,2,3,4)
	C	3	1	2	5(4,6)	4(1,2,3,5)	3	1	5	2	4
	D	5(1,2,3,5,6)	4(4)	1	2	3	3	1	2	4	5
75°	A	3	5	1	4	3	3	1	5	4	2
	B	3	1	2	5	4	3	5	1	4(1)	2(2,3,4,5,6)
	C	3	1	5	2(1,3)	4(2,4,5,6)	3	1	2	4(6)	5(1,2,3,4,5)
	D	5(1,2,3,6)	4(4,5)	2	1	3	5	4	2	1	3
90°	B	3	1	2	5	4	3	5	1	4(1)	2(2,3,4,5,6)
	C	3	1	5	2	4	3	4	1	5	2
	D	5(2,3,4)	4(1,5,6)	2	1	3	5	4	2	1	3

Uwaga: cyfry w nawiasach oznaczają wariant przepływu p1–p6, dla którego występuje największe $C_{p,max}$

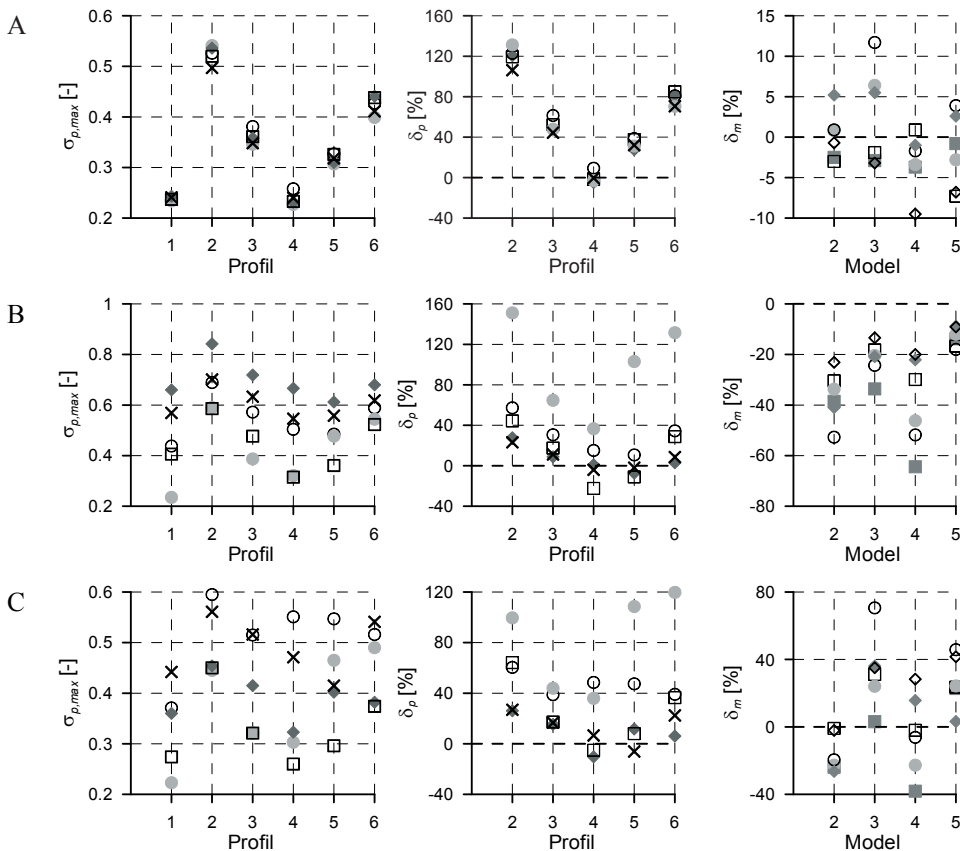
parcie	parcie/ssanie	ssanie
--------	---------------	--------

- Na powierzchniach tylko ze ssaniem kolejność profili dających wartości $C_{p,max}$ od najwyższych do najniższych jest podobna, przeważnie: p4, p1, p3, a następnie p2, p5, p6. Lokalizacja punktów, w których zmierzono wartości maksymalne ssania wzdłuż wysokości zmienia się, z lekką tendencją ich występowania na poziomach górnych.

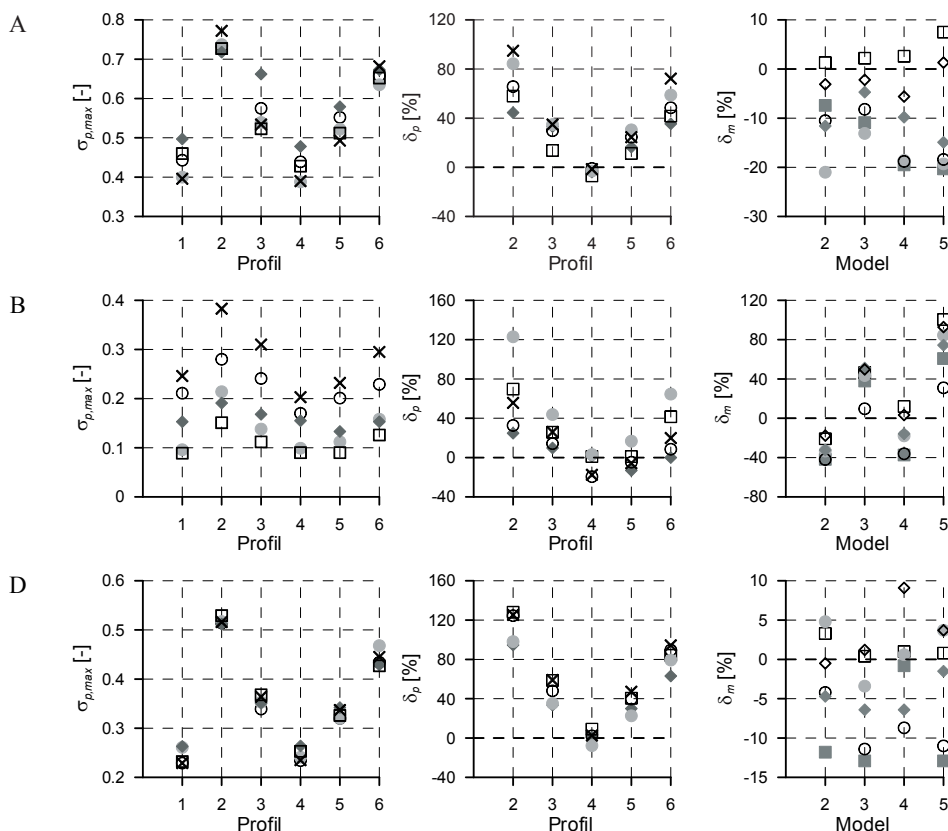
W Tabeli 16 zestawiono numery modeli uszeregowane według podobnych zasad jak w Tabeli 15, na ich podstawie można zauważyć, że:

- Największe wartości $C_{p,max}$ uzyskano w przypadku różnych profili dla różnych modeli co znacząco utrudnia wyciągnięcie miarodajnych wniosków.
- W przypadku ścian tylko z parciem zauważono następującą tendencję dotyczącą $C_{p,max}$: największe wartości otrzymano dla R5, R4, R2, a najmniejsze dla R1 i R3.
- Największe wartości ssania, w przypadku ścian tylko ze ssaniem uzyskano dla modeli R3 i R1 oraz R2, najmniejsze dla R5 i R4 (w większości przypadków podobne i dość znacznie odbiegające od innych).

Podobne rozważania przeprowadzono w odniesieniu do odchylenia standardowego $\sigma_{p,max}$, a wyniki zamieszczono na Rys. 61–62 oraz w Tabeli 17.



Rys. 61. Wartości $\sigma_{p,max}$, $\alpha_w = 0^\circ$. Oznaczenia jak na Rys. 56.



Rys. 62. Wartości $\sigma_{p,max}$, $\alpha_w = 90^\circ$. Oznaczenia jak na Rys. 56.

Na podstawie analizy Rys. 61–62 oraz wyników dla innych kątów natarcia i Tabeli 17, można sformułować następujące wnioski:

- W przypadku ścian z parciem, największe odchylenia $\sigma_{p,max}$ uzyskano dla profili p2, p6, p3, następnie p5, p1 i najmniejsze dla p4, w większości przypadków. Jeśli chodzi o porównanie między modelami to trudno jest wychwycić wyraźną prawidłowość, ale największe wartości otrzymano przeważnie dla modeli R5 i R4, a dla kątów w zakresie 0° – 30° dla R3. Co ciekawe, dla tych kątów na modelach R4 i R5 obliczono jedne z niższych wartości (ściana dłuższa jest nawietrzną w tym położeniu).
- W przypadku ścian, na których występuje ssanie, największe odchylenie standardowe otrzymano zawsze dla p2 i p6, następnie p3 lub p5 i najmniejsze dla p1 lub p4. Rozpatrując różnicę między modelami, największe wartości $\sigma_{p,max}$ wyznaczono dla modelu R5 ($\alpha_w = 30^\circ$ – 75°) oraz dla modelu R5 na ścianie zawietrznej i R1 na ścianach bocznych ($\alpha_w = 0^\circ$ – 15° i $\alpha_w = 90^\circ$). Ponadto, gdy $\alpha_w = 0^\circ$ – 15° lub $\alpha_w = 90^\circ$, najmniejsze $\sigma_{p,max}$ jest dla modeli R2 i R4, zaś dla kątów pośrednich dla R2 i R1.
- Zdecydowanie mniejsze różnice między wartościami $\sigma_{p,max}$ w obrębie jednego profilu, występują na ścianach nawietrznych, a więc z parciem oraz na ścianach bocznych, na

których jest ssanie, w przypadku, gdy ta ściana jest dłuższa ($\alpha_w = 75^\circ\text{--}90^\circ$). Największy rozrzut $\sigma_{p,max}$ między profilami występuje dla ścian bocznych (krótszych) i zawietrznej ($\alpha_w = 0^\circ\text{--}45^\circ$). Najmniejsze $\sigma_{p,max}$ otrzymano na powierzchni zawietrznej, dla $\alpha_w = 75^\circ\text{--}90^\circ$, a więc na ścianie krótszej. Największe różnice względne między profilami występują na fasadzie nawietrznej dłuższej, dla $\alpha_w = 0^\circ\text{--}15^\circ$ i $\alpha_w = 60^\circ$. Wartości odchylenia standardowego dla różnych modeli, w obrębie jednego profilu, są do siebie zbliżone na ścianach z parciem i wykazują duży rozrzut na ścianach ze ssaniem.

Tabela 17. Wartości $\sigma_{p,max}$, według profili i modeli, od wartości największych do najmniejszych.

Kąt	Ściana	$\sigma_{p,max}$						$\sigma_{p,max}$				
		Profilami						Modelami				
0°	A	2	6	3	5	1	4	3(3,4,5)	1(1,6)	2	5	4(2)
	B	2	6	3	1	5	4	1	5	3	4	2
	C	2	6	3	5	4	1	3(2,4,5)	5(1,3,6)	1	4	2
15°	A	2	6	3	5	4	1	1(3,6)	3(1)	2(2)	5(4,5)	4
	B	2	6	3	5	4	1	5(1,3)	1(2,6)	3(4)	4(5)	2
	C	2	6	5	3	4	1	3(2,4,5,6)	5(1,3)	4	2	1
	D	2	6	3	5	1	4	1	3	5	2	4
30°	A	2	6	3	5	4	1	3(1,3)	5(4,5,6)	1(2)	4	2
	B	2	6	5	3	4	1	5(1,2,3,4)	4(5,6)	3	1	2
	C	2	6	5	3	4	1	5(1,2,3,4)	3(5,6)	4	2	1
	D	2	6	3	5	1	4	2	1	3	5	4
45°	A	2	6	3	5	4	1	5(1,2,5,6)	3(3,4)	4	2	1
	B	2	6	5	3	4	1	5(1,2,3,4)	4(5,6)	3	1	2
	C	2	6	5	4	3	1	5(1,2,3,4)	3(5,6)	4	1	2
	D	2	6	3	5	1	4	4(1,2,3,4,6)	2(5)	3	1	5
60°	A	2	6	3	5	1	4	5(2,3,4,5,6)	3(1)	1	4	2
	B	2	6	5	4	3	1	5(1,2,3,4)	4(5,6)	3	1	2
	C	2	6	3	5	4	1	5(2,3,4)	4(5,6)	3	1(1)	2
	D	2	6	3	5	4	1	4(1,2,3,4)	2(5)	3(6)	1	5
75°	A	2	6	3	5	1	4	5(2,3,5,6)	3(1,4)	3	4	2
	B	2	6	3	4	5	1	5(1,2,3,4,6)	3	4	1(5)	2
	C	2	6	3	5	1	4	4(1,3,4,6)	2(2)	3(5)	1	5
	D	2	6	3	5	4	1	1(2,4)	3(3,6)	5(1)	2(5)	4
90°	A	2	6	3	5	1	4	1(1,3,4,5)	5(2,6)	3	2	4
	B	2	3	6	1	5	4	5	3	1	4	2
	D	2	6	3	5	4	1	1(1,4,5)	2(2,3)	4(6)	5	3

Uwaga: cyfry w nawiasach oznaczają przepływ (p1–p6), dla którego występuje największe $\sigma_{p,max}$.

	parcie		ssanie
--	--------	--	--------

10.4. Zmiany obwodowe C_p i σ_p

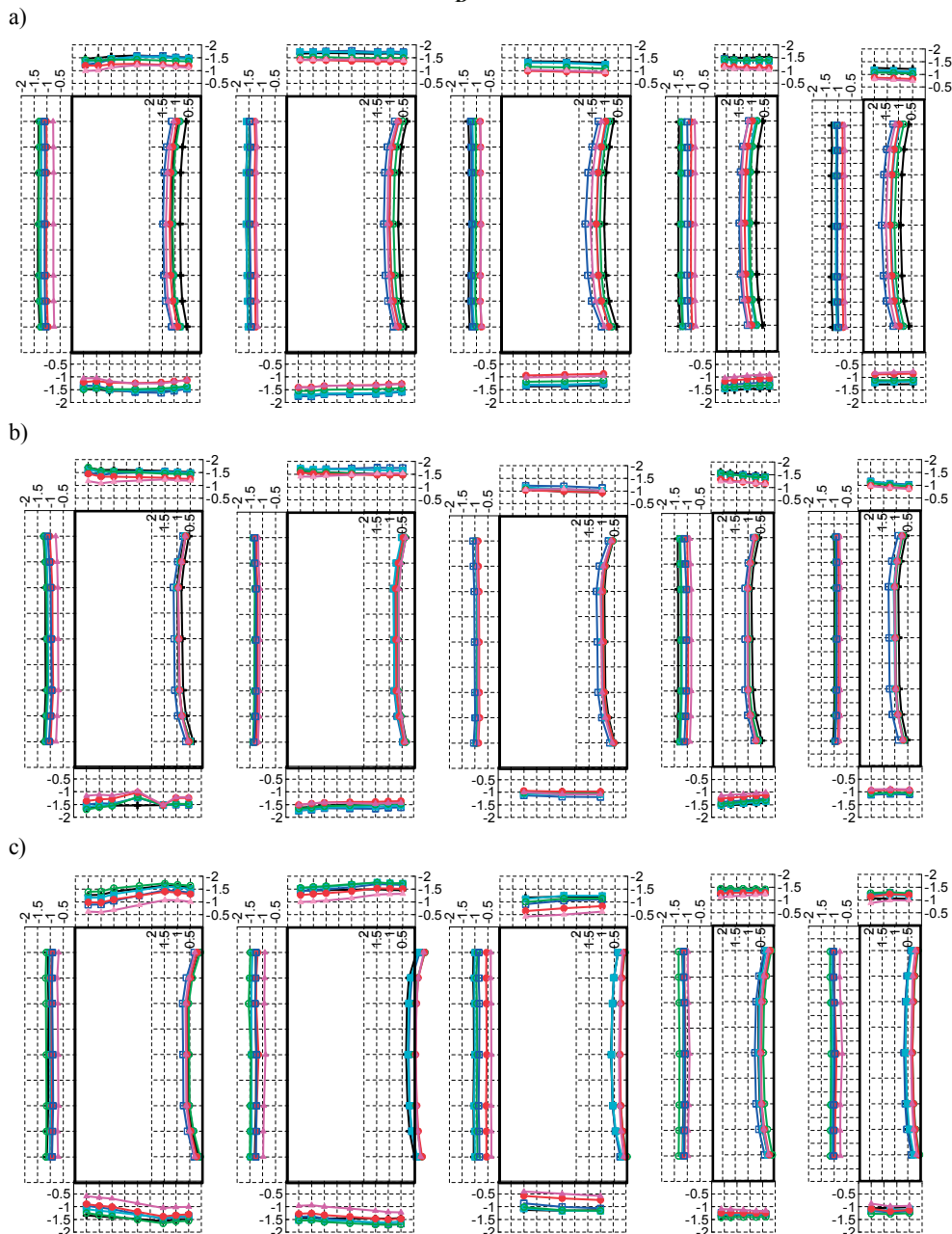
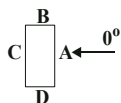
10.4.1. Przykładowe wyniki badań

W celu lepszego zobrazowania różnic między wartościami współczynnika średniego ciśnienia C_p i odchylenia standardowego σ_p , na przykładowych wykresach (Rys. 63 i Rys. 64) zestawiono rozkłady obwodowe tych wartości, w zależności od struktury wiatru, dla kąta natarcia wiatru $\alpha_w = 0^\circ$. Wyniki pokazano dla poziomu 2, położonego na wysokości 92 cm, na którym efekt swobodnego końca jest niemal zredukowany, poziomu 8 leżącego na wysokości 62 cm, a więc blisko środków modeli, poziomu 15 znajdującego się na wysokości 12 cm, na którym wpływ chropowatości podłoża jest wciąż widoczny, ale zaburzenia nim wywołane nie są już znaczne. Na wszystkich wykresach zastosowano tę samą skalę – jedna kratka oznacza wzrost lub spadek współczynnika o 0,5. Wartości współczynnika ssania narysowano na zewnątrz, a współczynnika parcia wewnątrz modeli. Wszystkie wykresy odchylenia standardowego narysowano na zewnątrz modeli. W celu zwiększenia przejrzystości wykresów, przekroje o stosunku boków $D/B = 2$ oraz $D/B = 4$ przedstawiono na rysunkach o tej samej wysokości, z zachowaniem proporcji boków. Kolejne krzywe odpowiadają poszczególnym przypadkom przepływu powietrza. W załączniku nr 2, znajdującym się na dysku DVD, zestawiono rozkłady obwodowe C_p i σ_p , dla kolejnych modeli i kątów natarcia wiatru.

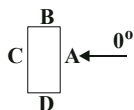
10.4.2. Weryfikacja wyników na podstawie innych badań

Wyniki badań własnych zweryfikowano na podstawie ich porównania z innymi rezultatami uzyskanymi w tunelach aerodynamicznych. Należy podkreślić, że porównanie wyników eksperymentów prowadzonych w różnych tunelach jest dość problematyczne, z uwagi na częste podawanie przez autorów niekompletnych danych na temat struktury wiatru, czy sposobu normowania współczynników ciśnienia. Ponadto, pomimo że oddziaływanie wiatru na ściany budynków prostopadłościennych wydaje się dość dobrze zbadanym zagadnieniem, to w literaturze przedmiotu można znaleźć niewiele danych na temat rozkładów ciśnienia i jego odchylenia standardowego (wartości rms). Większość przytoczonych poniżej rezultatów pochodzących z literatury, dotyczy przepływów dwuwymiarowych o stałej turbulencji, przeważnie dość niskiej. W przypadku, gdy przepływ miał charakter trzywymiarowy, dokonano przeliczenia współczynników C_p i C_p' (σ_p), normując je za pomocą prędkości na wysokości 70 cm, wynikającej z użytego profilu wiatru, aby w sposób możliwie najdokładniejszy wyniki odpowiadały pomiarom własnym, które normowane były na tej wysokości. Rozkłady uzyskane przez innych autorów, odpowiadają kształtem rozkładowi wyznaczonym w pomiarach własnych, ale równocześnie występują spore rozbieżności między wartościami, spowodowane różnymi parametrami struktury wiatru, różnymi wymiarami wykorzystanych w badaniach modeli, czy też przyjęciem przepływu 2D.

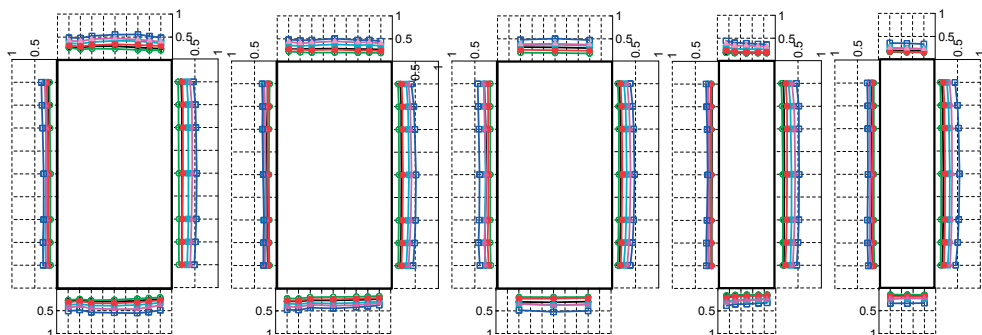
W przedstawionych porównaniach, w zakresie badań własnych podano graniczne wartości C_p i C_p' (σ_p), wyznaczone dla kolejnych wariantów struktury wiatru, biorąc pod uwagę ekstremalne wartości współczynników występujące na poziomach pomiarowych 1–10, a więc na wysokościach 97 cm – 42 cm.



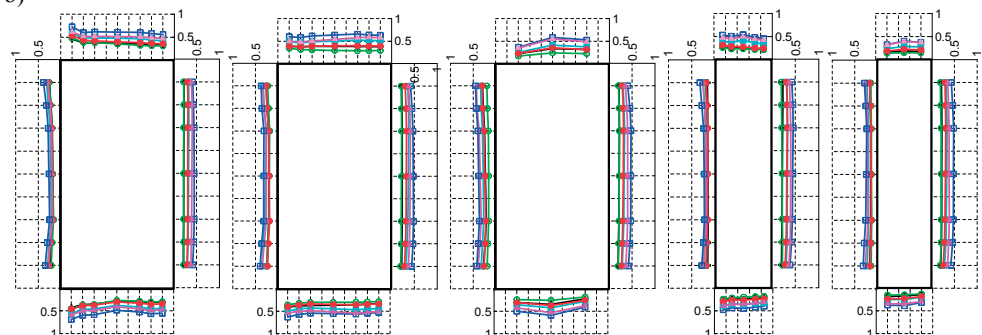
Rys. 63. Rozkłady obwodowe C_p , modele w kolejności R1, R3, R5 ($D/B = 2$), R2, R4 ($D/B = 4$), profile p1–p6, $\alpha_w = 0^\circ$, a) poziom 2, b) poziom 8, c) poziom 15, + – profil 1, □ – profil 2, ■ – profil 3, ○ – profil 4, ● – profil 5, ▲ – profil 6.



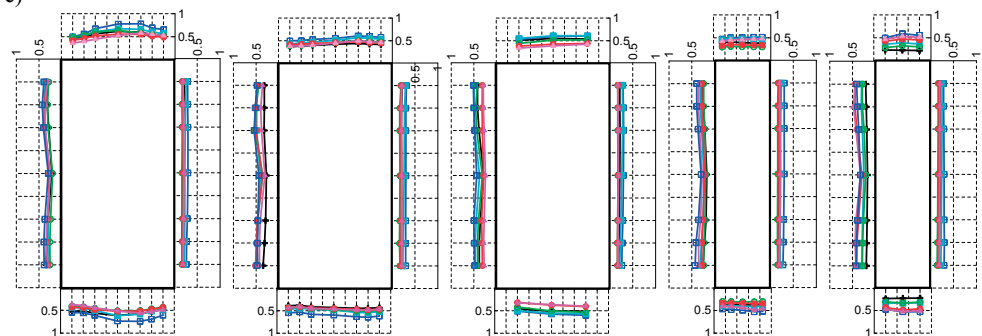
a)



b)



c)



Rys. 64. Rozkłady obwodowe σ_p , modele w kolejności R1, R3, R5 ($D/B = 2$), R2, R4 ($D/B = 4$), profile p1–p6, $\alpha_w = 0^\circ$, a) poziom 2, b) poziom 8, c) poziom 15. Oznaczenia jak na Rys. 63.

W Tabeli 18 zestawiono zmierzone wartości intensywności turbulencji I_u na kilku wybranych poziomach. Poniżej poziomu 10, intensywność jest przeważnie wyższa, niż wykorzystana przez innych autorów w badaniach wybranych do porównań, stąd też ograniczono

zakres I_u do poziomów 1–10. Obwiednię współczynników C_p i C_p' (σ_p) w ramach danego wariantu przepływu zastosowano na Rys. 65–78.

W celu uproszczenia oznaczeń smukłości na wykresach porównawczych, przyjęto następujący sposób zapisu: $D/B = 2$ i $D/B = 0,5$, oznacza wiatr napływający na ścianę krótszą i dłuższą, a więc odpowiada kątowi natarcia w badaniach własnych, $\alpha_w = 90^\circ$ i $\alpha_w = 0^\circ$.

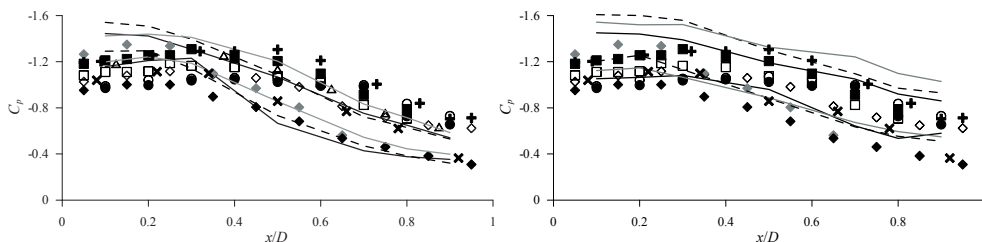
Zmiany obwodowe współczynników ciśnienia C_p i odchylenia standardowego C_p' (σ_p) na ścianie bocznej, w odniesieniu do modeli $D/B = 2$ (R1 i R5) oraz $D/B = 4$ (R2 i R4), przy przepływie pod kątem $\alpha_w = 90^\circ$, a więc na ścianę krótszą, porównano z badaniami:

- Lu i Chenga (1999), $D/B = 2$, $D/B = 3$, przepływ 2D, $I_u = 10,3\%$, $15,2\%$, 14% .
- Li i Melbourne (1995), $D/B = 2$, $D/B = 4$, przepływ 2D, $I_u \approx 8$, różna skala L_u .
- Yawei (1989), $D/B = 2$, $D/B = 4$, przepływ 2D, $I_u = 5,6\%$, różna skala L_u .
- Tamury i Ono (2003), $D/B = 2$, za Miyazaki i Miyata (1978), przepływ 2D, $I_u = 11\%$.
- Nody i Nakayamy (2003b), $D/B = 2,5$, $D/B = 3$, przepływ 2D, $I_u = 5,3\%$.
- Chena i Chena (2005), $D/B = 2,5$, przepływ 2D, $I_u = 7\%$, 11% .

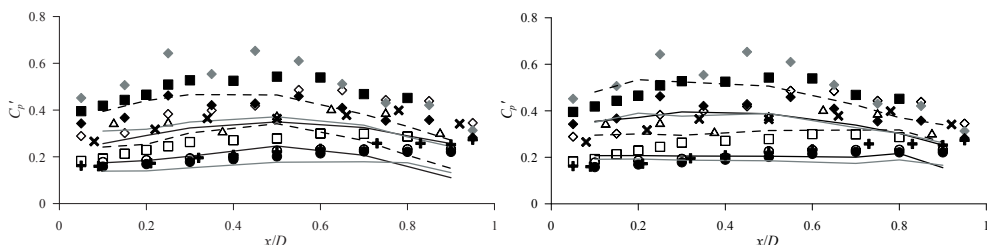
Na Rys. 65–68 porównano rozkłady C_p i C_p' na ścianie bocznej, odpowiednio modeli R1 i R5 oraz R2 i R4, dla wybranych profili wiatru. Należy zaznaczyć, że wszystkie badania wykorzystane do porównania, były przeprowadzone w przepływie 2D o stałej turbulencji, a więc bez uwzględnienia trzywymiarowego charakteru opływu. Stąd rozbieżności w wartościach są nie do uniknięcia, natomiast warto zwrócić uwagę na zbliżony charakter zmian współczynników wzdłuż szerokości ściany. Dodatkowym powodem rozbieżności jest fakt, że część wyników porównawczych dotyczy przekrojów o innym stosunku boków, $D/B = 2,5$ i $D/B = 3$.

Tabela 18. Intensywność turbulencji I_u na różnych poziomach pomiarowych w badaniach własnych.

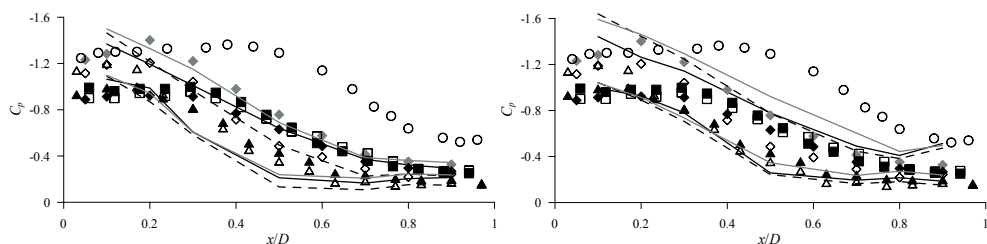
	I_u [%]					
Poziom	Profil 1	Profil 2	Profil 3	Profil 4	Profil 5	Profil 6
1	7,5	11,9	7,8	4,5	5,4	8,4
4	9,2	17,1	11,9	6	9,1	14,8
8	12,7	22,4	15,1	11,4	16	23,9
10	14,3	25,2	19,1	16,1	23,5	32,2



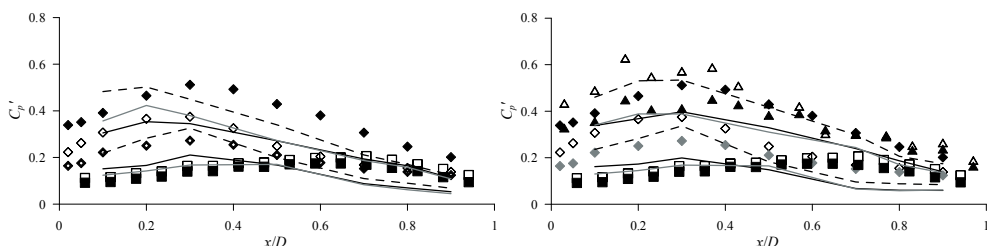
Rys. 65. Rozkład C_p na ścianie bocznej (A, $\alpha_w = 90^\circ$), $D/B = 2$, R1 (z lewej), R5 (z prawej), linia ciągła, czarna – p1, linia przerywana, czarna – p3, linia ciągła, szara – p4, \diamond , \blacklozenge , \blacklozenge – Lu i Cheng (1999), $D/B = 2$, $I_u = 10,3\%$, $15,2\%$, 14% , \square , \blacksquare – Li i Melbourne (1995), $D/B = 2$, $I_u = 7,7\%$, 8% , \circ , \bullet – Yawei (1989), $D/B = 2$, $I_u = 5,6\%$, różna skala L_u , \triangle – Tamura i Ono (2003) za Miyazaki i Miyata (1978), $D/B = 2$, $I_u = 11\%$, \oplus – Noda i Nakayama (2003b), $D/B = 2,5$, $I_u = 5,3\%$, \otimes – Chen i Chen (2005), $D/B = 2,5$, $I_u = 11\%$.



Rys. 66. Rozkład C_p' na ścianie bocznej (A , $\alpha_w = 90^\circ$), $D/B = 2$. Oznaczenia jak na Rys. 65.



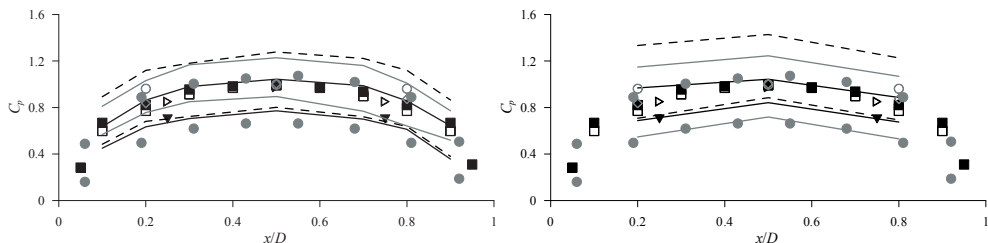
Rys. 67. Rozkład C_p na ścianie bocznej (A , $\alpha_w = 90^\circ$), $D/B = 4$, R2 (z lewej), R4 (z prawej), linia ciągła, czarna – p1, linia przerywana, czarna – p3, linia ciągła, szara – p4, \diamond , \blacklozenge , \blacklozenge – Li i Melbourne (1995), $D/B = 4$, $I_u \approx 8$, różna skala L_u , \square , \blacksquare – Yawei (1989), $D/B = 4$, $I_u = 5,6\%$, różna skala L_u , \circ – Noda i Nakayama (2003b), $D/B = 3$, \triangle , \blacktriangle – Lu i Cheng (1999), $D/B = 3$, $I_u = 15,2\%$, 14% .



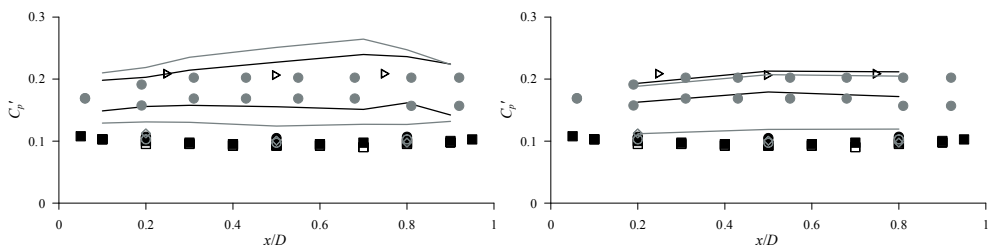
Rys. 68. Rozkład C_p' na ścianie bocznej (A , $\alpha_w = 90^\circ$), $D/B = 4$. Oznaczenia jak na Rys. 67.

Zmiany współczynników C_p i C_p' (σ_p) wzdłuż szerokości ściany frontowej i tylnej (Rys. 69–76), w odniesieniu do modeli $D/B = 2$ (R1 i R5) oraz $D/B = 4$ (R2 i R4), przy przepływie pod kątem $\alpha_w = 90^\circ$, a więc na ścianę krótszą, porównano z wynikami otrzymanymi w pracach:

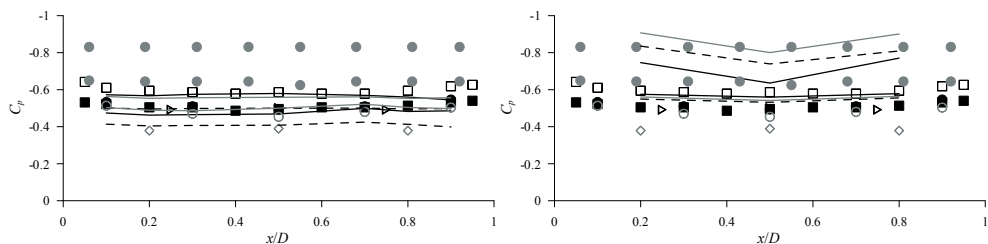
- Chena i Chena (2005), $D/B = 2,5$, przepływ 2D, $I_u = 7\%$ i 11% .
- Nody i Nakayamy (2003b), $D/B = 2,5$, $D/B = 3$, przepływ 2D, $I_u = 5,3\%$.
- Yawei (1989) $D/B = 2$, $D/B = 4$, przepływ 2D, $I_u = 5,6\%$, różna skala L_u .
- Yu i Kareema (1996, 1998), na podstawie Miyata i Miyazaki (1979), $D/B = 2$, przepływ 2D, $I_u = 11\%$.
- Tamury i Ono (2003), $D/B = 2$, na podstawie Miyazaki i Miyata (1978), przepływ 2D, $I_u = 11\%$.
- Maruyamy i in. (2013), $D/B = 1$, przepływ 3D, I_u w zakresie 8–16% na różnych poziomach pomiarowych, na wykresach zastosowano obwiednię.



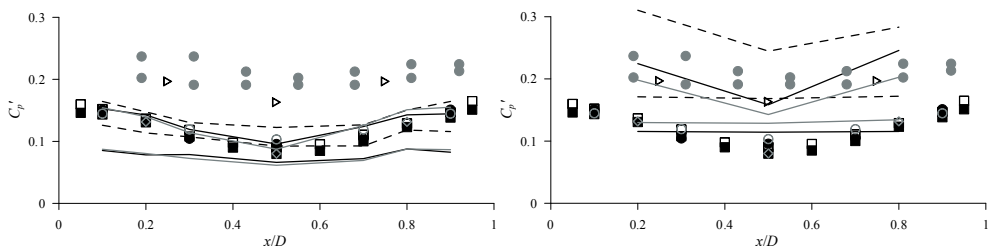
Rys. 69. Rozkład C_p na ścianie nawietrznej (D , $\alpha_w = 90^\circ$), $D/B = 2$, R1 (z lewej), R2 (z prawej), linia ciągła, czarna – p1, linia przerywana, czarna – p3, linia ciągła, szara – p4, \diamond – Chen i Chen (2005), $D/B = 2,5$, $I_u = 7\%$, \square , \blacksquare – Noda i Nakayama (2003b), $D/B = 2,5$, $D/B = 3$, $I_u = 5,3\%$, \circ , \bullet – Yawei (1989), $D/B = 2$, $I_u = 5,6\%$, różna skala L_u , \blacktriangledown – Yu i Kareem (1996, 1998), $D/B = 2$, \triangleright – Tamura i Ono (2003), $D/B = 2$, $I_u = 11\%$, \bullet – Maruyama i in. (2013), $D/B = 1$, obwiednia wzdłuż wysokości.



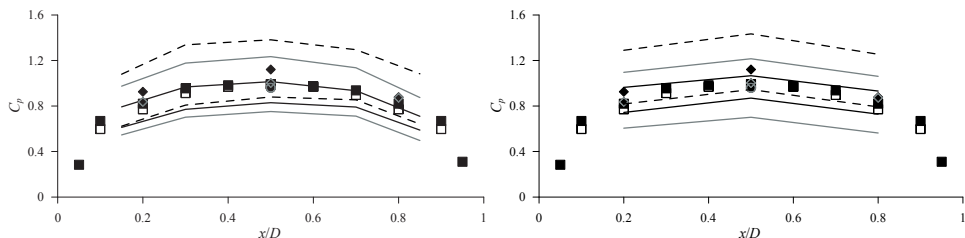
Rys. 70. Rozkład C_p' na ścianie nawietrznej (D , $\alpha_w = 90^\circ$), $D/B = 2$. Oznaczenia jak na Rys. 69.



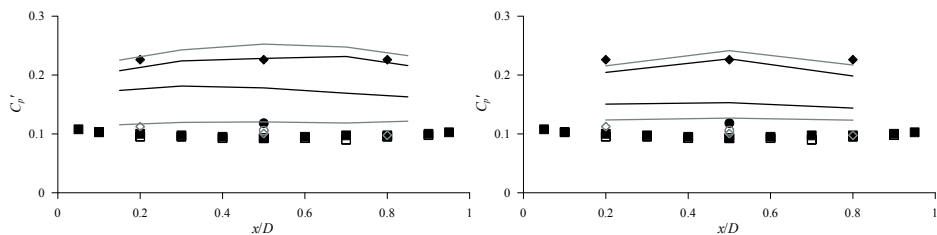
Rys. 71. Rozkład C_p na ścianie zawietrznej (B , $\alpha_w = 90^\circ$), $D/B = 2$. Oznaczenia jak na Rys. 69.



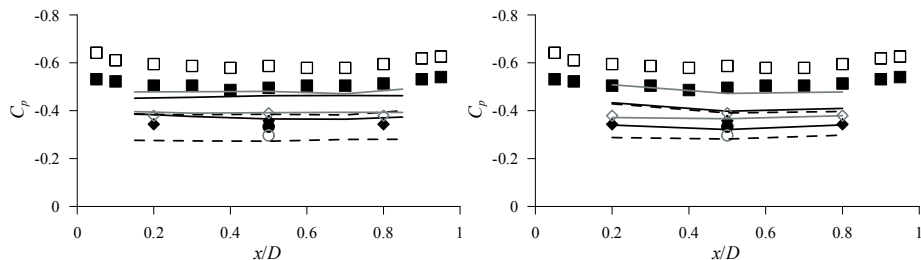
Rys. 72. Rozkład C_p' na ścianie zawietrznej (B , $\alpha_w = 90^\circ$), $D/B = 2$. Oznaczenia jak na Rys. 69.



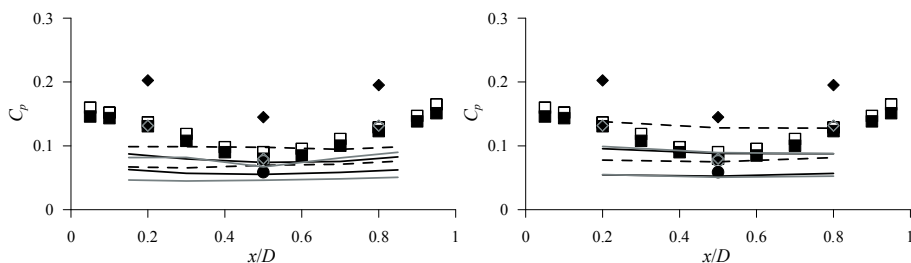
Rys. 73. Rozkład C_p na ścianie nawietrznej ($D, \alpha_w = 90^\circ$), $D/B = 4$, R2 (z lewej), R4 (z prawej), linia ciągła, czarna – p1, linia przerywana, czarna – p3, linia ciągła, szara – p4, \diamond , \blacklozenge – Chen i Chen (2005), $D/B = 2,5$, $I_u = 7\%$, 11% , \square , \blacksquare – Noda i Nakayama (2003b), $D/B = 2,5$, $D/B = 3$, $I_u = 5,3\%$, \circ , \bullet – Yawei (1989), $D/B = 4$, $I_u = 5,6\%$, różna skala L_u .



Rys. 74. Rozkład C_p' na ścianie nawietrznej ($D, \alpha_w = 90^\circ$), $D/B = 4$. Oznaczenia jak na Rys. 73.



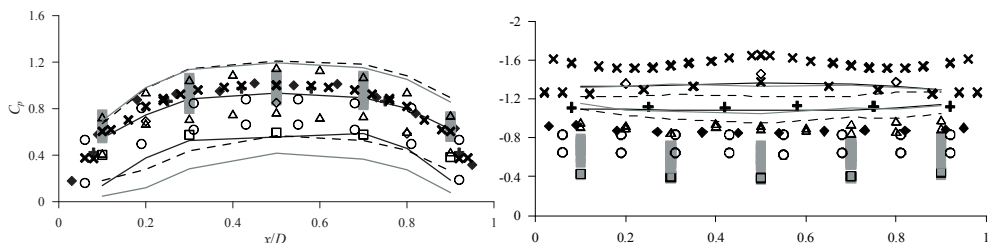
Rys. 75. Rozkład C_p na ścianie zawietrznej ($B, \alpha_w = 90^\circ$), $D/B = 4$. Oznaczenia jak na Rys. 73.



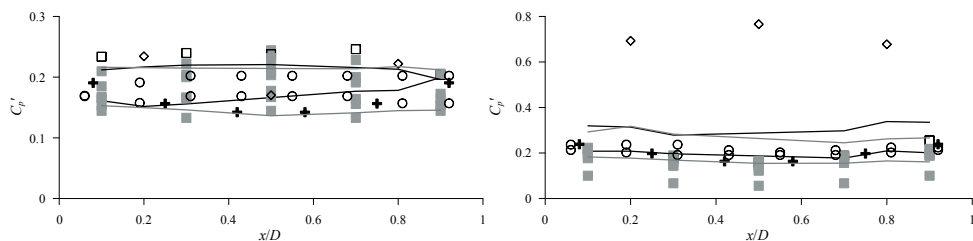
Rys. 76. Rozkład C_p' na ścianie zawietrznej ($B, \alpha_w = 90^\circ$), $D/B = 4$. Oznaczenia jak na Rys. 73.

Porównano również rozkłady współczynników C_p i C_p' (σ_p) na powierzchniach nawietrznej i zawietrznej, w położeniu, gdy ściana szersza jest nawietrzna, ($\alpha_w = 0^\circ$). Wyników tego rodzaju badań jest jeszcze mniej, wobec tego, jako bardziej zbliżone do modeli o $D/B = 0,5$ (R1 i R5), wykorzystano wyniki uzyskane dla modeli o $D/B = 1$ i badania 3D budynku CAARC, $D/B = 0,67$. Na Rys. 77–78 wykorzystano następujące źródła:

- Chen i Chen (2005), $D/B = 0,6$, przepływ 2D, $I_u = 11\%$.
- Lee (1975), $D/B = 1$, przepływ 2D, $I_u = 12,5\%$.
- Barriga i in. (1975), $D/B = 1$, przepływ 2D, $I_u = 6\%, 10\%$.
- Przepływ 3D o parametrach odpowiadających różnym wariantom terenu na budynek CAARC. Wyniki dotyczą ciśnienia na 2/3 wysokości CAARC: University of Bristol, Anglia; City University, Anglia; Monash University, Australia; National Aeronautical Establishment (NAE), Kanada; National Physical Laboratory (NPL), Anglia (Melbourne, 1980, Huang i in., 2007, Braun i Awruch, 2009); Tong Ji University, Chiny (Huang i in., 2007, Daniels i in., 2013); University of Ottawa, Kanada (Tanaka i Lawen, 1986, Braun i Awruch, 2009); National Building Research Institute (NBRI), RPA (Goliger i Mildford, 1988, Braun i Awruch, 2009); RWDI, USA (Daniels, i in., 2013, Dagnew i Bitsuamlak, 2010); dodatkowo na 1/3 wysokości CAARC (Goliger i Mildford, 1988, Braun i Awruch, 2009) i wzdłuż całej wysokości CAARC: Hong Kong University of Science and Technology (HKUST), Hong Kong (Huang i in., 2011), w ostatnim przypadku na Rys. 77 przedstawiono obwiednię C_p .
- Shimada i Ishihara (2002), $D/B = 1$, przepływ laminarny 2D, na podstawie Otsuki i in. (1978) oraz Bearmana i Obasaju (1982).
- Maruyama i in. (2013), $D/B = 1$, przepływ 3D, I_u w zakresie 8–16% na różnych poziomach pomiarowych, na wykresach zastosowano obwiednię.



Rys. 77. Rozkład C_p , $D/B = 0,5$, $\alpha_w = 0^\circ$, ściany: nawierzchnia A (z lewej), zawierzchnia C (z prawej), linia ciągła, czarna – p1, linia przerywana, czarna – p3, linia ciągła, szara – p4, \diamond – Chen i Chen (2005), $D/B = 0,6$, $I_u = 7\%$, $+$ – Lee (1975), $D/B = 1$, $I_u = 12,5\%$, \blacklozenge – Barriga i in. (1975), $D/B = 1$, $I_u = 10\%$, \blacksquare – CAARC na wysokości 2/3H (Melbourne, 1980, Tanaka i Lawen, 1986, Huang i in., 2007, Braun i Awruch, 2009, Daniels, i in., 2013, Dagnew i Bitsuamlak, 2010, Goliger i Milford, 1988), \square – CAARC na wysokości 1/3H (Goliger i Milford, 1988, Braun i Awruch, 2009), \triangle – CAARC (Huang i in., 2011), obwiednia wzdłuż wysokości, \circ – Maruyama i in. (2013), $D/B = 1$, obwiednia wzdłuż wysokości, \times – Shimada i Ishihara (2002), $D/B = 1$, przepływ laminarny.



Rys. 78. Rozkład C'_p , $D/B = 0,5$, $\alpha_w = 0^\circ$. Oznaczenia jak na Rys. 77.

10.4.3. Zmiany C_p w zależności od wariantu przepływu

W niniejszym podrozdziale przeprowadzono analizę rozkładów obwodowych współczynników ciśnienia C_p , dla kolejnych kątów natarcia wiatru α_w , na wszystkich ścianach modeli (A, B, C, D), ze względu na wariant przepływu (p1–p6). Kolejność wymieniaania profili w dalszych analizach przyjęto od wariantu, w którym uzyskano największe wartości C_p , starając się uwzględnić średnią kolejność dla wszystkich pięciu modeli.

- $\alpha_w = 0^\circ$.

A – największe wartości C_p występują dla przepływów uszeregowanych następująco: p2, p6, p5, p3, p4, p1 przy wierzchołkach, gdzie również różnice między modelami są większe niż w środkach i przy podstawach. Na poziomach środkowych największe wartości otrzymano wyraźnie w przypadku p2, najmniejsze w p1, zaś przy podstawie trudno stwierdzić jednoznaczłą kolejność. W górnej części prostopadłościaków kolejność jest taka sama dla wszystkich modeli. Wartości maksymalne występują w środku szerokości ściany i maleją w kierunku krawędzi. **B i D** – przy wierzchołkach największy współczynnik ssania jest dla przypadków p1, p2, następnie p3 i p4, a najmniejszy dla p5 i p6. Na poziomach środkowych i dolnych największe są przeważnie wartości występujące przy p3, p4 i p1, p2, zaś najmniejsze zawsze przy p5 i p6. Różnice między przepływami są większe na górze i na dole, w stosunku do części środkowej, gdzie wartości są wyrównane. Na poziomach górnych i środkowych zaznacza się lekka tendencja spadku C_p w kierunku krawędzi nawietrznej ze ścianą A. Na poziomach dolnych jest odwrotnie, wartości współczynnika rosną w kierunku krawędzi z A. **C** – największe ssanie uzyskano dla przypadków p4 i p1, ale także p2 oraz p3, najmniejsze dla p5 i p6. Największe różnice między profilami są przy podstawach modeli, zaś najmniejsze w środku. Wartości współczynników są niemal stałe wzdłuż szerokości ściany.

- $\alpha_w = 15^\circ$.

A – wartości C_p wzrastają w kierunku krawędzi z fasadą zawietrzną D. Największe współczynniki uzyskano w kolejności: p2, p6, p5, p3, p4, p1. **B i C** – rozkłady obwodowe nie różnią się znacząco w porównaniu do $\alpha_w = 0^\circ$, tylko na ścianie B występuje lekki spadek wartości w kierunku krawędzi z A. **D** – współczynniki ssania wzrastają w kierunku ściany A, mniej więcej od połowy szerokości, najsilniej na poziomach górnych. Największe ssanie jest przeważnie dla przepływów p4, p3, p1, p2, najmniejsze dla p5, p6.

- $\alpha_w = 30^\circ$.

A – występuje wzrost parcia w kierunku ściany D, najsilniejszy na górze, słabnący na środkowych i dolnych poziomach. Największe C_p uzyskano w kolejności: p2, p6, p5, p3, p4, p1, najwyraźniejsze różnice są na górze, natomiast w segmentach środkowych i przy podstawach kolejność jest zmienna, a różnice mniejsze. **B** – wartości są stałe wzdłuż szerokości ściany, a różnice między profilami, głównie w części górnej są duże, największe ssanie jest dla p1, następnie p4, p3, p2, p5, p6. W środku i przy zamocowaniu, wykresy dla różnych profili są bardzo zbliżone, ponadto na dole kolejność jest zmienna. **C** – wartości C_p są stałe wzdłuż szerokości ściany, największe ssanie jest przy przepływach: p1, p4, p3, p2, p5, p6, na dole ta kolejność jest zmienna, a różnice między współczynnikami maleją. **D** – występuje spadek ssania od krawędzi z C w kierunku środka i następnie wzrost do krawędzi z A, który jest najlepiej widoczny na modelach R1 i R3 oraz na poziomach gór-

nych. W przypadku innych modeli i na niższych poziomach, występuje niemal stały wzrost C_p w kierunku krawędzi z A. Kolejność C_p według wariantów przepływu przedstawia się następująco: p1, p4, p3, p2, p5, p6.

- $\alpha_w = 45^\circ$.

A – występuje niemal stały wzrost parcia w kierunku krawędzi z D. Pojawia się też niewielki obszar ssania przy krawędzi z B, który jest lepiej widoczny dla modeli R1, R3 i R5, a więc o $D/B = 2$. Największe parcie uzyskano dla wariantu p2, następnie p6, p5, p3, p4, p1, przy czym różnice są lepiej zaznaczone przy wierzchołkach. Na poziomach środkowych wartości są zbliżone, na dole ponownie pojawiają się większe rozbieżności między wariantami przepływu. **B** – występuje słaby jednostajny spadek ssania w kierunku krawędzi z A. Największe ssanie jest w kolejności: p1, p4, p3, p2, p5, p6. Różnice między profilami są mniejsze przy podstawach. **C** – ssanie lekko spada w kierunku krawędzi z D, najwyższe jest dla p1, następnie p4, p3, p2, p5, p6, zaś na dole najwyższe dla p4. **D** – wciąż dominuje parcie, a jego obszar jest mniejszy na poziomach niższych, gdzie przy krawędzi z C pojawia się ssanie, a nawet, jak w przypadku modeli R2 i R4 ($D/B = 4$) występuje tylko ssanie. Kolejność wartości współczynnika parcia jest następująca: p2, p6, p5, p3, p4, p1.

- $\alpha_w = 60^\circ$.

A – na większej części ściany, przy krawędzi nawietrznej z D jest parcie, zaś przy krawędzi z B ssanie. Wzdłuż szerokości ściany występuje w miarę równomierny spadek wartości C_p w kierunku krawędzi z B. Najwyższe parcie jest dla wariantów w kolejności: p2, p6, p5, p3, p4, p1. W segmentach środkowych i przy podstawach różnice między profilami są słabiej zaznaczone. **B** – ssanie spada nieznacznie, liniowo, w kierunku krawędzi z A, a kolejność jest następująca: p1, p3, p4, p2, p5, p6, przy czym w części górnej są większe różnice. **C** – jest lekki spadek współczynnika ssania w kierunku krawędzi z D, najwyższe wartości pojawiają się dla p1, następnie p4, p3, p2, p5, p6, a na dole ta kolejność się zmienia. **D** – na górnych poziomach występuje tylko parcie, w środku i na dole jest jeszcze część ściany przy krawędzi z C z obszarem ssania. Współczynniki parcia znacznie wzrastają w kierunku krawędzi z A, najwyższe wartości uzyskano dla: p2, p6, p5, p4, p3, p1. Przy podstawach i w środkach modeli wykresy dla różnych profili są do siebie zbliżone.

- $\alpha_w = 75^\circ$.

A – wartości między profilami są podobne. Pojawia się lekki spadek od krawędzi z B do środka i silny wzrost ssania przy krawędzi nawietrznej z D. W kilku przypadkach w środku szerokości występuje jeszcze parcie, głównie dla wariantów p5 i p6 i modeli o $D/B = 4$. Najwyższe ssanie jest dla p4, najniższe dla p5 i p6. **B** – wartości C_p są stałe, dość wyraźnie się różnią, zaś ssanie od najwyższego, jest w kolejności: p1, p4, p3, p2, p5, p6. **C** – wartości ssania mają lekką tendencję wzrostu w kierunku krawędzi z D, uszeregowanie od najwyższego jest: p2, p1, p4, p3, p5, p6, a największe różnice między profilami występują na dole. **D** – parcie wzrasta w kierunku krawędzi z A, choć na poziomach dolnych przy krawędzi z C, mogą występować jeszcze obszary ssania. Najwyższe parcie uzyskano dla p2, następnie p6, p5, p3, p4, p1, a największe różnice między profilami są na górze.

- $\alpha_w = 90^\circ$.

A i **C** – ssanie znacznie rośnie od krawędzi z B w kierunku D, najsilniej w środku szerokości. Dla modeli $D/B = 4$, na części fasady, przy krawędzi z B występują w miarę stałe

wartości ssania. Dla modeli $D/B = 2$, zmiany ssania pojawiają się wzdłuż zdecydowanie większej części szerokości ściany. Ponadto, na górnych poziomach mają inny charakter niż na dolnych, gdzie są bardziej liniowe. Najwyraźniejsze różnice między przepływami uzyskano przy podstawach prostopadłościaków. Najwyższe ssanie w tym obszarze występuje w kolejności: p1, p3, p4, p2, p5, p6. W części górnej i środkowej kolejność wykresów wzdłuż szerokości ściany zmienia się. **B** – różnice między profilami są nieznaczne, najwyższe ssanie jest dla p1, następnie p4, p3, p2, p5, p6, a wartości są stałe wzdłuż szerokości. **D** – występuje parcie, najwyraźniejsze różnice między profilami są przy wierzchołkach, a ich kolejność jest następująca: p2, p6, p5, p3, p4, p1. Na dole, najmniejsze parcie zmierzono zdecydowanie przy wariantach p5 i p6. Wartości maksymalne są, podobne jak dla kąta $\alpha_w = 0^\circ$, w środku szerokości ściany i maleją w kierunku krawędzi bocznych.

10.4.4. Zmiany σ_p w zależności od wariantu przepływu

Podobną analizę przeprowadzono w odniesieniu do zmian obwodowych odchylenia standardowego ciśnienia σ_p , w zależności od struktury wiatru. Kolejność wymieniana profili przyjęto od wariantu, w którym σ_p jest maksymalne.

- $\alpha_w = 0^\circ$.

A – najwyższe wartości σ_p uzyskano dla profilu p2, następnie p6, p3, p5, p1, a najmniejsze dla p4, i taka kolejność jest na wszystkich modelach, oprócz poziomów przy podstawie, gdzie przeważa: p2, p3, p1, p6, p5, p4. Wartości są stałe wzdłuż szerokości ściany, jedynie na poziomach wyższych zaznacza się lekka tendencja wzrostu w środku szerokości. **B** i **D** – wartości σ_p są względnie stałe wzdłuż szerokości, zdecydowanie największe wyznaczono dla p2, następnie p6, p3, p1, p5, p4. Na dole kolejność σ_p jest następująca: p2, p3, p4, p1, p5, p6, a różnice między profilami są słabiej zaznaczone. **C** – odchylenia są stałe wzdłuż szerokości, a najwyższe uzyskano dla p2, następnie p3, p6, p5, p1, p4. Na środkowych i dolnych poziomach występują nieznaczne tendencje spadku σ_p w kierunku środka. Generalnie, największe różnice σ_p między wariantami przepływu występują na ścianie A, następnie na bocznych B i D, a najmniejsze na C.

- $\alpha_w = 15^\circ$.

A – pojawia się lekka tendencja wzrostu wartości w kierunku krawędzi z D, ale nie dotyczy ona poziomów dolnych. Najwyższe wartości uzyskano dla p2, następnie p6, p3, p5, p1, p4, a różnice są duże, za wyjątkiem poziomów dolnych, gdzie są do siebie zbliżone. **B** – występuje lekki spadek σ_p w kierunku krawędzi z A. Współczynniki są w kolejności: p2, p3, p6, p5, p1, p4, a różnice między wariantami są dość znaczne wzdłuż całej wysokości modeli. **C** – rozbieżności między profilami na wszystkich poziomach są najmniejsze w porównaniu do innych ścian. Najwyższe σ_p uzyskano w kolejności: p2, p3, p6, p5, p1, p4. **D** – wartości rosną od krawędzi z C w kierunku środka i następnie spadają do krawędzi z A. Uszeregowanie σ_p jest następujące: p2, p6, p3, p5, p1, p4, choć na dole ta kolejność może być trochę zaburzona. Uogólniając, niewielkie różnice między profilami występują na fasadach C i B, zaś dużo większe na A i D, głównie przy krawędzi między nimi.

- $\alpha_w = 30^\circ$.

A – występuje wzrost wartości w kierunku krawędzi z D, przy czym najwyższe σ_p wyznaczono w przypadku p2, następnie p6, p3, p5, p1, p4. W przepływach p3, p1, p5, wartości wzdłuż ściany zmieniają się nieznacznie, zaś na poziomach najniższych są w zasadzie stałe. **B** – odchylenia standardowe są zbliżone między wariantami przepływu, dopiero na poziomach dolnych występują duże różnice. Przeważnie, najwyższe σ_p jest przy p2, następnie p6, p3, p5, p1, p4, choć na dole ta kolejność może się zmieniać. Wartości są stałe wzdłuż szerokości ściany, z tendencją spadkową w kierunku krawędzi z A, szczególnie przy podstawie. **C** – różnice między profilami są małe, ponownie największe na dole, a wartości są stałe wzdłuż szerokości. Najwyższe σ_p uzyskano dla: p2, p3, p6, p5, p1, p4, a na dole dla: p2, p6, p5, p3, p4, p1. **D** – odchylenia rosną od krawędzi z C do środka, a przy krawędzi z A spadają, ale spadek jest dużo mniejszy niż początkowy wzrost. Najwyższe σ_p jest dla p2, następnie p6, p3, p5, p1, p4, przy podstawach różnice między wariantami przepływu są mniejsze. Najwyraźniejsze rozbieżności są na ścianach A i D, czyli tam gdzie występuje parcie, w innych obszarach wartości są zbliżone.

- $\alpha_w = 45^\circ$.

A – dalej występuje wzrost σ_p w kierunku krawędzi z D. Najwyższe wartości uzyskano dla: p2, p6, p3, p5, p1, p4, a najmniejsze zmiany wzdłuż szerokości dla przypadków p1 i p4. **B** i **C** – wartości wzdłuż szerokości są stałe, na dole pojawiają się większe różnice między profilami. Współczynniki są w kolejności: p2, p3, p6, p5, p1, p4, na dolnych poziomach ten porządek, w niektórych przypadkach jest zaburzony, ale zdecydowanie najmniejsze wartości uzyskano dla wariantu p1. **D** – wciąż występuje wzrost σ_p w kierunku krawędzi z A, szybszy przy tej krawędzi. Uszeregowanie wartości jest następujące: p2, p6, p3, p5, p1, p4. Większy wzrost można zauważyć dla modeli o $D/B = 4$ oraz dla wariantów p2, p6, zaś znacznie mniejszy dla p1 i p4.

- $\alpha_w = 60^\circ$.

A – wartości wciąż wzrastają w kierunku krawędzi z D, szybciej przy tej krawędzi, na dole ta tendencja jest słabsza. Najwyższe σ_p uzyskano dla p2, następnie p6, p3, p5, p1, p4. Ponadto, mniejszy wzrost jest dla wariantów p1 i p4, większy dla p2 i p6. **B** i **C** – charakterystyka zmian jest podobna jak dla $\alpha_w = 45^\circ$, różnice wartości są małe, większe przy podstawach, a kolejność profili to przeważnie: p2, p6, p3, p5, p1, p4. **D** – występuje słabszy wzrost w kierunku A, o bardziej liniowym charakterze, najwyższe σ_p uzyskano dla p2, następnie p6, p3, p5, p1, p4. Ponownie, najmniejsze zmiany wyznaczono dla wariantów p1 i p4, dla których wartości są niemal stałe wzdłuż szerokości, największe dla p2 i p6.

- $\alpha_w = 75^\circ$.

A – współczynniki wzrastają od połowy szerokości ściany w kierunku krawędzi z D i przy samej krawędzi spadają, zaś na dolnych poziomach tylko wzrastają. Najwyższe σ_p wyznaczono w kolejności: p2, p6, p3, p5, p1, p4. Na modelach $D/B = 4$, głównie na poziomach górnych i środkowych, nie zanotowano spadku przy krawędzi, tak jak ma to miejsce na modelach $D/B = 2$. **B** – charakterystyka się nie zmienia – różnice są małe, wartości stałe wzdłuż szerokości, a kolejność jest następująca: p2, p3, p6, p5, p1, p4. **C** – różnice między wariantami przepływów są większe niż przy poprzednich kątach, wartości wzdłuż szeroko-

ści są stałe, a przy podstawach pojawia się wzrost w kierunku krawędzi z D. Najwyższe σ_p uzyskano dla p2, następnie p6, p3, p5, p1, p4. **D** – wartości są stosunkowo stałe wzdłuż szerokości, różnice między profilami duże, mniejsze na dole, a kolejność σ_p jest następująca: p2, p6, p3, p5, p1, p4.

- $\alpha_w = 90^\circ$.

D – odchylenia są niemal stałe, trochę większe w środku szerokości. Różnice między profilami są większe, im wyżej położony jest przekrój. Najwyższe σ_p zmierzono przy p2, następnie p6, p3, p5, p1, p4, przy czym przy podstawach wartości dla profilu p6 należą do jednych z najmniejszych. **A** i **C** – najwyższe współczynniki są w środku szerokości i spadają w kierunku krawędzi, przy czym w mniejszym stopniu w kierunku krawędzi nawietrznej z D. Tam też występują największe różnice między wariantami przepływu. Inaczej zmiany przebiegają dla modeli $D/B = 4$, dla których w połowie ściany wartości są podobne i stałe, potem następuje ich wzrost, maksimum osiągane jest w ok. 0,25 szerokości od krawędzi z D, a następnie nieznacznie spadają w kierunku krawędzi, przy czym im niżej położony jest przekrój tym spadek jest mniejszy, albo go nie ma. Dla przekrojów $D/B = 2$ punkt, gdzie wartości σ_p są maksymalne, przesunęła się w kierunku krawędzi ze ścianą D. Najwyższe współczynniki uzyskano w kolejności: p2, p6, p3, p5, p1, p4. **B** – wartości są stałe wzdłuż szerokości ściany i zbliżone do siebie, w następującej kolejności: p2, p3, p6, p5, p1, p4, a różnice maleją w kierunku podstaw modeli.

10.4.5. Ocena zmian wartości współczynników C_p

Jak wynika z przykładowego Rys. 63 i Rys. 64, wartości współczynników C_p zmieniają się znacznie wzdłuż wysokości modeli, w związku ze zmieniającą się prędkością przepływu zgodnie z danym profilem, ale również zmieniają się na tej samej wysokości wzdłuż obwodu, a więc dla tej samej prędkości wiatru. Na Rys. 79–82 przedstawiono liczbowe ujęcie zmian wartości C_p wzdłuż obwodów modeli, na poszczególnych ścianach, dla różnych kątów natarcia wiatru. Na wykresach podano wartości maksymalne współczynnika średniego parcia lub ssania $C_{p,max}$, dla danego wariantu napływu oraz względną δ_1 i bezwzględną δ_2 różnicę, między wartością maksymalną $C_{p,max}$ i minimalną $C_{p,min}$ w tym wariantcie. Analizę przeprowadzono dla kolejnych przypadków (ściana, kąt, poziom), a δ_1 i δ_2 wyznaczone zostały według wzorów:

$$\delta_1 = \frac{C_{p,max} - C_{p,min}}{C_{p,max}} \cdot 100\%, \quad \delta_2 = C_{p,max} - C_{p,min}. \quad (10.2)$$

Do prezentacji wyników wybrano poziomy usytuowane blisko wierzchołka, z wpływem swobodnego końca – poziom 1 i bez– poziom 4, w środku – poziom 8 oraz przy podstawie – poziom 16. Na wykresach przedstawiono kilka charakterystycznych przypadków:

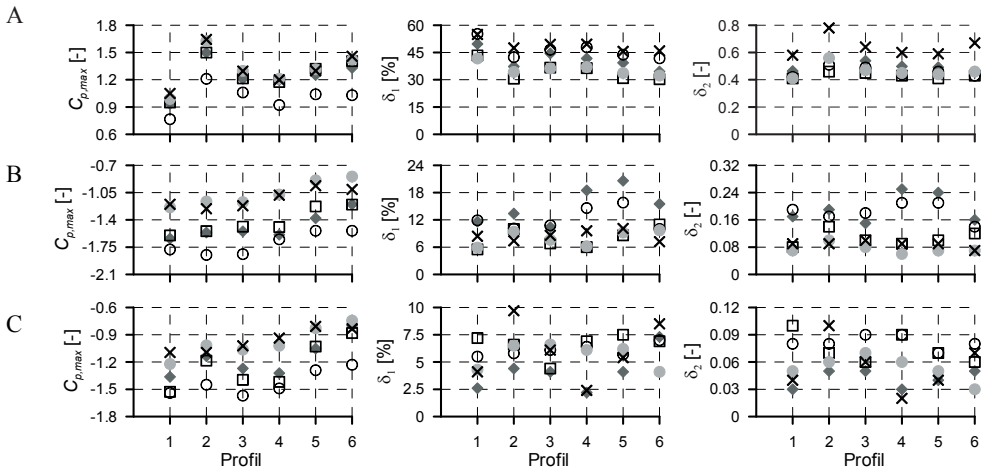
- $\alpha_w = 0^\circ$ – ściany A, B (D – symetryczna), C. Dla kątów 15° i 30° tendencje zmian są podobne. Większe różnice występują na ścianie D, stojącej się nawietrzną (Rys. 79),
- $\alpha_w = 15^\circ$ i 30° – ściana D, poziom 1, gdzie występuje największe ssanie (Rys. 80),

- $\alpha_w = 45^\circ$ – ściany C i D. Ściany A i D oraz B i C mają zbliżone rozkłady pomimo różnej szerokości (Rys. 81),
- $\alpha_w = 90^\circ$ – ściany A (C – symetryczna), B, D (Rys. 82).

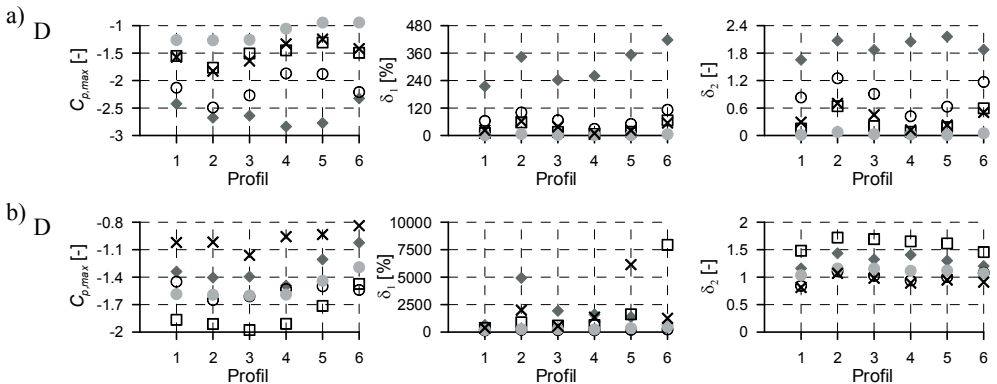
W załączniku nr 3 zestawiono wykresy dla poziomów 1, 4, 8, 16, w kolejnych przypadkach kątów natarcia α_w i dla wszystkich ścian.

Ogólne spostrzeżenia, sformułowane na podstawie Rys. 79–82 są następujące:

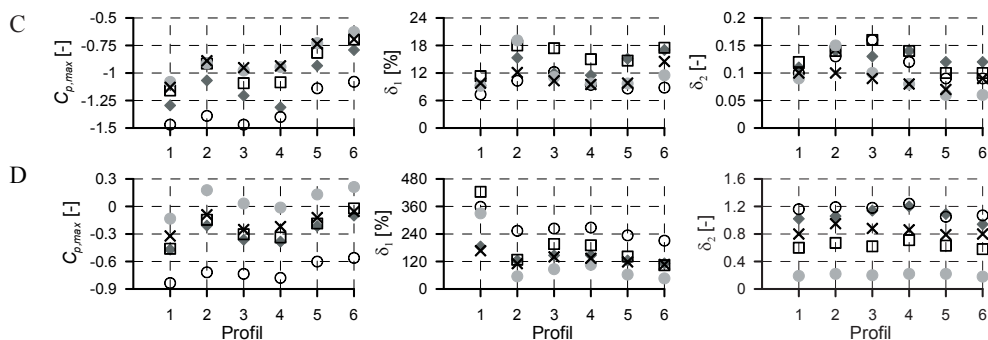
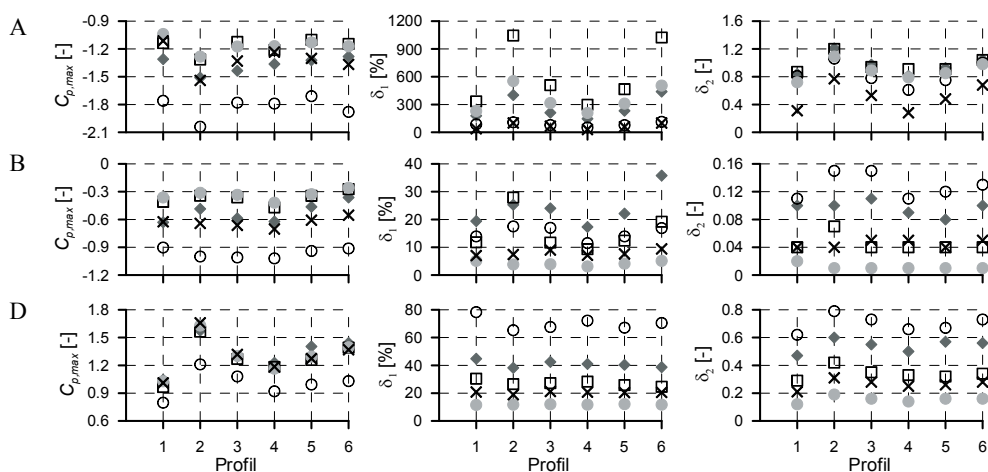
- charakter zmian wzdłuż obwodu dla każdego z profili jest podobny,
- charakter zmian wzdłuż obwodu dla każdego z modeli jest podobny,
- występują duże różnice między wartościami maksymalnymi $C_{p,max}$ i minimalnymi $C_{p,min}$ wyznaczonymi wzdłuż obwodu, w danym wariancie napływu, w przypadku każdego modelu, ściany i poziomu.



Rys. 79. Wartości $C_{p,max}$, δ_1 , δ_2 , $\alpha_w = 0^\circ$, poziom 4, \blacklozenge – model R1, \square – model R2, \circ – model R3, \bullet – model R4, \times – model R5.



Rys. 80. Wartości $C_{p,max}$, δ_1 , δ_2 , poziom 1, α_w : a) 15° , b) 30° . Oznaczenia jak na Rys. 79.

Rys. 81. Wartości $C_{p,max}$, δ_1 , δ_2 , $\alpha_w = 45^\circ$, poziom 4. Oznaczenia jak na Rys. 79.Rys. 82. Wartości $C_{p,max}$, δ_1 , δ_2 , $\alpha_w = 90^\circ$, poziom 4. Oznaczenia jak na Rys. 79.

W Tabelach 19–22, dla przykładowych poziomów 1, 4, 8, 16 zestawiono wartości $C_{p,max}$, uszeregowane w kolejności od największych do najmniejszych, zapisane za pomocą numerów profili i modeli. $C_{p,max}$ oznacza maksymalną wartość średniego parcia lub ssania na odpowiednich ścianach. W szarych komórkach tabeli oznaczono warianty, w których pojawia się parcie, natomiast w pozostałych przypadkach występuje ssanie. Numery w tabelach zostały uśrednione, odpowiednio na podstawie 6 wariantów przepływu lub 5 modeli.

Tabela 19. Wartości $C_{p,max}$ od największych do najmniejszych na poziomie 1.

	Kolejność wg profili				Kolejność wg modeli			
	A	B	C	D	A	B	C	D
0°	2 6 5 3 4 1	1 3 2 4 5 6	1 3 2 4 5 6	1 3 2 4 5 6	5 4 2 1 3	3 1 2 5 4	3 2 5 1 4	3 1 2 5 4
15°	2 6 5 3 4 1	1 3 2 4 5 6	1 3 2 4 5 6	2 3 1 4 5 6	5 4 2 1 3	3 1 2 5 4	3 2 5 4 1	1 3 5 2 4
30°	2 6 5 3 4 1	1 3 4 2 5 6	1 3 4 2 5 6	3 2 4 1 5 6	5 4 2 1 3	3 1 2 5 4	3 2 5 4 1	2 3 4 1 5
45°	2 6 5 3 4 1	1 3 4 2 5 6	1 3 4 2 5 6	2 6 5 3 4 1	5 4 2 1 3	3 1 2 5 4	3 5 1 2 4	5 4 2 1 3
60°	2 6 5 3 4 1	1 3 4 2 5 6	1 3 4 2 5 6	2 6 5 3 4 1	4 5 2 1 3	3 5 1 4 2	3 5 1 2 4	5 4 2 1 3
75°	4 3 2 5 6 1	1 4 3 2 5 6	1 2 3 4 5 6	2 6 5 3 4 1	3 1 5 4 2	3 5 4 1 2	3 4 2 5 1	5 4 2 1 3
90°	2 3 6 4 5 1	4 1 3 2 5 6	2 3 6 4 5 1	2 6 3 5 4 1	3 5 4 1 2	3 5 1 4 2	3 5 4 1 2	4 5 2 1 3

Tabela 20. Wartości $C_{p,max}$ od największych do najmniejszych na poziomie 4.

	Kolejność wg profilu				Kolejność wg modeli			
	A	B	C	D	A	B	C	D
0°	2 6 5 3 4 1	1 3 2 4 5 6	1 3 4 2 5 6	1 2 3 4 5 6	5 4 2 1 3	3 1 2 5 4	3 2 1 4 5	3 1 2 5 4
15°	2 6 5 3 4 1	1 2 3 4 5 6	1 3 4 2 5 6	1 3 2 4 5 6	5 4 2 1 3	3 1 2 5 4	3 2 1 4 5	3 1 2 5 4
30°	2 6 5 3 4 1	1 3 4 2 5 6	1 3 4 2 5 6	4 3 1 2 5 6	5 4 2 1 3	3 1 2 4 5	3 2 1 4 5	2 4 3 5 1
45°	2 6 5 3 4 1	1 3 4 2 5 6	1 3 4 2 5 6	2 6 5 4 3 1	4 5 2 1 3	3 1 2 5 4	3 1 2 4 5	1 5 3 2 4
60°	2 5 6 3 4 1	1 4 3 2 5 6	1 3 4 2 5 6	2 6 5 3 4 1	4 2 5 1 3	3 1 2 5 4	3 1 2 5 4	1 5 2 4 3
75°	4 3 2 1 5 6	4 1 3 2 5 6	1 3 4 2 5 6	2 6 5 3 4 1	3 1 5 2 4	3 1 2 5 4	3 2 1 4 5	1 5 2 4 3
90°	2 3 6 4 5 1	4 1 3 2 5 6	2 3 4 6 5 1	2 6 3 5 4 1	3 1 5 2 4	3 5 1 2 4	3 1 2 5 4	1 4 5 2 3

Tabela 21. Wartości $C_{p,max}$ od największych do najmniejszych na poziomie 8.

	Kolejność wg profilu				Kolejność wg modeli			
	A	B	C	D	A	B	C	D
0°	2 3 6 5 4 1	2 3 1 4 5 6	1 4 3 2 5 6	2 3 1 4 5 6	4 5 1 2 3	3 1 2 5 4	3 2 1 5 4	3 1 2 5 4
15°	2 3 5 6 4 1	2 3 4 1 5 6	1 4 3 2 5 6	2 3 1 4 5 6	5 4 2 1 3	3 1 2 5 4	3 2 1 4 5	3 1 2 5 4
30°	2 3 5 4 6 1	4 1 3 2 5 6	1 4 3 2 5 6	3 1 4 2 5 6	5 4 2 1 3	3 1 2 4 5	3 1 2 4 5	2 4 3 1 5
45°	2 3 5 6 4 1	1 4 2 3 5 6	1 4 3 2 5 6	1 3 4 2 5 6	4 5 2 1 3	3 1 2 5 4	3 1 2 4 5	5 1 3 2 4
60°	2 3 5 4 6 1	1 4 3 2 5 6	1 4 3 2 5 6	2 5 4 6 3 1	4 5 2 1 3	3 1 2 5 4	3 1 2 4 5	5 1 4 2 3
75°	4 1 3 2 5 6	4 1 3 2 5 6	2 3 4 1 5 6	2 3 4 5 6 1	3 1 5 2 4	3 1 5 4 2	3 1 2 4 5	5 4 1 2 3
90°	2 3 4 5 6 1	4 1 3 2 5 6	2 3 4 5 6 1	2 3 5 6 4 1	3 1 5 2 4	2 5 1 2 4	3 1 5 2 4	2 1 4 5 3

Tabela 22. Wartości $C_{p,max}$ od największych do najmniejszych na poziomie 16.

	Kolejność wg profilu				Kolejność wg modeli			
	A	B	C	D	A	B	C	D
0°	2 3 6 1 5 4	4 1 3 2 5 6	4 3 1 2 5 6	4 1 3 2 5 6	1 2 4 5 3	3 1 2 4 5	3 2 1 4 5	3 1 2 4 5
15°	2 3 1 6 5 4	4 3 1 2 5 6	4 3 1 2 5 6	4 3 1 2 5 6	1 2 4 5 3	3 1 2 4 5	3 2 4 1 5	3 1 2 4 5
30°	2 3 1 6 5 4	4 3 2 1 5 6	4 3 1 2 5 6	1 3 4 2 5 6	1 2 4 5 3	3 1 2 4 5	3 2 4 1 5	2 4 3 1 5
45°	2 3 1 6 5 4	4 3 2 5 1 6	4 5 2 3 1 6	2 1 3 6 4 5	2 1 4 5 3	3 1 2 4 5	3 1 2 4 5	3 4 2 1 5
60°	2 3 1 6 5 4	4 3 1 2 5 6	4 3 1 2 5 6	1 2 3 4 6 5	2 4 1 5 3	3 1 2 5 4	3 1 2 4 5	1 5 2 4 3
75°	1 4 3 5 2 6	1 4 3 2 5 6	4 3 1 2 5 6	2 1 3 4 6 5	3 1 5 2 4	3 1 2 5 4	3 1 2 4 5	5 1 2 4 3
90°	1 3 4 2 5 6	1 4 3 5 2 6	1 3 4 2 5 6	2 1 3 6 4 5	3 1 5 2 4	3 1 2 5 4	3 1 5 2 4	2 4 5 1 3

Na podstawie analizy Rys. 79–82 oraz Tabeli 19–22 można zauważyć pewne prawidłowości, które poniżej zestawiono dla czterech poziomów 1, 4, 8, 16.

- Poziom 1.

Parcie występuje na ścianie A, dla kątów natarcia $\alpha_w = 0^\circ$ – 60° oraz na ścianie D, dla $\alpha_w = 45^\circ$ – 90° . Można stwierdzić, że rozkład $C_{p,max}$ jest podobny w każdym przypadku, gdy na ścianie występuje parcie. Jeśli chodzi o kolejność profilu to od wartości maksymalnej jest ona następująca: p2, p6, p5, p3, p4, p1. Większe różnice względne między wartościami $C_{p,max}$ i $C_{p,min}$ występują, gdy ściana D jest nawietrzną, rozrzut wyników między modelami, w obrębie tego samego profilu jest wtedy również większy. Parcie jest zawsze największe w kolejności według modeli: R5, R4, R2, R1, R3.

We wszystkich przypadkach, w których na ścianie dominuje ssanie, wartości $C_{p,max}$ są podobnie uszeregowane w kolejności: p1 i p3, następnie przeważnie p4, czasem p2 i najniższe p5 i p6. Wyjątek stanowią kąty 75° i 90° (ściany A i C są bocznymi), gdzie kolejność jest zaburzona, bez wyraźnie dominującej tendencji.

W przypadku ssania, kolejność wartości $C_{p,max}$ według modeli, jest przeważnie następująca: R3, R1, R2, R5, R4 (B) i R3, R2, R5, R1, R4 (C) dla kątów $\alpha_w = 0^\circ\text{--}45^\circ$ oraz: R3, R5, R1, R4, R2 (B) i R3, R4, R5, R1, R2 (C) dla pozostałych kątów.

Największe różnice w wartościach współczynników między profilami, w przypadku ssania, występują przy kącie $\alpha_w = 90^\circ$ (ściany A, B i C). Z drugiej strony, na ścianach z parciem, w zasadzie w każdym przypadku różnice są podobne i większe niż na ścianach ze ssaniem. Co ciekawe, na powierzchniach ze ssaniem, dla kąta 90° , występują największe rozbieżności między modelami, podczas gdy między profilami te różnice są względnie niższe.

W przypadku $\alpha_w = 15^\circ\text{--}30^\circ$, na fasadzie D, która staje się nawietrzną, występują znaczne zmiany wartości C_p i w związku z tym również duże różnice względne między maksymalnymi i minimalnymi wielkościami (największe ze wszystkich przypadków).

- Poziom 4.

Współczynnik parcia $C_{p,max}$, osiąga wartości od największych w kolejności: p2, p6, p5, p3, p4, p1 (A, $\alpha_w = 0^\circ\text{--}60^\circ$, D, $\alpha_w = 45^\circ\text{--}90^\circ$), przy czym wartości dla p2 są wyraźnie największe, następnie są podobne do siebie warianty p6 i p5, i również podobne p3 i p4, a zdecydowanie najmniejsze p1. Kolejność według modeli jest następująca: R5, R4, R2, R1, R3 (A, $\alpha_w = 0^\circ\text{--}45^\circ$) oraz: R5, R1, R4, R2, R3 (D, $\alpha_w = 60^\circ\text{--}90^\circ$).

Współczynnik ssania $C_{p,max}$ osiąga najmniejsze wartości prawie zawsze dla przypadków p6 i p5, następne wartości są podobne dla p2, p3, p4 (w różnej kolejności) i największe, choć nieznacznie dla p1. Zmienna kolejność występuje dla kątów $\alpha_w = 75^\circ\text{--}90^\circ$. Najmniejsze ssanie uzyskano, w większości przypadków dość wyraźnie, dla modeli R5, R4, potem R2, R1 oraz R3. Inaczej jest dla $\alpha_w = 75^\circ$ (A, C) oraz $\alpha_w = 90^\circ$ (A, B, C), gdzie kolejność od wartości najmniejszej jest następująca: R4, R2 (zamiennie), R5 i R1 oraz R3.

- Poziom 8.

W przypadku parcia występują zdecydowanie mniejsze rozbieżności w wartościach między profilami, niż na poziomach 1 i 4. Największe $C_{p,max}$ wyznaczono dla p2 i p3, następnie p5, p4, ale także p6, najmniejsze dla p1. Między modelami, w obrębie profilu, są również mniejsze rozbieżności, można zauważyć następującą kolejność: R5, R4, potem R2 i R1 oraz R3 (A, $\alpha_w = 0^\circ\text{--}45^\circ$), R5, R1, R4, R2, R3 (D, $\alpha_w = 60^\circ\text{--}90^\circ$).

Dość wyraźnie najniższe ssanie jest dla przypadków p6 i p5, następnie przeważnie p2, a najwyższe, choć zbliżone, zamiennie dla p3, p4, p1. Różnice między modelami wydają się podobne do występujących na poziomach 1 i 4, a ich kolejność jest następująca, najmniejsze dla R4 i R5, następnie R2 i R1 oraz R3.

- Poziom 16.

W przypadku parcia, różnice $C_{p,max}$ między profilami są mniejsze, a kolejność jest przeważnie następująca: p2, następnie p3 i p1 oraz p6, p5, p4 (A, $\alpha_w = 0^\circ\text{--}60^\circ$) i p2, p1, p3, p4, p6, p5 (D, $\alpha_w = 45^\circ\text{--}60^\circ$). Gdy ściana A jest nawietrzną lub boczną ($\alpha_w = 0^\circ\text{--}60^\circ$), kolejność $C_{p,max}$ według modeli jest następująca: R1, R2, następnie R4, R5, R3, natomiast dla ścian D ($\alpha_w = 45^\circ\text{--}90^\circ$) jest zmienna, a wartości są bardzo do siebie zbliżone.

Jeśli chodzi o ssanie, to w większości przypadków, kolejność od najmniejszej wartości jest następująca: p6, p5, p2, p1, p3, p4. Najmniejsze $C_{p,max}$ wśród modeli zmierzono przeważnie dla R4 i R5, następnie R2, R1, R3.

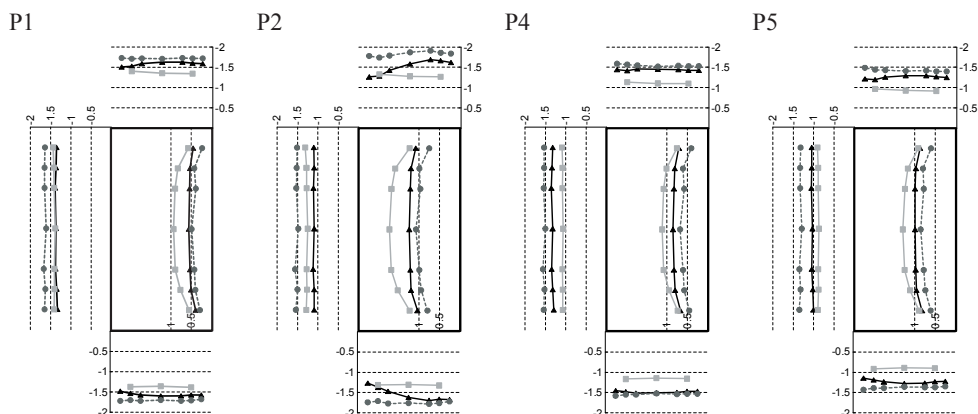
10.4.6. Zmiany obwodowe C_p i σ_p , ze względu na różnice między modelami

10.4.6.1. Przykładowe wyniki

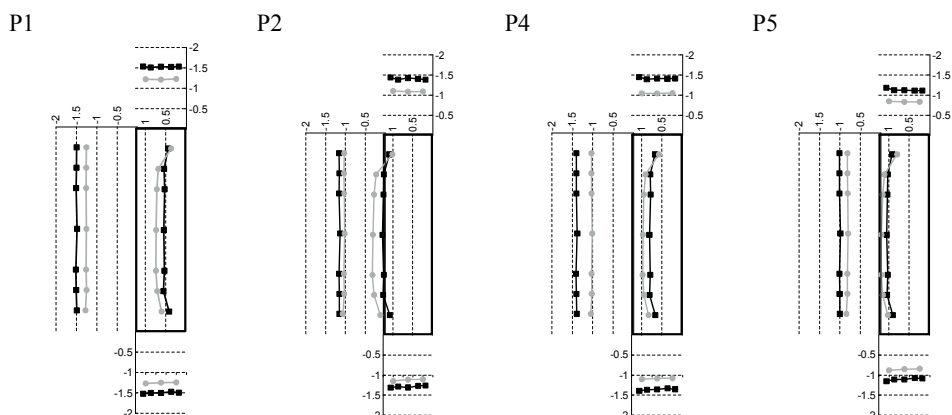
Na Rys. 83–94 zestawiono kilka przykładowych wykresów, dotyczących różnic w wartościach współczynników C_p i σ_p , w zależności od modelu, grupując odpowiednie wartości dla przekrojów $D/B = 2$ oraz $D/B = 4$, w trzech konfiguracjach:

- na przykładowym poziomie, dla danego kąta natarcia α_w , dla różnych profili wiatru (Rys. 83–86),
- dla przykładowego profilu, dla danego kąta natarcia α_w , dla różnych poziomów pomiarowych (Rys. 87–90),
- dla przykładowego profilu i poziomu pomiarowego, dla różnych kątów natarcia α_w (Rys. 91–94).

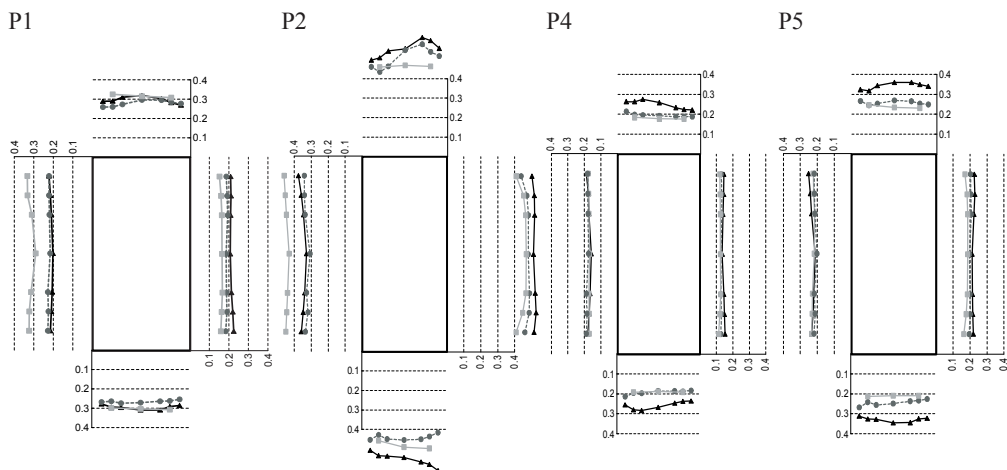
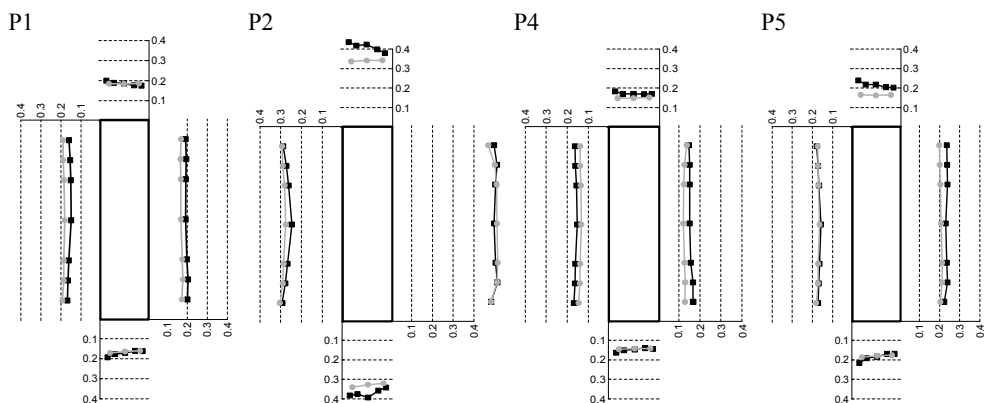
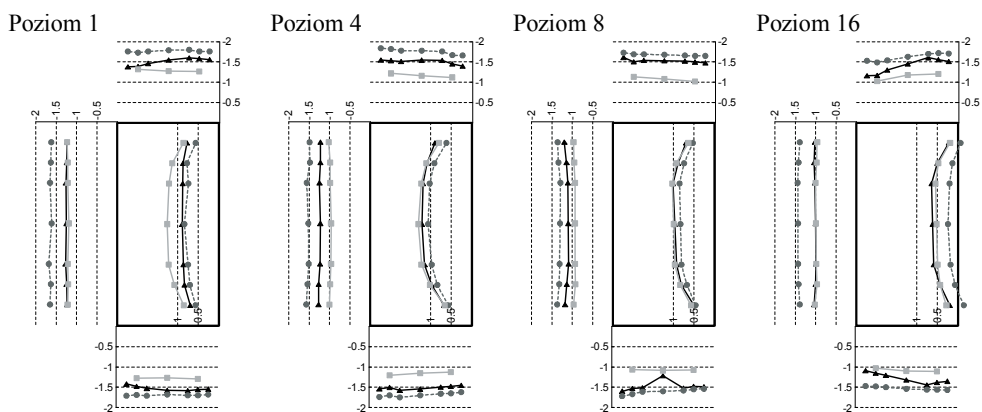
Wszystkie przypadki zestawiono w załączniku nr 4.

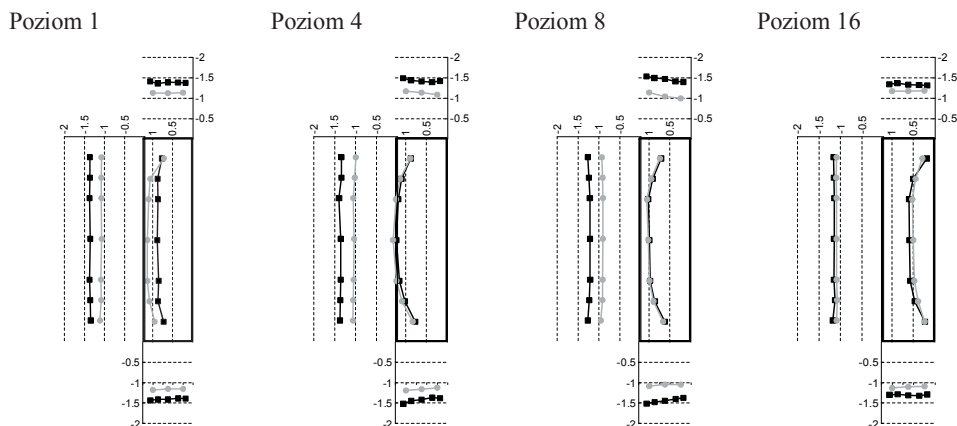


Rys. 83. Współczynnik C_p , $D/B = 2$, poziom 1, $\alpha_w = 0^\circ$, różne profile, \blacktriangle – model R1, \bullet – model R3, \blacksquare – model R5.

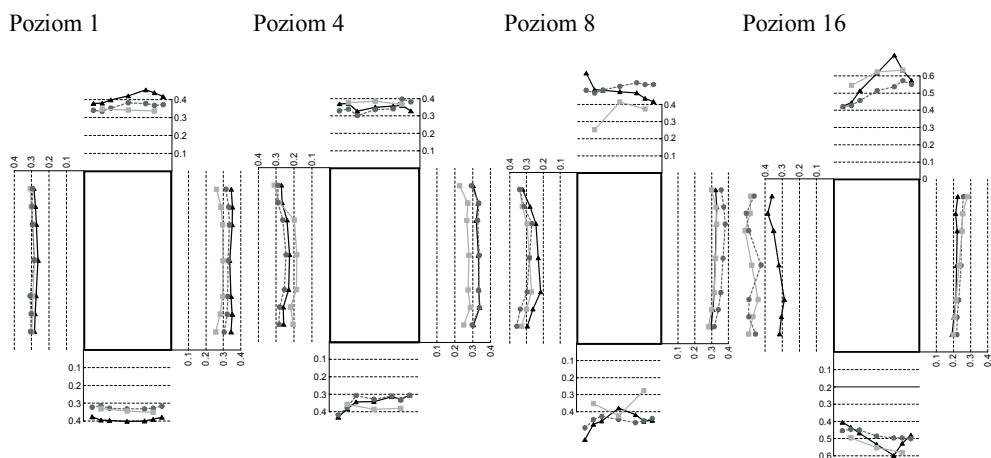


Rys. 84. Współczynnik C_p , $D/B = 4$, poziom 1, $\alpha_w = 0^\circ$, różne profile, \blacksquare – model R2, \bullet – model R4.

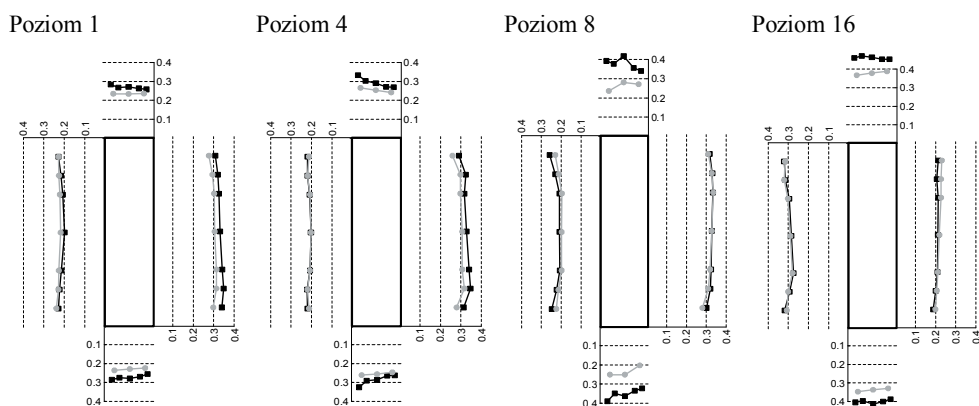

 Rys. 85. Współczynnik σ_p , $D/B = 2$, poziom 1, $\alpha_w = 0^\circ$, różne profile. Oznaczenia jak na Rys. 83.

 Rys. 86. Współczynnik σ_p , $D/B = 4$, poziom 1, $\alpha_w = 0^\circ$, różne profile. Oznaczenia jak na Rys. 84.

 Rys. 87. Współczynnik C_p , $D/B = 2$, profil 3, $\alpha_w = 0^\circ$, różne poziomy. Oznaczenia jak na Rys. 83.



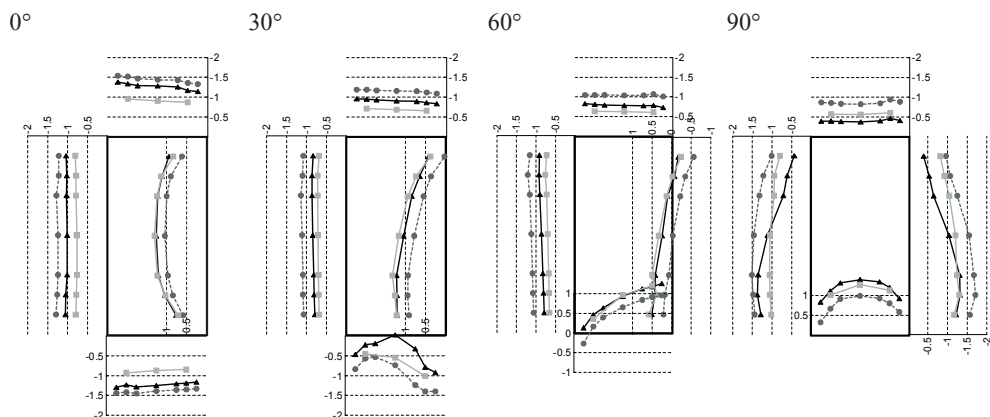
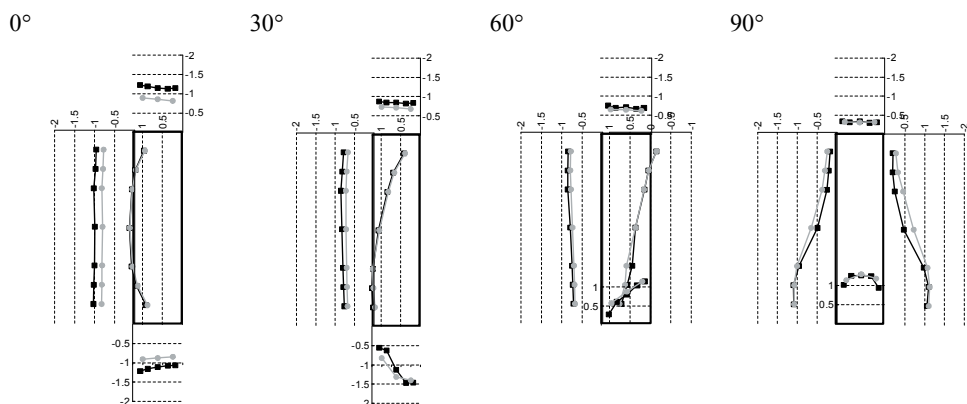
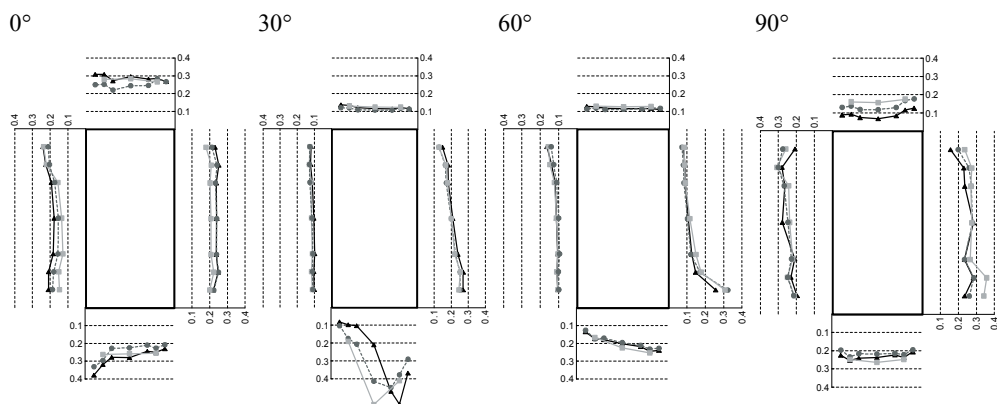
Rys. 88. Współczynnik C_p , $D/B = 4$, profil 3, $\alpha_w = 0^\circ$, różne poziomy. Oznaczenia jak na Rys. 84.

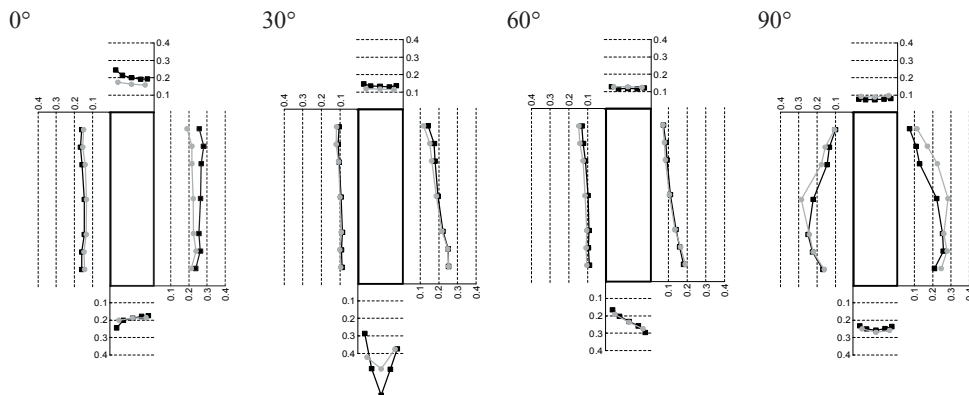


Rys. 89. Współczynnik σ_p , $D/B = 2$, profil 3, $\alpha_w = 0^\circ$, różne poziomy. Oznaczenia jak na Rys. 83.



Rys. 90. Współczynnik σ_p , $D/B = 4$, profil 3, $\alpha_w = 0^\circ$, różne poziomy. Oznaczenia jak na Rys. 84.


 Rys. 91. Współczynnik C_p , $D/B = 2$, profil 5, poziom 4, różne α_w . Oznaczenia jak na Rys. 83.

 Rys. 92. Współczynnik C_p , $D/B = 4$, profil 5, poziom 4, różne α_w . Oznaczenia jak na Rys. 84.

 Rys. 93. Współczynnik σ_p , $D/B = 2$, profil 5, poziom 4, różne α_w . Oznaczenia jak na Rys. 83.



Rys. 94. Współczynnik σ_p , $D/B = 4$, profil 5, poziom 4, różne α_w . Oznaczenia jak na Rys. 84.

10.4.6.2. Analiza zmian obwodowych C_p na modelach o smukłości $D/B = 2$

Na podstawie Rys. 83–94 oraz pozostałych zamieszczonych w załączniku 4, można sformułować kilka spostrzeżeń, które przedstawiono dla kolejnych kątów natarcia, wymieniając tylko charakterystyczne zmiany na poszczególnych ścianach.

• $\alpha_w = 0^\circ$.

A – największe wartości współczynnika parcia występują na modelu R5, następnie R1 i R3, prawie w każdym przypadku przepływu i na każdym poziomie. Wyjątkiem są poziomy dolne, na których największe parcie występuje dla R1. Różnice między modelami są znaczne w okolicach wierzchołków, maleją w częściach środkowych i znowu lekko rosną przy podstawach. Parcie jest największe zawsze w środku ściany i spada w kierunku krawędzi z płaszczyznami bocznymi. Największe rozbieżności w wartościach C_p występują dla profili p2 i p6 najmniejsze dla p1, a więc przepływu o najniższej turbulencji. **B i D** – ssanie jest największe dla R3 i R1, najmniejsze dla R5. Najbardziej zmieniające się wartości wzdłuż szerokości występują dla modelu R1, choć charakter tych zmian na różnych poziomach jest inny, największe są na poziomach 1 i 16, a więc przy wierzchołku i podstawie. **C** – wartości różnią się znacząco, największe ssanie jest dla modelu R3, następnie R1 i najmniejsze dla R5, prawie w każdym wariancie przepływu. Wzdłuż szerokości boku występują małe różnice współczynników ssania. W przypadku ścian bocznych i tylnej, wartości między modelami różnią się, najmniej w przypadku przepływu p1, zaś dla pozostałych profili te różnice są większe i podobne do siebie.

• $\alpha_w = 15^\circ$.

D – występuje duży wzrost ssania w okolicach wierzchołka, który jest widoczny przy krawędzi nawietrznej i największy dla modelu R1, szczególnie na poziomie najwyższym 1. Ten efekt zaznacza się w mniejszym stopniu również na poziomach niższych. **A** – występuje parcie, które jest większe przy krawędzi nawietrznej z D.

• $\alpha_w = 30^\circ$.

D – przy krawędzi nawietrznej z A pojawia się wysokie ssanie, które spada w kierunku środka ściany, po czym znowu rośnie w kierunku krawędzi zawietrznej. Taka tendencja jest wyraźniejsza na poziomach górnych.

- $\alpha_w = 45^\circ$.

A – ssanie pojawia się przy krawędzi zawietrznej z **B**, przy czym największy jego obszar jest w przypadku profilu p1. **D** – pojawia się parcie, na dolnych poziomach na mniejszym obszarze, w porównaniu do poziomów górnych. Tam gdzie występuje parcie jest ono z reguły najwyższe dla modelu R5.

- $\alpha_w = 60^\circ$.

D – na prawie całej powierzchni występuje parcie, jedynie przy krawędzi zawietrznej jest ssanie. Dla modelu R5 parcie jest na całej ścianie, tylko na poziomach dolnych wciąż zmierzono ssanie. **A** – na połowie powierzchni, przy krawędzi nawietrznej z **D** jest parcie, na pozostałej części ssanie. Na poziomach niższych są większe obszary parcia niż ssania.

- $\alpha_w = 75^\circ$.

A – na całym obszarze ściany występuje tylko ssanie, przy czym jest ono największe przy krawędzi nawietrznej, następnie spada, by znowu nieznacznie wzrosnąć przy krawędzi zawietrznej. Na wyższych poziomach jest to lepiej widoczne. Wzrost ssania jest podobny jak dla kątów natarcia $\alpha_w = 15^\circ$ – 30° na ścianie **D**, z tym, że w tym przypadku jest mniej wyraźny. **D** – występuje tylko parcie, za wyjątkiem najniższych poziomów, gdzie przy krawędzi zawietrznej pojawia się jeszcze ssanie. Zaznacza się bardzo wyraźny wzrost parcia przy krawędzi nawietrznej, pojawiający się w zasadzie od kąta 45° , podczas gdy na ścianie **A**, dla kątów $\alpha_w = 15^\circ$ – 45° , ten wzrost również ma miejsce, jednak w mniejszym stopniu.

- $\alpha_w = 90^\circ$.

D – największe C_p zmierzono dla modelu R5, przy czym różnice między prostopadłościanami są lepiej zaznaczone na poziomach wyższych i są wyraźniejsze niż dla kąta $\alpha_w = 0^\circ$ i ściany **A**. **B** (ściana zawietrzna) oraz **A** i **C** (ściany boczne) – różnice są również większe niż dla analogicznych ścian przy kącie 0° . Wzdłuż płaszczyzn bocznych występuje duża zmienność współczynnika, przy czym najmniejsza dla R5, podobnie jak dla $\alpha_w = 0^\circ$. Zmiany wzdłuż ścian maleją, wraz ze spadkiem wysokości położenia przekroju.

10.4.6.3. Analiza zmian obwodowych C_p na modelach o smukłości $D/B = 4$

Podobnie jak w przypadku modeli $D/B = 2$, przeprowadzono analizę zmian współczynnika C_p , dla kolejnych kątów natarcia, podając ich charakterystyczne zmiany i tendencje.

- $\alpha_w = 0^\circ$.

Różnice między modelami są wyraźne na każdej ze ścian. **A** – parcie jest większe dla modelu R4. Występuje duża zmienność wartości wzdłuż długości boku, podobnie jak dla modeli o $D/B = 2$. Różnice w parciu między modelami są najlepiej widoczne na poziomach górnych i przy zamocowaniu, na środkowym odcinku wysokości wartości się do siebie bardzo zbliżają. **B** i **D** (ściany boczne) i **C** (ściana zawietrzna) – ssanie jest większe dla modelu R2. Wartości, w porównaniu do modeli $D/B = 2$, zmieniają się nieznacznie, przy czym tendencje zmian są bardzo podobne dla R2 i R4. Różnice są wyraźne wzdłuż całej wysokości modeli i w przypadku każdego wariantu przepływu.

- $\alpha_w = 15^\circ$.

A – podobnie jak w przypadku modeli $D/B = 2$ występuje wzrost parcia, a na **D** wzrost ssania przy krawędzi łączącej obie ściany. Efekt jest widoczny głównie dla modelu R2, zaś

w przypadku R4 również występuje, ale jest raczej nieznaczny, ponadto jest wyraźny tylko na poziomach najwyższych, im niżej położony jest przekrój, tym kształt krzywych opisujących współczynniki C_p jest zbliżony do tych dla kąta $\alpha_w = 0^\circ$. Wartości na wszystkich ścianach zbliżają się do siebie, poza poziomem najwyższym, na którym różnice między modelami są największe.

- $\alpha_w = 30^\circ$.

D – występuje wyraźny wzrost ssania w przypadku obu modeli. Dla prostopadłościaków R5 ($D/B = 2$) i R4 ($D/B = 4$) można zauważyć, że wzrost pojawia się dla kąta wyższego ($\alpha_w = 30^\circ$), niż w przypadku modeli większych ($\alpha_w = 15^\circ$). Efekt ten jest słabszy w miarę zbliżania się w kierunku podstawy. Na fasadzie D wciąż występuje tylko ssanie.

- $\alpha_w = 45^\circ$.

A – pojawia się ssanie przy krawędzi zawietrznej z B. **D** – przy wierzchołkach, na przeważającej szerokości ściany zmierzono parcie, którego obszar zmniejsza się wraz z obniżaniem poziomu pomiarowego, by na najniższych występowało tylko ssanie.

- $\alpha_w = 60^\circ$.

A – na większej części płaszczyzny jest parcie, ssanie pojawia się tylko przy krawędzi z B. Wartości C_p między modelami na wszystkich ścianach są do siebie bardzo zbliżone. **D** – na całej powierzchni występuje parcie (za wyjątkiem poziomów najniższych), które bardzo znacznie zmienia wartości wzdłuż obwodu.

- $\alpha_w = 75^\circ$.

A – przy krawędzi nawietrznej z D pojawia się wzrost ssania, które przechodzi w niektórych przypadkach przepływu w parcie, by w pobliżu krawędzi ze ścianą zawietrzną B ponownie znacząco wzrosnąć. Taki rozkład jest widoczny wzdłuż całej wysokości obu modeli, przy czym najslabiej na poziomach najniższych. **D** – parcie rozkłada się podobnie jak w przypadku kąta $\alpha_w = 60^\circ$. W zasadzie, na każdej powierzchni pojawiają się większe różnice w wartościach między modelami, niż dla mniejszych kątów natarcia. Występują ponadto większe zmiany ssania wzdłuż ściany C, która staje się boczną.

- $\alpha_w = 90^\circ$.

Różnice wartości między modelami wydają się mniejsze niż ma to miejsce w przypadku modeli $D/B = 2$ i są one lepiej widoczne na poziomach wyższych. **A** i **C** (ściany boczne, dłuższe) – na poziomach wyższych występuje, wyraźniejsza niż w przypadku modeli o smukłości 2, zmiana wartości współczynników wzdłuż szerokości ścian. Różnice się zmniejszają wraz z wysokością położenia przekroju. Zmiana wzdłuż obwodu jest również mniejsza na poziomach niższych. Porównując oba modele widać, że tam gdzie występuje parcie (**D**), jest ono podobne między dwoma obiektami, natomiast ssanie jest większe zawsze dla modelu R4.

10.4.6.4. Analiza zmian obwodowych σ_p na modelach o smukłości $D/B = 2$

W niniejszym podrozdziale przeprowadzono analizę charakterystycznych zmian odchylenia standardowego współczynnika ciśnienia σ_p , dla modeli z grupy $D/B = 2$.

- $\alpha_w = 0^\circ$.

A – największe σ_p występuje w przypadku modelu R1, następnie R3 i najmniejsze dla R5. Największe różnice między modelami są na poziomach górnych i maleją wraz z wysokością.

W porównaniu do rozkładów C_p wzdłuż szerokości tej ściany istnieją mniejsze różnice wartości wzdłuż obwodu, a największe odchylenia obliczono w punktach maksymalnego parcia. Różnice między modelami wydają się większe w przypadku przepływów o dużej turbulencji (p4, p5, p6). **B** i **D** – różnice σ_p między modelami są duże. Na górnych poziomach największe wartości są dla R1, następnie R3 i R5, na niższych kolejność jest różna. Na poziomach niższych różnice są większe, w każdym przypadku przepływu. **C** – największe σ_p jest przeważnie dla modelu R5, następnie R3 i R1. Różnice, podobnie jak na ścianach bocznych, są wyraźne, szczególnie na poziomach wyższych i przy podstawach, gdzie widać duże zaburzenia wartości σ_p , które w środkowych segmentach zbliżają się do siebie.

- $\alpha_w = 15^\circ$.

A – największe parcie uzyskano dla R1, następnie R3 i R5. Różnice między modelami są mniejsze na niższych poziomach. **B** i **C** – największe σ_p jest dla modelu R5, następnie R3 i R1. Różnice są duże, na środkowych poziomach maleją i przy podstawach znowu rosną. **D** – na poziomie najwyższym 1 pojawia się bardzo duży wzrost σ_p przy krawędzi ze ścianą A, szczególnie w przypadku R1, niżej, wartości w okolicach tej krawędzi spadają.

- $\alpha_w = 30^\circ$.

A – współczynniki między modelami są bardzo zbliżone i rosną w kierunku krawędzi nawietrznej z D. **B** i **C** – istnieje podobna tendencja jak dla kąta $\alpha_w = 15^\circ$, a wartości są wciąż relatywnie stałe wzdłuż szerokości ścian. **D** – zmierzono jeszcze wyraźniejszy wzrost σ_p w kierunku krawędzi z A i jego spadek bezpośrednio przy tej krawędzi. Największe zmiany występują dla modelu R1 wzdłuż szerokości ściany, a σ_p dla tego modelu osiąga przeważnie wartości najmniejsze przy krawędzi zawietrznej z C i największe przy krawędzi nawietrznej z A.

- $\alpha_w = 45^\circ$.

A – wartości są podobne między modelami wzdłuż całej wysokości, a wzrost w kierunku krawędzi z D jest większy, niż dla $\alpha_w = 30^\circ$. **B** i **C** – tendencja wciąż jest podobna jak dla kątów $\alpha_w = 15^\circ$ – 30° . **D** – charakter zmian wzdłuż szerokości ściany jest nieznacznie inny – występuje ciągły wzrost w kierunku krawędzi nawietrznej z A, intensywniejszy przy tej krawędzi, a wartości między modelami są dość zbliżone.

- $\alpha_w = 60^\circ$.

A – przy krawędzi z D występuje znaczny wzrost σ_p , a wartości między modelami są podobne. **B** i **C** – różnice są wciąż znaczne, a ponadto wartości zaczynają się intensywniej zmieniać wzdłuż szerokości. Kolejność jest następująca: największe wartości są dla R5, następnie R3 i R1. **D** – wciąż występuje wzrost σ_p w kierunku krawędzi z A, ale dużo mniejszy niż w przypadku kąta $\alpha_w = 45^\circ$, a wartości między modelami są do siebie zbliżone.

- $\alpha_w = 75^\circ$.

A – występuje duży wzrost σ_p w kierunku krawędzi z D, natomiast w bezpośredniej bliskości tej krawędzi pojawia się spadek, głównie na poziomach dolnych. Różnice między modelami są duże, największe wartości obliczono dla R5, następnie R3 i R1, a przy krawędzi z D największe dla R1. **B** i **C** – niezależnie od poziomu pomiarowego występują duże różnice σ_p między modelami. **D** – wartości między modelami są zbliżone i zmiany wzdłuż szerokości boku są mniejsze.

- $\alpha_w = 90^\circ$.

D – na ścianie występuje parcie, a odchylenia σ_p są zbliżone między modelami i wzdłuż szerokości ściany. Największe σ_p jest dla modelu R1, następnie dla R3, a najmniejsze dla R5 na poziomach górnych, zaś na środkowych i dolnych kolejność się zmienia, ale wartości są zbliżone. **A** i **C** – wyznaczono duże różnice między modelami i wzdłuż szerokości ścian. Największe σ_p obliczono dla R5 i R3, najmniejsze dla R1, choć ta kolejność w przypadku kilku poziomów jest inna. Zmiany σ_p wzdłuż szerokości, na różnych poziomach mają różny charakter, przy czym największe są na poziomach górnych i dolnych. **B** – występują znaczne różnice między modelami, najwyraźniejsze dla profilu p2, które maleją na poziomach dolnych. Wartości są stosunkowo stałe wzdłuż szerokości, najmniejsze w środku i zwiększają się w kierunku krawędzi.

We wszystkich przypadkach, na każdej ze ścian i każdym poziomie, największe wartości odchyżeń standardowych i różnice między nimi występują dla wariantu przepływu p2.

10.4.6.5. Analiza zmian obwodowych σ_p na modelach o smukłości $D/B = 1:4$

Analogiczną analizę wykonano również dla modeli z grupy $D/B = 4$.

- $\alpha_w = 0^\circ$.

A – wartości σ_p są dość zbliżone między modelami, wyższe przeważnie w przypadku R2, większe różnice są na poziomach dolnych i górnych oraz dla profili p5 i p6. Na poziomach górnych i środkowych występuje spadek σ_p w kierunku obu krawędzi. Przy podstawach wartości są mniej zmienne wzdłuż szerokości, szczególnie dla modelu R4. **B** i **D** – występują, relatywnie w stosunku do innych ścian, największe różnice między modelami, głównie na poziomach dolnych i środkowych. Wartości spadają w kierunku krawędzi zewnętrznej, a wyższe są zawsze w przypadku R2. Najbardziej zbliżone σ_p , uzyskano dla profilu p1, za wyjątkiem poziomów dolnych. **C** – większe różnice między modelami występują przy podstawach, podczas gdy na górnych poziomach wartości są podobne. Większe odchylenia standardowe przy wierzchołkach są dla R4, podczas gdy przy podstawach, w niektórych przypadkach dla R2.

- $\alpha_w = 15^\circ$.

A – występują nieznaczne różnice odchyżeń σ_p między modelami, przy czym są one mniejsze przy podstawach. Wartości rosną w kierunku krawędzi z D i są większe dla modelu R2. **B** i **C** – współczynniki są przeważnie większe w przypadku R4, na ścianie B wartości maleją w kierunku krawędzi z A, zaś na C są niemal stałe. **D** – na poziomie 1 wartości rosną w kierunku krawędzi z A, zaś w niższych przekrojach, rosną i następnie przy samej krawędzi z A maleją. Większe wartości uzyskano dla modelu R2.

- $\alpha_w = 30^\circ$.

A – występuje wzrost wartości w kierunku krawędzi z D. Większe odchylenia σ_p uzyskano dla R2, a na poziomach niższych dla R4. Różnice między modelami są małe, największe przy wierzchołkach. **B** – wartości są stosunkowo stałe wzdłuż obwodu, ze spadkiem w kierunku ściany A na poziomach dolnych. Większe odchylenia standardowe są dla R4, a różnice między modelami są dość znaczne. **C** – występują największe rozbieżności między prostopadłościanami, a wartości σ_p są wyższe w przypadku R4 i stałe wzdłuż sze-

rokości. **D** – pojawia się gwałtowny wzrost σ_p w kierunku krawędzi z A i spadek w bezpośredniej bliskości tej krawędzi. W przypadku R2 występuje większy wzrost, wartości na części ściany blisko krawędzi z C są większe dla R4, zaś na drugiej części dla R2.

- $\alpha_w = 45^\circ$.

A – wartości σ_p są wciąż podobne, nieznacznie większe dla R5 i rosną w kierunku krawędzi z D w większym stopniu, niż dla kąta $\alpha_w = 30^\circ$. **B** – obliczono stałe wartości współczynników, większe dla R4. **C** – można zauważyć lekką tendencję spadku wykresów odchylenia standardowego w kierunku krawędzi z D, a większe wartości są dla R4. Na powierzchniach B i C wyznaczono dość duże różnice między modelami, największe przy podstawach, najmniejsze w środku wysokości. **D** – wartości rosną w kierunku krawędzi z A, przy czym wzrost jest szybszy blisko tej krawędzi i nie maleje przy niej, jak to miało miejsce dla kątów poprzednich. Największy wzrost występuje w segmentach środkowych. Wyższe wartości σ_p otrzymano dla R4, ale różnice są stosunkowo niewielkie, największe przy podstawach prostopadłościanów.

- $\alpha_w = 60^\circ$.

A – wartości σ_p są podobne, większe są dla R4 i rosną w kierunku krawędzi z D, szybciej przy samej krawędzi, przy czym najmniejszy wzrost jest na poziomach górnych. **B** – wartości są stałe, za wyjątkiem poziomów dolnych, gdzie spadają w kierunku krawędzi z A. Odchylenia σ_p różnią się znacznie i są większe dla prostopadłościanu R4. **C** – wartości także różnią się między modelami, większe są dla R4 i mają lekką tendencję spadkową w kierunku krawędzi z D. **D** – można zauważyć niemal liniowy wzrost σ_p w kierunku krawędzi z A, mniejszy niż dla kąta $\alpha_w = 45^\circ$. Wartości są podobne, nieznacznie większe dla R2. Największe różnice między modelami obliczono na poziomach dolnych.

- $\alpha_w = 75^\circ$.

A – pojawia się gwałtowny wzrost σ_p w kierunku krawędzi z D. Wartości są podobne, ale wyraźniejsze różnice między modelami są przy samej krawędzi z D, gdzie większe jest R4. Odchylenia standardowe są bardziej zbliżone do siebie i mniej wzrastają wzdłuż szerokości ściany na poziomach dolnych. **B** – odchylenia są stałe, a różnice między modelami znaczne, większe w przypadku R4. **C** – występują znaczne zmiany σ_p wzdłuż szerokości, na górnych poziomach, w niektórych przypadkach większe jest R2, czasem R4, na środkowych i dolnych większe jest R4. **D** – wartości wciąż rosną w kierunku krawędzi z A, ale wolniej przy tej krawędzi. W większości przypadków (za wyjątkiem p2) odchylenia są do siebie bardzo podobne i nieznacznie większe dla R4.

- $\alpha_w = 90^\circ$.

A i C – wyznaczono duże rozbieżności między modelami, większe σ_p uzyskano dla R4. Wartości rosną w kierunku ściany nawietrznej D i przy samej krawędzi spadają. Różnice między modelami są mniejsze przy podstawach. **B** – wartości są podobne, nieznacznie wyższe dla R4, a większe różnice widać na poziomach górnych. Odchylenia standardowe są stałe wzdłuż szerokości ściany. **D** – wartości σ_p są podobne między modelami, nieznacznie większe dla R4 i spadają od środka w kierunku obu krawędzi.

Uogólniając, największe różnice we wszystkich wariantach wydają się występować w przypadku przepływu p2, dla którego obliczono też największe wartości σ_p .

10.5. Zmiany współczynników C_p i σ_p w przekrojach pionowych

10.5.1. Przykładowe wyniki

Warto zwrócić uwagę na bardzo znaczne wahania wartości współczynników średniego ciśnienia C_p i jego odchylenia standardowego σ_p , które występują wzdłuż wysokości modeli i są spowodowane przez oczywisty wpływ zmieniającej się, zgodnie z profilem, średniej prędkości wiatru z jednej strony i zaburzeniami spowodowanymi swobodnym wierzchołkiem prostopadłościannów i chropowatością podłoża, z drugiej. Dodatkowych informacji, na temat zależności współczynników C_p i σ_p od struktury wiatru wzdłuż wysokości modeli, dostarczają Rys. 96–97 i Rys. 98–99, na których zestawiono zmiany wzdłuż trzech linii pionowych należących do poszczególnych ścian – w środku oraz maksymalnie zbliżonych do obu krawędzi, według schematów pokazanych na Rys. 95. Jak się okazuje, wartości C_p i σ_p różnią się dość znacznie między sobą, nawet w różnych przekrojach pionowych na tej samej ścianie. Zestawienie wszystkich analizowanych przypadków znajduje się w załączniku nr 5.

10.5.2. Weryfikacja rozkładów pionowych na podstawie innych badań

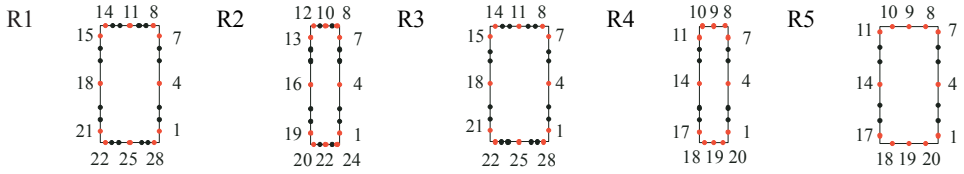
Rozkłady pionowe współczynników średniego ciśnienia C_p i odchylenia standardowego σ_p , wyznaczone w badaniach własnych, dla modeli R1 i R5, w ustawieniu $\alpha_w = 0^\circ$ i $\alpha_w = 45^\circ$, porównano z wynikami uzyskanymi przez innych autorów (Rys. 100–102). W literaturze niewiele jest danych dotyczących tego zagadnienia, wyniki są głównie podawane dla modeli o przekrojach poziomych $D/B = 1$, żadne nie dotyczą smukłości $D/B = 2$ (0,5) i $D/B = 4$ (0,25) (w badaniach własnych odpowiadających $\alpha_w = 90^\circ$ i $\alpha_w = 0^\circ$). Wyjątek stanowi eksperyment przeprowadzony przez Montazerri i Blockena (2013) dla przekroju $D/B = 0,417$, ale budynku średniej wysokości, który posłużył walidacji przeprowadzonych symulacji CFD. Reasumując, w porównaniach wykorzystano dane pochodzące z następujących prac, podając wyniki badań, których konfiguracja jest maksymalnie zbliżona do założeń przyjętych w badaniach własnych:

- Sitheeq i in. (1997), $D/B/H = 1/1/2,5$, przepływ 3D, $\alpha = 0,28$, trzy różne zakresy I_u i L_u . Rozkłady C_p i C_p' (σ_p) dla $\alpha_w = 0^\circ$, wzdłuż linii pionowych przy krawędzi i w środku ściany nawietrznej oraz zawietrznej.
- Montazerri i Blocken (2013), $D/B/H = 1/2,4/2$, przepływ 3D, teren otwarty, $z_0 = 0,25$ m. Rozkłady C_p , dla $\alpha_w = 0^\circ$ i $\alpha_w = 45^\circ$, wzdłuż linii pionowych przy krawędziach oraz w środku ściany nawietrznej i zawietrznej.
- Tamura Y. i in. (2008), $D/B/H = 1/1/4$, przepływ 3D, $\alpha = 0,25$, za Kawai (1982). Rozkłady C_p i C_p' (σ_p), dla $\alpha_w = 0^\circ$, wzdłuż linii pionowych w środku każdej ściany.

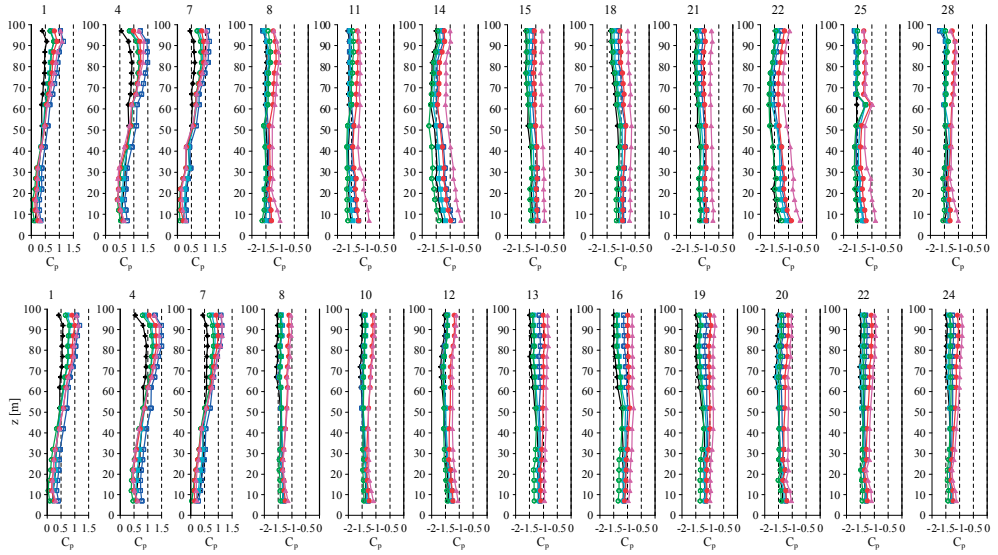
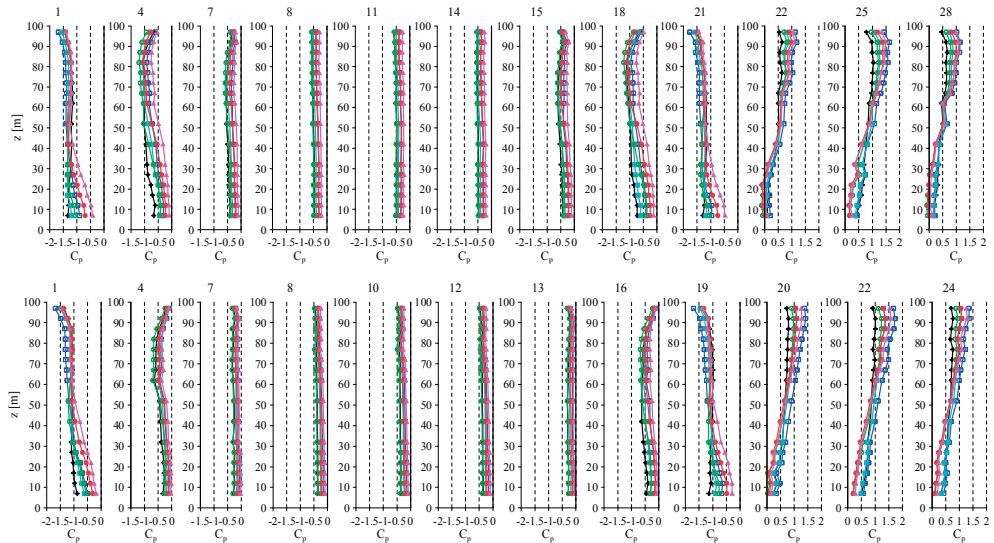
Na podstawie Rys. 100–102 można stwierdzić, że wyniki pomiarów własnych są poprawne i podobne do uzyskanych w innych doświadczeniach.

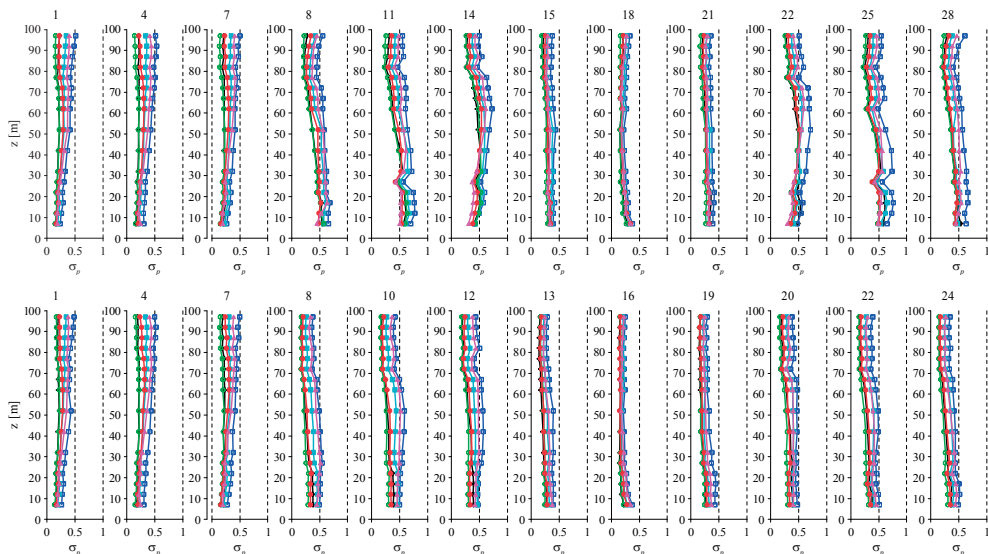
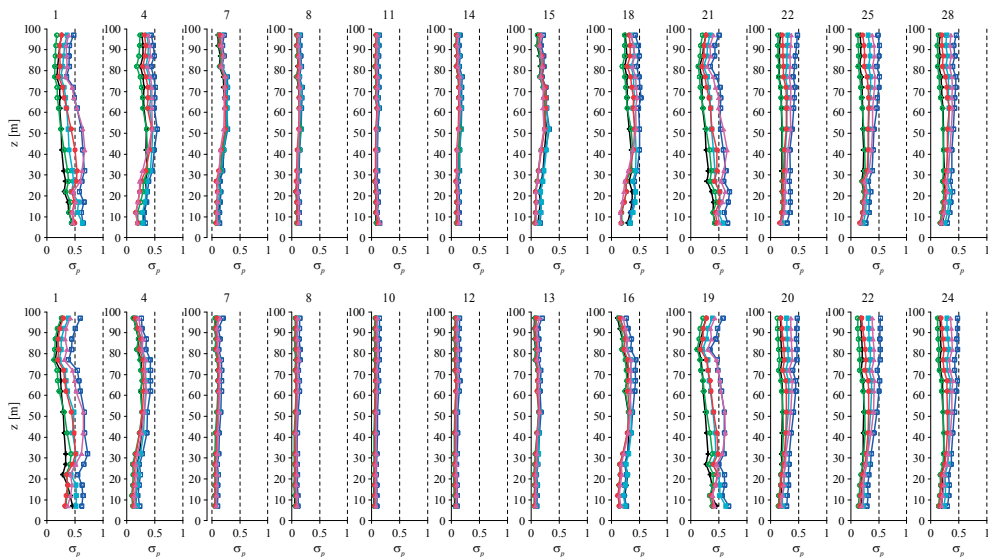
10.5.3. Analiza zmian C_p w przekrojach pionowych

Analizę zmian pionowych współczynników średniego ciśnienia C_p , przeprowadzono dla wszystkich analizowanych kątów natarcia wiatru α_w oraz wszystkich ścian, przedstawiając charakterystyczne cechy i tendencje tych zmian w rozpatrywanych konfiguracjach.



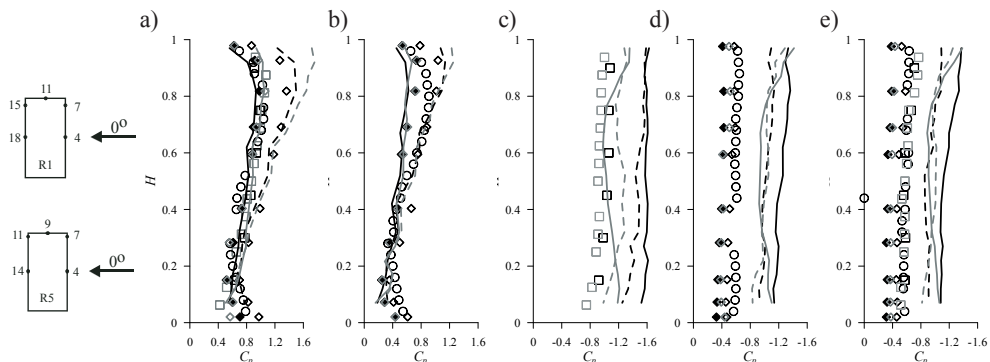
Rys. 95. Oznaczenie numeracji punktów pomiarowych w przekrojach poziomych modeli.


 Rys. 96. Rozkłady pionowe C_p , p1-p6, $\alpha_w = 0^\circ$, R1 (górną), R2 (dół), Oznaczenia: \blacktriangle – profil 1, \square – profil 2, \blacksquare – profil 3, \circ – profil 4, \bullet – profil 5, \blacktriangle – profil 6.

 Rys. 97. Rozkłady pionowe C_p , p1-p6, $\alpha_w = 90^\circ$, R1 (górną), R2 (dół). Oznaczenia jak na Rys. 96.

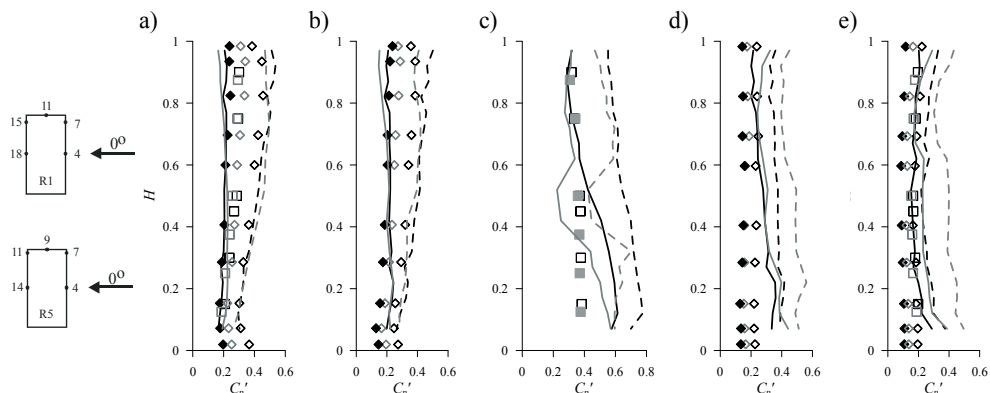

 Rys. 98. Rozkłady pionowe σ_p , p1–p6, $\alpha_w = 0^\circ$, R1 (góra), R2 (dół). Oznaczenia jak na Rys. 96.

 Rys. 99. Rozkłady pionowe σ_p , p1–p6, $\alpha_w = 90^\circ$, R1 (góra), R2 (dół). Oznaczenia jak na Rys. 96.

• $\alpha_w = 0^\circ$.

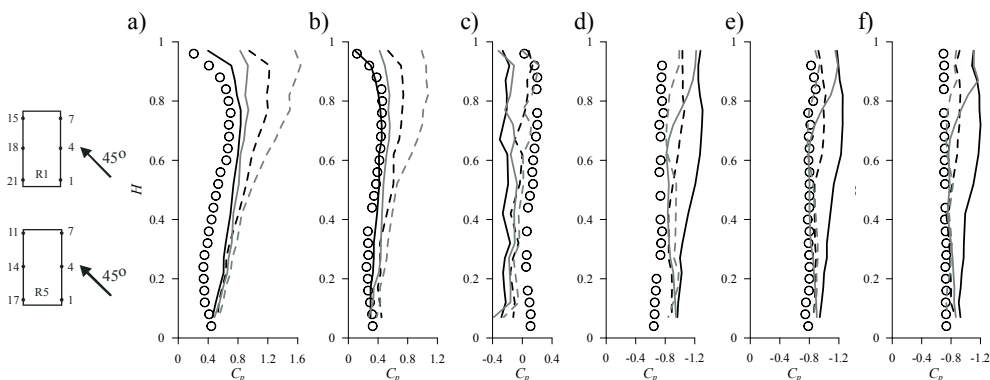
A – można zaobserwować dużą zmienność współczynników C_p i znaczne różnice między profilami. Najwyższe wartości C_p zostały osiągnięte w kolejności dla wariantów: p2, p6, p5, p4, p3, p1, przy czym największe wzdłuż całej wysokości dla p2, a przykładowo p5 i p6 z największych na górze przechodzą w najmniejsze przy podstawach. Najmniej zmienne wzdłuż wysokości współczynniki występują przy profilu p1. Większe zmiany pojawiają się w środku ściany A niż przy jej krawędziach.



Rys. 100. Zmiany pionowe C_p , $\alpha_w = 0^\circ$, wzdłuż przekrojów pionowych: a) 4(4), b) 7(7), c) 11(9), d) 15(11), e) 18(14), linia czarna – R1, profil 1 (ciągła), profil 2 (przerywana), linia szara – R5, profil 1 (ciągła), profil 2 (przerywana), \diamond , \square , \circ – Sitheeq i in. (1997), $D/B/H = 1/1/2, 5$, $\alpha = 0,28$, różna turbulencja, \circ – Montazeri i Blocken (2013), $D/B = 1/2, 4/2$, \square , \square – Tamura Y. i in. (2008), $D/B/H = 1/1/4$, $\alpha = 0,25$.



Rys. 101. Zmiany pionowe C_p' , $\alpha_w = 0^\circ$, wzdłuż przekrojów pionowych: a) 4(4), b) 7(7), c) 11(9), d) 15(11), e) 18(14). Oznaczenia jak na Rys. 100.



Rys. 102. Zmiany pionowe C_p , $\alpha_w = 45^\circ$, wzdłuż przekrojów pionowych: a) 1(1), b) 4(4), c) 7(7), d) 15(11), e) 18(14), f) 21(17). Oznaczenia jak na Rys. 100.

Tendencja przebiegu krzywych opisujących C_p jest następująca: od wierzchołka, do ok. 80–90 cm, współczynnik wzrasta (najsłabiej w przypadku R5), następnie spada i w dolnej części możliwy jest ponowny niewielki jego wzrost, od wysokości 15–30 cm w kierunku podstawy (R1 i R2). **B** i **D** – różnice w wartościach C_p występujące między profilami są duże, natomiast wahania współczynnika w obrębie poszczególnych przepływów są nieznaczne. Największe ssanie pojawia się dla profili w kolejności: p1, p2, p3, p4, p5, p6, ale ta kolejność może się zmieniać. Dla wszystkich modeli zdecydowanie najmniejsze C_p uzyskano przy przepływach p6 i p5 wzdłuż całej wysokości. Wartości maleją przy podstawach, głównie dla p6, co widać wyraźniej na modelach $D/B = 2$ (R1, R3, R5). Dla modeli $D/B = 4$ współczynniki C_p zmieniają się wzdłuż wysokości w mniejszym stopniu. **C** – zmiany są najmniejsze, ale różnice między profilami są znaczne. Największe ssanie jest dla p1, następnie p4, p3, p2, p5, p6, choć na dole kolejność może się zmieniać, ale zawsze, w przypadkach przepływów p5 i p6 wartości pozostają najmniejsze. Dla modelu R5 współczynniki C_p maleją przy podstawie, najbardziej przy profilach p5 i p6.

- $\alpha_w = 15^\circ$.

A – w górnej części od wysokości ok. 50 cm, największe C_p zmierzono dla profili w kolejności: p2, p6, p5, p4, p3, p1, przy czym różnice między nimi są duże, natomiast na poziomach niższych wartości się wyrównują. Przepływy p4, p5, p6 dają najmniejsze współczynniki przy podstawach wszystkich modeli. **B** – zmiany są niewielkie, największe ssanie występuje w górnej części, zaś kolejność współczynników od największych jest następująca: p1, p4, p3, p2, p5, p6, różnice między nimi maleją wraz z wysokością, a na dole największe ssanie wyznaczono dla p4. Charakter zmian wzdłuż różnych przekrojów pionowych jest podobny. **C** – wartości są stosunkowo stałe, wyraźniejsze różnice występują na górze, gdzie największe ssanie jest w kolejności: p1, p3, p4, p2, p5, p6. Przy podstawie, C_p dla p1 maleje, natomiast dla p4 rośnie i jest największe, oprócz modelu R5, dla którego wciąż dla p1 zmierzono największe wartości. Najmniej zmienny wzdłuż wysokości jest profil p6 i p5, najbardziej p1. Znowu wyjątkiem jest model R5, gdzie wartości przy podłożu spadają. **D** – na prostopadłościanie R1 pojawia się raptowny spadek ssania przy wierzchołku, od ok. 85 cm w środku ściany i wzrost na tej samej wysokości, przy krawędzi ze ścianą A. Taka tendencja na innych modelach jest słabiej widoczna. Największe ssanie jest przeważnie w przypadku p4, następnie p3, p1, p2, p5, p6, ale ta kolejność się zmienia, w zależności od modelu i położenia przekroju pionowego. Zawsze, wartości C_p są najmniejsze dla p6 wzdłuż całej wysokości, zaś przy podstawie, w wielu przypadkach największe C_p uzyskano dla p3 i p4.

- $\alpha_w = 30^\circ$.

A – najwyraźniej współczynniki zmieniają się przy krawędzi z D, im dalej od krawędzi, tym wahania pionowe są mniejsze. Efekt opływu swobodnego końca widać przy wierzchołkach w postaci spadku parcia. Przy krawędzi z B, w dolnych częściach, pojawia się ssanie, głównie dla przepływów p4 i p5. Największe parcie jest dla p2, następnie p6, p5, p3, p4, p1 w obszarze górnym, na dole zaś kolejność się zmienia i p1 daje jedno z największych wartości, zaś p5, p6 i p4 najmniejszych. Najmniej wzdłuż wysokości zmieniają się współczynniki w przepływie p1, najbardziej w p5 i p6. **B** – duże różnice występują przede

wszystkim na górze, największe ssanie jest w kolejności: p1, p4, p3, p2, p5, p6, choć na dole największe jest dla p4. Wartości są względnie stałe wzdłuż wysokości, a charakter tych zmian jest podobny w różnych przekrojach pionowych. **C** – obliczono większe różnice między profilami niż na ścianie B. Największe ssanie na górze uzyskano dla p1 i p4, następnie p3, p2, p5, p6, zaś przy podstawach różnice są mniejsze, a największe ssanie jest w przypadku p4, zaś najmniejsze zawsze dla p6 i p5. Różnice wartości C_p , uzyskane dla różnych profili, są większe w częściach górnych. Współczynniki w przekrojach pionowych są względnie stałe, najmniej zmieniają się dla przepływów p5 i p6, a najbardziej dla p1, ponadto w różnych przekrojach pionowych charakter zmian jest taki sam. **D** – dla modeli R2, R4, R5, na środku ściany pojawia się gwałtowny spadek wartości C_p , od ok. 80 cm, natomiast przy krawędziach występuje ich niewielki wzrost. Największe ssanie występuje przy przepływach w kolejności: p1, p4, p3, p2, p5, p6 i ta sekwencja jest zachowana wzdłuż całej wysokości. Największe różnice C_p między profilami występują przy podstawach i tam też, mniej więcej od połowy wysokości, następuje nieznaczny spadek współczynnika ssania.

- $\alpha_w = 45^\circ$.

A – przy krawędzi ze ścianą B, wzdłuż dużej części wysokości zmierzono ssanie, przy czym dla małych modeli R4 i R5 w ich górnej części w pobliżu tej krawędzi występują duże jego wahania. Na reszcie ściany jest parcie, największe w części górnej dla: p2, p6, p5, p3, p4, p1. Różnice między profilami maleją wraz z wysokością i ponownie warianty p5 i p6 dają najmniejsze parcie, a p1 jedno z największych. Najmniej wzdłuż wysokości zmienia się współczynnik w wariancie p1, najbardziej w p5 i p6. Na środku ściany i przy krawędzi z D, od wysokości 80–90 cm w kierunku wierzchołka, wciąż widać spadek parcia spowodowany opływem 3D. **B** – większe różnice w wartościach C_p są na górze i maleją wraz ze spadkiem wysokości, a dla modeli R4 i R5, przy podstawach rosną. Największe ssanie jest w kolejności: p1, p4, p3, p2, p5, p6, wzdłuż większej części wysokości, a na dole dla p4. W pionie wyznaczono stosunkowo niewielkie wahania C_p , które w różnych przekrojach pionowych mają podobny charakter. **C** – tendencje zmian są bardzo zbliżone do występujących na ścianie B. **D** – przy krawędzi z powierzchnią A i w segmentach środkowych, wzdłuż dużej części wysokości występuje parcie (od ok. 40–70 cm dla różnych modeli). Dla większych modeli R1 i R2, przy tej krawędzi widać spadek wartości spowodowany efektem 3D. Największe parcie jest w przypadkach: p2, p6, p5, p3, p4, p1. Przy krawędzi z C, wciąż dominuje ssanie i występują jego duże wahania wzdłuż wysokości. W przekrojach pionowych najbardziej zmieniają się wartości przy krawędzi ze ścianą A.

- $\alpha_w = 60^\circ$.

A – wzdłuż całej wysokości ściany, przy krawędzi z B zmierzono ssanie, natomiast na pozostałej części występuje jeszcze parcie. Wartości w pionie zmieniają się w dużo mniejszym stopniu niż dla poprzednich kątów. Przy krawędzi z D, wciąż widać spadek parcia przy wierzchołkach, związany z opływem 3D. Parcie jest największe dla p2, następnie p6, p5, p4, p3, p1, a na dole najmniejsze dla p4 oraz p6 i p5. W przypadku modeli mniejszych R4 i R5, przy krawędzi z B, głównie w części górnej, występują duże zaburzenia współczynnika. **B** – wartości w pionie są stosunkowo stałe, najmniej zmieniają się współczynniki dla wariantów

p6 i p5, najbardziej dla p1. Ssanie, od największego, uszeregowane jest w kolejności: p1, p4, p3, p2, p5, p6, a na dole największe jest dla p4. Charakter zmian w różnych przekrojach pionowych jest podobny, różnice C_p między profilami są większe przy wierzchołkach i podstawach, a znacząco się do siebie zbliżają w częściach środkowych. **C** – charakterystyka jest podobna jak na ścianie B, ale różnice między profilami są mniejsze. **D** – parcie występuje już na większości obszaru, oprócz części dolnej przy krawędzi z powierzchnią C. Parcie wzdłuż wysokości różni się znacznie, na górze największe występuje w kolejności: p2, p6, p5, p4, p3, p1, natomiast przy podstawie p1 daje najwyższe wartości, a p6 i p5 najniższe. Najmniej wzdłuż wysokości, C_p zmienia się w wariancie przepływu p1, najbardziej w p6, p5 i p2.

- $\alpha_w = 75^\circ$.

A – na przeważającej części ściany występuje ssanie, tylko przy podstawie, przy krawędzi z D pojawia się jeszcze parcie. Na środku i przy krawędzi z D wartości są względnie stałe wzdłuż wysokości, natomiast przy krawędzi z B wyznaczono duży spadek ssania w kierunku od wierzchołków do podstaw. Najbardziej zbliżone do siebie wartości C_p są na górze, a ich sekwencja od najwyższej jest następująca: p1, p4, p3, p2, p5, p6. **B** – tendencje są podobne jak dla $\alpha_w = 60^\circ$, największe ssanie pojawia się przy przepływie p1, następnie p4, p3, p2, p5, p6, wartości są w miarę stałe wzdłuż wysokości, najmniej zmieniają się przy p5 i p6, najbardziej przy p1. **C** – pojawiają się większe wahania pionowe niż poprzednio, w części dolnej od ok. 40 cm w kierunku podstawy, ssanie spada i tam też są największe różnice między wartościami współczynników dla różnych wariantów przepływów. Największe ssanie uzyskano w kolejności: p1, p2, p3, p4, p5, p6, przy czym wyjątek stanowi dolna część ściany przy krawędzi z D, gdzie największe jest dla p4. **D** – ssanie występuje jeszcze w części dolnej, przy krawędzi ze ścianą C. Rozbieżności C_p między profilami są znaczne, największe na górze. Różnice w przekrojach pionowych, w obrębie jednego przepływu, również są znaczne. W częściach górnych i środkowych, największe parcie występuje dla: p2, p6, p5, p3, p4, p1, a na dole największe dla: p1, p2, p3 i sporo mniejsze dla: p4, p5, p6. Spadek parcia na górze, związany z efektem 3D, widoczny jest dla modeli R1, R2, R3, a więc większych, choć dla R2 ($D/B = 4$) dość słabo.

- $\alpha_w = 90^\circ$.

A i **C** – charakter zmian pionowych współczynników C_p wzdłuż różnych przekrojów pionowych jest inny, w porównaniu do poprzednich kątów. Przy krawędzi z D zmiany są duże, a wartości ssania maleją przy podstawach, gdzie występują największe różnice między profilami. Największe ssanie zmierzono dla: p2, p3, p4, p6, p5, p1 przy wierzchołkach i: p1, p3, p4, p2, p6, p5 przy podstawach, tak więc wartości zmieniają się intensywnie wzdłuż wysokości. W przekroju pionowym w środku ściany, różnice między profilami są mniejsze, ale pionowe zmiany są wciąż znaczne, uszeregowanie współczynników ssania w części górnej od największego jest następujące: p4, p6, p1, p3, p2, p5, zaś w dolnej: p1, p3, p4, p2, p5, p6. Przy krawędzi zawiętrznej z C, wartości zmieniają się najmniej wzdłuż wysokości i występują także najmniejsze różnice między profilami. Kolejność wartości współczynników ssania jest taka, jak dla pionowego przekroju środkowego. Inny jest charakter zmian C_p , spowodowanych wpływem wierzchołków, w różnych przekrojach pionowych – przy krawędzi z D występuje wzrost, na środku spadek, zaś przy krawędzi z B

zmiany są niewielkie. **B** – wartości C_p wzdłuż wysokości są stałe, największe ssanie jest dla p4, następnie p1, p3, p2, p5, p6 i zaznacza się lekka tendencja spadku współczynników od połowy wysokości w kierunku podstaw, w przypadku modeli mniejszych R4 i R5. **D** – występuje parcie, zmiany pionowe są duże, również różnice wartości C_p między profilami, szczególnie w częściach górnych, są znaczne. Największe parcie występuje przy przepływach: p2, p6, p5, p3, p4, p1 na górze, zaś na dole jedne z większych wartości pojawiają się przy p1, zaś najmniejszych przy p4, p5, p6. Najbardziej stałe wykresy C_p wzdłuż wysokości wyznaczono dla p1, zaś najbardziej zmieniają się wykresy w wariantach p5 i p6.

10.5.4. Analiza zmian σ_p w przekrojach pionowych

Zmiany σ_p w przekrojach pionowych opisano poniżej, dla kolejnych kątów natarcia wiatru, podając dla każdej ze ścian dominujące tendencje.

- $\alpha_w = 0^\circ$.

A – wartości odchyłeń σ_p rosną od podstawy w kierunku wierzchołka, różnice między profilami są znaczne, największe wartości zmierzono dla p2, następnie p6, p3, p5, p1, p4. **B i D** – kolejność wykresów jest podobna jak na ścianie A, a różnice między profilami są wyraźne. **C** – rozbieżności między wariantami przepływu i w poszczególnych przekrojach pionowych są mniejsze, a kolejność jest także podobna.

- $\alpha_w = 15^\circ$.

A – zmiany pionowe są dość znaczne. Różnice wartości σ_p między profilami na górze są wyraźne, na dole wykresy się zbiegają, a największe współczynniki zmierzono dla przypadku p2, następnie p6, p3, p5, p1, p4. **B** – występuje lekka tendencja wzrostu σ_p w kierunku podstawy, największe wartości otrzymano w kolejności: p2, p6, p3, p5, p1, p4. **C** – różnice między profilami i w pionie są wciąż niewielkie, a kolejność jest podobna jak dla $\alpha_w = 0^\circ$. **D** – występują wyraźne rozbieżności wartości współczynników między wariantami przepływu. Wzrost σ_p pojawia się na górze, głównie przy krawędzi z A, mniej wyraźnie na modelach mniejszych R4 i R5. Największe σ_p osiągnięto w kolejności profili: p2, p6, p3, p5, p1, p4.

- $\alpha_w = 30^\circ$.

A – podobnie jak dla $\alpha_w = 15^\circ$, występują spore różnice w wartościach σ_p między profilami i w przekrojach pionowych, które maleją wraz z przesuwaniem się przekroju w kierunku krawędzi z B, ponadto większe są wciąż w części dolnej. **C** – różnice są małe, a ich charakterystyka podobna jak dla kąta $\alpha_w = 15^\circ$. **D** – rozbieżności w wartościach odchyłeń są duże przy krawędzi z A i małe przy krawędzi z C. W środkowym przekroju pionowym i przy krawędzi z C, przy wierzchołkach, pojawia się znaczny spadek σ_p , natomiast przy krawędzi z A jego wzrost, który jest lepiej widoczny dla modeli dużych R1 i R2. Kolejność σ_p według profili pozostaje bez zmian w częściach górnych, a na dole wartości dość znacząco maleją, szczególnie dla przypadków p5 i p6, dla których uzyskano jedne z najmniejszych odchyłeń standardowych.

- $\alpha_w = 45^\circ$.

A – zmiany pionowe i różnice między profilami są znaczne przy krawędzi z D, ale jedne i drugie maleją w kierunku krawędzi z B. **B i C** – w dolnych częściach ścian zauważono ten-

dencja wzrostu σ_p , kolejność na górze jest podobna do tej, która była dla poprzednich kątów, ale na dole mniejsze wartości są dla profilu p1. **D** – przy krawędzi ze ścianą A występują duże rozbieżności między profilami i w przekrojach pionowych, które zmniejszają się w kierunku krawędzi z C. Największe wartości σ_p uzyskano w kolejności: p2, p6, p3, p5, p1, p4.

- $\alpha_w = 60^\circ$.

A – tylko przy krawędzi ze ścianą D zmierzono duże różnice między profilami i pionowe w obrębie jednego przepływu, w kierunku krawędzi z B jedne i drugie się wyrównują. **B i C** – tendencja jest zbliżona do opisanej dla kąta $\alpha_w = 45^\circ$, ponadto w różnych przekrojach pionowych jest podobna. **D** – różnice między profilami i w przekrojach pionowych powiększają się w stosunku do kąta 45° , a kolejność wartości σ_p pozostaje bez zmian.

- $\alpha_w = 75^\circ$.

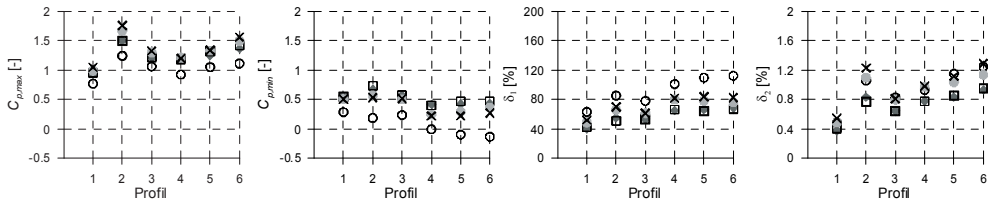
A – przy krawędzi z powierzchnią D obliczono bardzo duże różnice we współczynnikach, ale im bliżej krawędzi z B, rozbieżności między profilami i pionowe maleją. **B** – wartości w pionie są zbliżone między profilami, przy czym większe różnice są dla modeli mniejszych R4 i R5. **C** – pojawiają się znaczne wahania σ_p między wariantami przepływu. W przekrojach pionowych, od wierzchołków wartości maleją, następnie rosną na wysokości ok. 50 cm i pozostają stałe, ewentualnie nieznacznie rosną lub maleją w kierunku podstaw. **D** – różnice między profilami i pionowe są duże, większe przy krawędzi ze ścianą A.

- $\alpha_w = 90^\circ$.

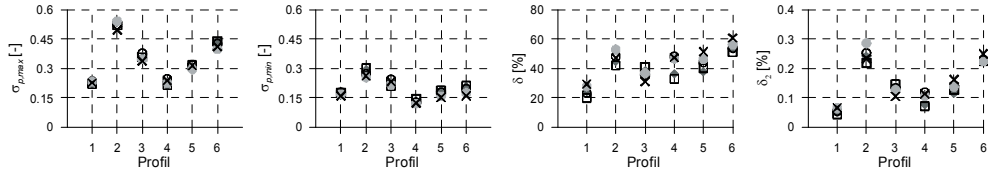
A i C – występują bardzo duże rozbieżności wartości σ_p między profilami, głównie przy krawędzi z D, które maleją wzdłuż szerokości ściany i na końcu stają się bardzo do siebie zbliżone. **B** – wyznaczono niewielkie zmiany odchyłeń w pionie i różnice między modelami, można zauważyć lekką tendencję spadku wartości w kierunku podstaw. Większe wahania współczynników wyznaczono dla małych modeli R4 i R5. **D** – różnice między profilami i zmiany pionowe są znaczne, większe przy wierzchołkach, co ciekawe warianty p6, p5 i p4 dają najmniejsze σ_p przy podstawach.

10.5.5. Ocena zmian wartości C_p i σ_p w przekrojach pionowych

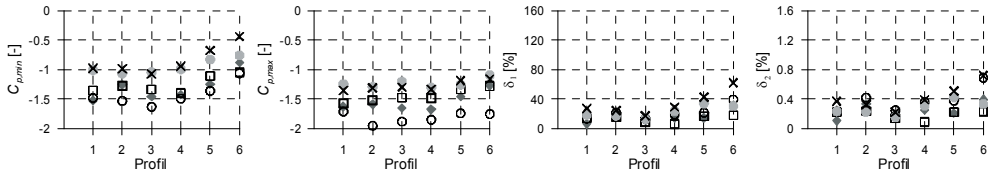
Podobnie jak w przypadku zmian obwodowych, tak i w przekrojach pionowych wyznaczono liczbowe zmiany wartości współczynników średniego ciśnienia C_p i odchyłeń standardowych σ_p , w każdym wariancie przepływu. Na Rys. 103–108 zestawiono wartości maksymalne i minimalne współczynników C_p i σ_p wyznaczone wzdłuż linii pionowych znajdujących się w środku każdej ze ścian A, B (**D** – symetryczna), C, dla kąta natarcia wiatru $\alpha_w = 0^\circ$. Jako miarę różnic między $C_{p,max}$ i $C_{p,min}$ przyjęto, zgodnie ze wzorem (10.1), różnicę względną δ_1 i bezwzględną δ_2 . W zastosowanym wzorze (10.1), $C_{p,max}$ i $C_{p,min}$ oznaczają odpowiednio maksymalną i minimalną wartość współczynnika parcia lub ssania w danym przekroju pionowym, dla rozpatrywanego kąta natarcia i dla danego wariantu struktury wiatru. Ponownie, współczynniki dotyczą wartości średnich, a nie chwilowych wyznaczonych na konkretnym kroku czasowym pomiarów. Analogicznie wyznaczono różnice w wartościach odchyłeń standardowych. Szczegółowe zestawienie, dla wszystkich przypadków, umieszczono w załączniku nr 6.



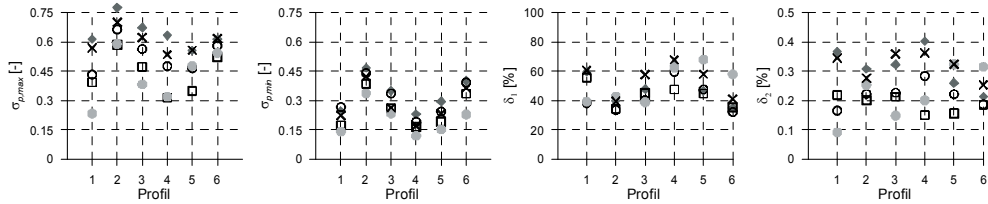
Rys. 103. Wartości $C_{p,max}$ i $C_{p,min}$ oraz δ_1 i δ_2 w środku ściany A, $\alpha_w = 0^\circ$, \blacklozenge – model R1, \square – model R2, \circ – model R3, \bullet – model R4, \times – model R5.



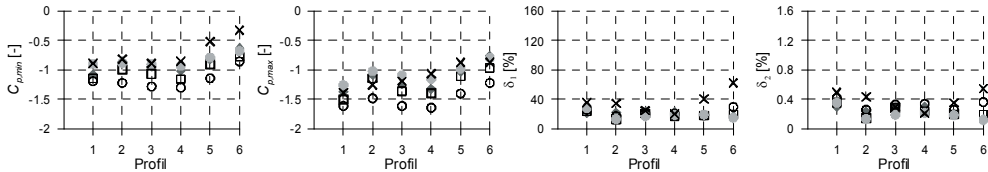
Rys. 104. Wartości $\sigma_{p,max}$ i $\sigma_{p,min}$ oraz δ_1 i δ_2 w środku ściany A, $\alpha_w = 0^\circ$. Oznaczenia jak na Rys. 103.



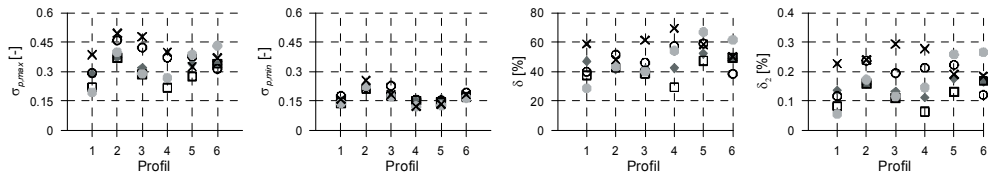
Rys. 105. Wartości $C_{p,max}$ i $C_{p,min}$ oraz δ_1 i δ_2 w środku ściany B, $\alpha_w = 0^\circ$. Oznaczenia jak na Rys. 103.



Rys. 106. Wartości $\sigma_{p,max}$ i $\sigma_{p,min}$ oraz δ_1 i δ_2 w środku ściany B, $\alpha_w = 0^\circ$. Oznaczenia jak na Rys. 103.



Rys. 107. Wartości $C_{p,max}$ i $C_{p,min}$ oraz δ_1 i δ_2 w środku ściany C, $\alpha_w = 0^\circ$. Oznaczenia jak na Rys. 103.



Rys. 108. Wartości $\sigma_{p,max}$ i $\sigma_{p,min}$ oraz δ_1 i δ_2 w środku ściany C, $\alpha_w = 0^\circ$. Oznaczenia jak na Rys. 103.

Na podstawie analizy Rys. 103–108 można sformułować kilka wniosków, dotyczących pionowych rozkładów współczynników C_p i σ_p , które przedstawiono poniżej. Przy wymienianiu kolejności profili lub modeli, w nawiasach umieszczono warianty występujące zamiennie.

- Ściana A.

Parcie występuje dla kątów 0° – 60° . Kolejność profili, dla których wartości $C_{p,max}$ maleją od największych do najmniejszych, w tym przypadku to: p2, p6, p5, p3, p4, p1, natomiast kolejność modeli to: R5, R4, R2, R1, R3. Wartości $\sigma_{p,max}$ między modelami są do siebie bardzo zbliżone, przeważnie są w kolejności: R5, R4, (R1, R3), R2. Różnice między profilami są lepiej widoczne, a kolejność jest: p2, p6, p3, p5, (p4, p1). Przy mniejszych kątach natarcia wiatru występują większe różnice.

Dla kątów 75° – 90° występuje ssanie i $C_{p,max}$ jest w kolejności (p4, p1), (p3, p5), (p2, p6), przy czym różnice między profilami są nieduże. Wyraźnie natomiast, zaznaczone są rozbieżności między modelami, największe $C_{p,max}$ występuje dla przypadku R3, następnie R5, R1, R4, R2. Jeśli chodzi o $\sigma_{p,max}$, to różnice między modelami i między profilami są dość znaczne i dobrze zaznaczone, w porównaniu do kątów 0° – 60° , dla których występowało parcie. Kolejność $\sigma_{p,max}$ jest następująca: p2, p6, p3, p5, p1, p4 i: R5, R3, R1, R4, R2.

Analizując wartości dotyczące różnic między $C_{p,max}$ i $C_{p,min}$ w ujęciu procentowym δ_1 i bezwzględny δ_2 , można stwierdzić, że gdy $\alpha_w = 0^\circ$ – 30° maksymalne różnice otrzymano w kolejności profili: p6, p5, p4, p2, p3, p1 dla δ_1 oraz: p6, (p5, p2) p4, p3, p1 dla δ_2 . Zmiany bezwzględne sięgają 1,288 (p6, $\alpha_w = 0^\circ$) i dla większych kątów maleją, największe występują dla modelu R5. Wartości δ_1 i δ_2 , między profilami i modelami, są do siebie zbliżone, nieznacznie większe rozbieżności są dla kątów 0° – 15° oraz 90° , niż dla pozostałych. Gdy $\alpha_w = 45^\circ$ – 75° , na ścianie występuje zarówno ssanie jak i parcie, kolejność profili się zmienia i nie bardzo można zauważyć jakąś dominującą prawidłowość, szczególnie w przypadku δ_1 . Przeważnie, największe różnice δ_1 są dla przepływów p1 i p4, a najmniejsze dla p2 oraz p3, ale nie jest to wyraźna tendencja. Rozpatrując δ_2 , największe zmiany są dla p6, czasem p1, najmniejsze dla p2 i p3. W przypadku odchyleń σ_p , nie ma dominującej kolejności, choć największe różnice są dla profili p6 i p4, najmniejsze dla p1 i p3 w zakresie δ_1 oraz większe dla p2, p6, p5 i mniejsze dla p4, p3, p1 w zakresie δ_2 . Gdy $\alpha_w = 90^\circ$, dominująca kolejność zmian δ_1 współczynnika C_p jest następująca: p6, (p5, p2), p4, p3, p1, zaś dla δ_2 ciężko ją określić, choć mniejsze wartości wyznaczono dla p3, p2 i p1. W przypadku σ_p brak jest zdecydowanej kolejności, lepiej ją widać dla δ_2 , gdzie jest następująca: największe wartości uzyskano dla (p6, p2), (p3, p5) i najmniejsze dla p1 i p4.

Uogólniając, większe różnice w wartościach C_p i σ_p występują w przypadku $\alpha_w = 0^\circ$ – 30° , następnie maleją i znowu rosną, dla $\alpha_w = 90^\circ$. Ta uwaga odnosi się głównie do δ_2 , zaś w przypadku δ_1 , zdecydowanie największe różnice występują dla kątów 75° – 90° .

- Ściana B.

Na ścianie, w pełnym zakresie kątów natarcia, występuje ssanie, a współczynniki $C_{p,max}$ są uszeregowane od największych następująco: p1, p4, p3, p2, p5, p6, prawie we wszystkich przypadkach. Różnice między profilami są słabiej zaznaczone, niż w przypadku parcia. Kolejność według modeli jest następująca: R3, R1, R2, (R5, R4) w przypadku $\alpha_w = 0^\circ$ – 60° , zaś dla $\alpha_w = 75^\circ$ – 90° : R3, R5, (R4, R1), R2 i w tym zakresie różnice są wyraźniejsze.

Odchylenie $\sigma_{p,max}$ osiąga największe wartości dla p2, następnie p6, p3, p5, (p4, p1). Różnice między profilami i szczególnie między modelami są wyraźnie widoczne. Kolejność wartości według modeli jest następująca: R5, (R4, R3), R1, R2, za wyjątkiem $\alpha_w = 0^\circ$, dla którego jest: R1, R5, R3, R2, R4.

W przypadku C_p można zasadniczo stwierdzić brak regularności w wartościach δ_1 . Najczęściej, największe różnice są dla p6, następnie p5, ale także p2 i p1, a najmniejsze dla p3, p4, czasami p1, w zależności od kąta natarcia. Większa zmienność występuje, gdy $\alpha_w = 30^\circ$ – 60° . W przypadku δ_2 , także brak jest dominującej zależności, ale największe różnice pojawiają się dla p6 i p1 oraz czasem p2, najmniejsze najczęściej dla p4 i p3, a dla kątów 75° – 90° dla p1. Większe różnice δ_2 występują dla zakresu 0° – 15° , dla innych kątów są one nieznacznie mniejsze. Zmiany względne są mniejsze niż w przypadku parcia. Największe zmiany bezwzględne występują dla modelu R5, najmniejsze dla R1.

W przypadku współczynników σ_p , można zauważyć następującą kolejność δ_1 : największe są wartości dla p5, p6, p4 w większości przypadków i mniejsze dla p1, p2, p3. Największe δ_2 obliczono dla przepływu p6, także p2 i p5, najmniejsze dla p1, ale także p4 ($\alpha_w = 90^\circ$) i p3.

- Ściana C.

Na ścianie również występuje tylko ssanie w pełnym zakresie kątów natarcia wiatru. Największe wartości $C_{p,max}$ uzyskano w kolejności profili: (p1, p4, p3), p2, p5, p6 oraz modeli: R3, R2, R1, R4, R5, z wyjątkiem $\alpha_w = 90^\circ$, gdzie największe $C_{p,max}$ obliczono dla p3, p5, p1, mniejsze dla p6, p4 i p2. Wyraźnie zaznaczone są różnice między profilami, szczególnie dla kątów $\alpha_w = 0^\circ$ – 15° oraz różnice między modelami, z największymi dla $\alpha_w = 90^\circ$.

Największe $\sigma_{p,max}$ obliczono dla p2, następnie p6, p5, (p4, p3, p1) oraz modelu R5, następnie R3, R4, (R2, R1). Różnice między profilami są duże, głównie dla $\alpha_w = 75^\circ$ – 90° , zaś zmniejszają się w innym zakresie kątów. Różnice między modelami są natomiast dość znaczne, gdy $\alpha_w = 0^\circ$ – 45° .

Zdecydowanie największe δ_1 i δ_2 w przypadku C_p , obliczono dla $\alpha_w = 90^\circ$, a więc gdy C jest ścianą boczną. W położeniu tym, różnice δ_2 wynoszą np. 1,152 (p6, R3), czy 1,066 (p6, R5). W większości przypadków, δ_1 i δ_2 są większe dla modeli R5 i R4. Dla kątów 0° – 30° , nie można stwierdzić jednoznacznej kolejności profili, ale w wielu przypadkach największe δ_1 i δ_2 uzyskano dla p1, najmniejsze dla p2. Gdy $\alpha_w = 45^\circ$ – 60° , największe δ_1 obliczono dla p1, ale również p6, a w przypadku modeli R1 i R2 dla p6 i p5, najmniejsze dla p2, p3 i p4. Podobne spostrzeżenia odnoszą się do δ_2 . W przypadku kątów 75° – 90° następuje większe uporządkowanie δ_1 : p6, p5, p2, (p4, p3, p1) i trochę słabsze δ_2 : p6, (p2, p5), (p4, p3, p1).

Duże różnice wartości σ_p można zauważyć dla kątów 0° – 60° , w przypadku δ_1 największe są dla wariantów (p6, p5, p4) i mniejsze dla (p2, p3, p1), podobnie jest dla δ_2 , z tym, że wartości większe uzyskano dla p6, p5, p2. Dla zakresu 75° – 90° , większe δ_1 występuje dla p4, ale także p6 i p1, natomiast większe δ_2 dla p2 i p6, mniejsze dla p3, p1, p4.

- Ściana D.

Dla kątów 0° – 30° kolejność współczynników $C_{p,max}$ ssania jest następująca: największe obliczono dla p6, p5, następnie zamiennie dla (p4, p2, p1, p3). Różnice między profilami są stosunkowo niewielkie, natomiast między modelami są dobrze zaznaczone, a wartości są w kolejności: R3, R1, R2, R4, R5. Dla kątów 45° – 90° , kolejność wartości $C_{p,max}$ dotyczących parcia jest następująca: p2, p6, p5, p3, p4, p1 i różnice są dobrze zaznaczone. Nato-

miast rozbieżności między modelami ponownie są relatywnie mniejsze, a kolejność od największych to: R4, R5, R2, R1, R3.

Odchylenie standardowe $\sigma_{p,max}$ jest największe zawsze dla p2, następnie dla p6, p3, p5, a najmniejsze dla p4 i p1. Rozpatrując zmiany maksymalnych odchyśleń między modelami, nie ma wyraźnych prawidłowości, ale dla kątów 0° – 30° można zauważyć dominującą kolejność: R1, R5, R3, R4, R2 i dość wyraźne różnice, które występują również w przypadku $\alpha_w = 45^\circ$. Gdy $\alpha_w = 60^\circ$ – 90° , różnice między modelami znacząco maleją i wartości są do siebie bardzo zbliżone, natomiast duże są rozbieżności między profilami.

Zmiany δ_1 między $C_{p,max}$ i $C_{p,min}$, gdy $\alpha_w = 0^\circ$ – 30° (ssanie) są największe dla: p6, p5, najmniejsze dla p3 i p1. Gdy $\alpha_w = 45^\circ$, najwyższe wartości są dla przypadków p1 i p4, najmniejsze dla p2 i p6, natomiast, gdy $\alpha_w = 60^\circ$ kolejność jest następująca: p4, p5, p6, p3, p2, p1, zaś dla $\alpha_w = 75^\circ$: (p6, p5, p4), p2, p3, p1 i dla $\alpha_w = 90^\circ$: p5, (p6, p4), p2, p3, p1, nie można więc zauważyć dominującej tendencji. W przypadku δ_2 , największe wartości uzyskano dla p6, przy czym, gdy $\alpha_w = 0^\circ$ – 30° nie ma widocznych prawidłowości, zaś zaczynając od $\alpha_w = 45^\circ$ wyraźnie największe wartości otrzymano dla p6 i p2, najmniejsze dla p3 i p1. Dla kątów 60° – 90° , największe zmiany są dla p6, następnie dla (p2, p5) i p4, p3, p1. Największe δ_2 obliczono dla $\alpha_w = 90^\circ$ i nieznacznie mniejsze dla $\alpha_w = 75^\circ$ i 60° . Różnice δ_1 i δ_2 między modelami są porównywalne.

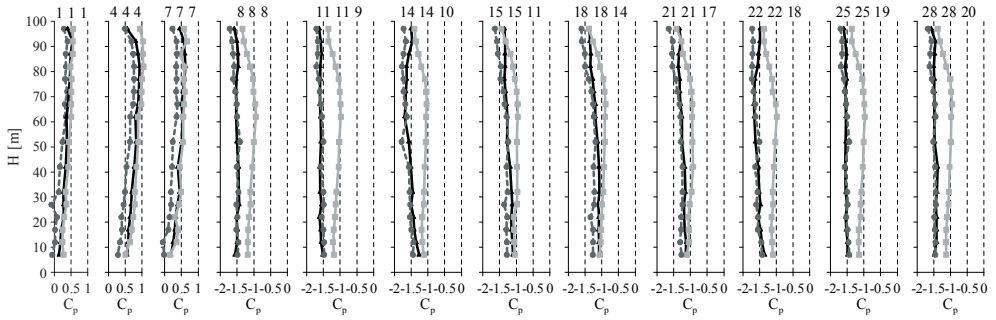
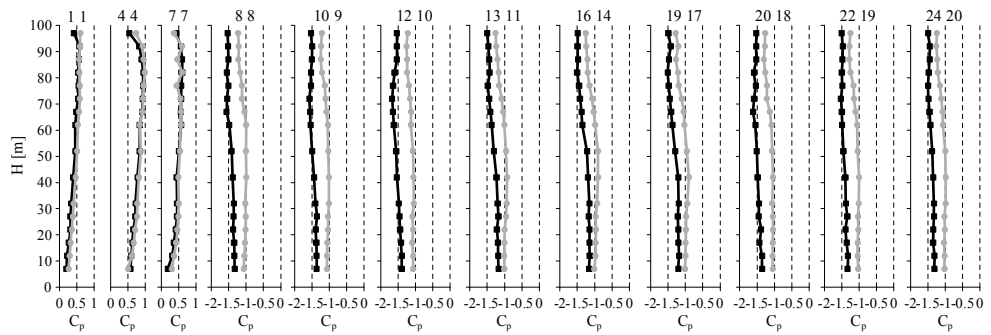
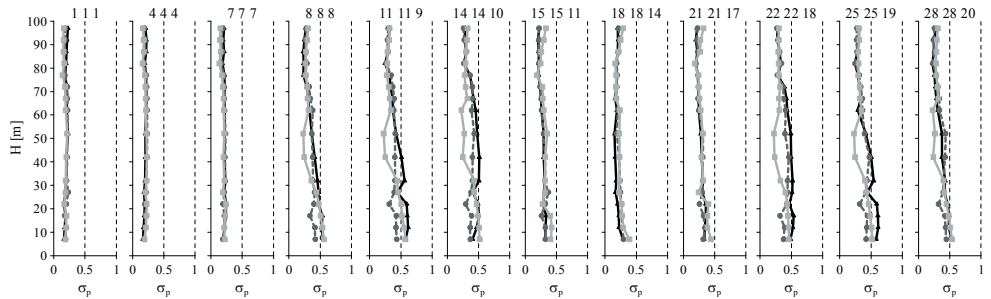
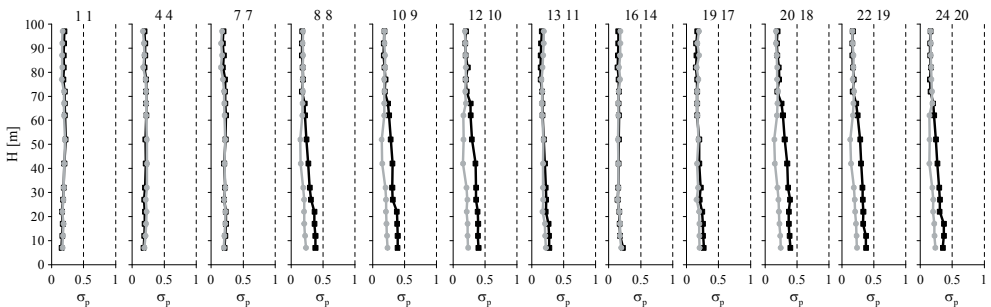
W przypadku σ_p i kątów 0° – 45° , nie widać wyraźnych prawidłowości, ale można stwierdzić, że najmniejsze δ_1 obliczono w przypadku p2, a największe w p4 i p1. Dla kątów 60° – 90° , największe δ_1 jest dla profilu p6, następnie (p2, p4, p5), p3, p1. W przypadku δ_2 , także nie ma wyraźnej zależności, ale przeważnie największe wartości są dla p6. Gdy $\alpha_w = 60^\circ$ – 90° , największe δ_2 jest dla p6 i p2, następnie p5 i p3, p4, p1.

10.5.6. Analiza zmian pionowych C_p i σ_p ze względu na smukłość przekroju D/B

W celu zobrazowania różnic występujących między modelami o tym samym stosunku boków D/B , na Rys. 109–112 pokazano przykładowe rozkłady w przekrojach pionowych, wykonanych w środku i przy obu krawędziach ścian, z podziałem na dwie grupy modeli. Wszystkie rozkłady umieszczono w załączniku nr 7. Wykonano analizę zmian C_p i σ_p z uwzględnieniem smukłości przekroju, opisując tylko najbardziej charakterystyczne tendencje, dla kolejnych kątów natarcia.

- $\alpha_w = 0^\circ$.

$D/B = 2$, C_p , **A** – można zaobserwować znaczną zmianę parcia wzdłuż wysokości ściany, szczególnie w przypadku przepływów z dużą turbulencją (dla p1 różnice są niewielkie) oraz znaczny spadek wartości przy krawędziach bocznych. Największe C_p obliczono dla modelu R5 wzdłuż większego odcinka wysokości. Przy podstawach i wierzchołkach, głównie przy krawędziach bocznych, największe parcie jest dla obiektu R1. Nieznacznie większe rozbieżności między wartościami, można zauważyć dla przepływów z większą turbulencją. Spadek parcia, od wysokości ok. 90 cm, związany ze swobodnym wierzchołkiem, widać lepiej dla modeli większych R1 i R3. **B i D** – podobne wartości C_p otrzymano dla modeli R1 i R3, w przypadku profilu p1 (ssanie dla obiektu R5 jest niższe) oraz dość znaczne rozbieżności w pozostałych wariantach przepływów. Można stwierdzić, że większy rozrzut wartości między modelami, jest w przepływach z większą turbulencją. Na ścianach


 Rys. 109. Zmiany pionowe C_p , $D/B = 2$, $\alpha_w = 0^\circ$, profil 1, \blacktriangle – model 1, \bullet – model 3, \blacksquare – model 5.

 Rys. 110. Zmiany pionowe C_p , $D/B = 4$, $\alpha_w = 0^\circ$, profil 1, \blacksquare – model 2, \bullet – model 4.

 Rys. 111. Zmiany pionowe σ_p , $D/B = 2$, $\alpha_w = 0^\circ$, profil 1. Oznaczenia jak na Rys. 109.

 Rys. 112. Zmiany pionowe σ_p , $D/B = 4$, $\alpha_w = 0^\circ$, profil 1. Oznaczenia jak na Rys. 110.

bocznych, najmniejsze wahania C_p wzdłuż wysokości występują dla modelu R1. Tendencje zmian współczynnika ssania na płaszczyznach bocznych są następujące: wzrasta on w częściach górnych, mniej więcej od wysokości 80 cm do wierzchołków (efekt 3D) i spada w kierunku podstaw, od wysokości ok. 40–50 cm, przy czym spadek jest większy w przypadku profili o większej turbulencji. W wariancie p1 natomiast, występuje nawet lekki wzrost współczynników przy podstawach. Efekt swobodnego końca jest najlepiej widoczny dla przepływu p1, a wraz ze wzrostem turbulencji wydaje się, że ten efekt jest osłabiony. **C** – zmierzono mniejsze wahania C_p wzdłuż przekrojów pionowych w porównaniu do ścian bocznych, szczególnie w przypadku R1. Można zauważyć, że kolejność wartości zmienia się wzdłuż wysokości między modelami, ale największe ssanie prawie w każdym przypadku jest dla prostopadłościanu R3, a najmniejsze przeważnie dla R5.

$D/B = 2$, σ_p , **A** – odchylenia standardowe są do siebie bardzo zbliżone i względnie stałe wzdłuż wysokości, z lekką tendencją większych wartości dla modelu R1 w pobliżu wierzchołków. **B**, **D** – wartości są również zbliżone, szczególnie w górnych częściach, od wysokości ok. 80 cm, duże rozbieżności występują w segmentach środkowych i maleją znowu przy podstawach, głównie dla profili p2, p5 i p6. Największe σ_p są przeważnie dla modelu R1, następnie R3 i R5. **C** – różnice między modelami są mniejsze niż na ścianach bocznych, wartości są zbliżone w górnych obszarach i różnią się coraz bardziej w kierunku podstaw, gdzie większe σ_p wyznaczono dla R5 i R3, a lekko od nich odbiegając i niższe dla R1.

$D/B = 4$, C_p , **A** – wartości parcia są bardzo zbliżone wzdłuż całej wysokości modeli. Parcie rośnie od podstaw w kierunku wierzchołków modeli w każdym przypadku przepływu, z tym, że przy dużej turbulencji (p2, p5, p6), można również zauważyć jego lekki początkowy spadek bezpośrednio przy podstawach. W przypadku modeli $D/B = 2$, taki efekt można stwierdzić tylko na prostopadłościanie większym R1, podobnie dla modeli $D/B = 4$, efekt jest lepiej widoczny dla obiektu większego R2. Opływ 3D wierzchołków jest dość dobrze zaznaczony, mniej więcej od wysokości 90 cm, przy czym ponownie wyraźniej dla modelu większego R2. Wartości parcia są dużo bardziej do siebie zbliżone między modelami niż dla prostopadłościanów z grupy $D/B = 2$. **B** i **D** – występują zdecydowane różnice między wartościami R2 i R4, większe ssanie jest zawsze dla R2, a wartości są najbardziej do siebie zbliżone przy podstawach. **C** – różnice między modelami są mniejsze niż na powierzchniach bocznych, ale większe ssanie jest również dla R2. Najmniejsze różnice występują w przypadku przepływów p2, p5, p6, a więc o dużej turbulencji. Zdecydowanie słabiej, niż dla modeli $D/B = 2$ zaznaczony jest efekt swobodnego wierzchołka.

$D/B = 4$, σ_p , **A** – odchylenia standardowe są zbliżone między modelami wzdłuż całej wysokości. W górnej części, nieznacznie większe wartości uzyskano przeważnie dla R2, zaś w dolnej dla R4. **B** i **D** – na górnych poziomach, od ok. 70 cm, odchylenia są bardzo zbliżone, w środkowych znacznie się różnią i większe obliczono dla modelu R1, natomiast przy podstawach, przy przepływach z większą turbulencją (p2, p4, p6) ponownie się do siebie zbliżają. Wartości odchyleń nieznacznie rosną w kierunku podstaw. **C** – w górnych częściach ściany współczynniki są prawie jednakowe, w dolnych natomiast, można zauważyć pewne różnice i większe wartości obliczono dla modelu R4.

- $\alpha_w = 15^\circ - 30^\circ$.

C_p – zależności między modelami są bardzo podobne do opisanych dla kąta $\alpha_w = 0^\circ$. Istotne zmiany można zauważyć na ścianie **D** przy wierzchołkach, gdzie występuje spadek ssania w środku ściany oraz wzrost przy krawędzi nawietrznej. Efekt jest lepiej widoczny dla $\alpha_w = 30^\circ$ i modeli $D/B = 4$. W przypadku obiektów $D/B = 2$ zmiany zaczynają się wcześniej, przy $\alpha_w = 15^\circ$ i maleją przy $\alpha_w = 30^\circ$.

σ_p – obserwacje dotyczące odchyłeń standardowych są podobne jak dla $\alpha_w = 0^\circ$.

- $\alpha_w = 45^\circ$.

$D/B = 2$, C_p , **A** – wciąż występuje parcie, a zależności są podobne jak w przypadku poprzednich kątów. **B** i **C** – do ssania występującego na tych ścianach można odnieść charakterystyki dla płaszczyzn zawietrznych, opisane wcześniej. Rozkłady są podobne, mimo, że ściany są różnych wymiarów. **D** – pojawia się parcie, szczególnie przy krawędzi nawietrznej, natomiast przy krawędzi zawietrznej są duże zaburzenia C_p wzdłuż wysokości, które maleją w kierunku środków modeli. Przy krawędzi zawietrznej wartości uzyskane dla różnych modeli znacznie się różnią, natomiast w przekroju środkowym i przy krawędzi nawietrznej, posiadają charakterystyki jak dla ściany z parciem.

$D/B = 2$, σ_p , **A** – odchylenia są zbliżone, podobnie jak dla poprzednich kątów. **B** i **C** – większe różnice między modelami występują w segmentach dolnych, gdzie największe wartości są dla modelu R5 i które przy przepływach z wyższą turbulencją są zbliżone do R3. **D** – przy krawędzi zawietrznej i w środku, wartości są zbliżone, zaś przy krawędzi nawietrznej znacznie się różnią.

$D/B = 4$, C_p , **B** i **C** – wyznaczono mniejsze różnice między modelami niż dla poprzednich kątów, przy czym największe są dla p1. **D** – ściana staje się nawietrzną, występuje większa zgodność między modelami niż dla obiektów $D/B = 2$. Ponadto, przy boku zawietrznym, pojawiają się dużo mniejsze zaburzenia niż dla modeli $D/B = 2$.

$D/B = 4$, σ_p – spostrzeżenia są podobne jak dla przekrojów $D/B = 2$. Ponadto, na ścianach **B**, **C** w ich dolnych częściach, występują duże różnice w wartościach (oprócz p1), które są w tym obszarze większe dla R4. Podobnie jak dla prostopadłościaków $D/B = 2$ różnice między modelami są mniejsze na ścianie **C**, a więc na ścianie dłuższej.

- $\alpha_w = 60^\circ$.

C_p – w zasadzie wszystkie uwagi można sformułować podobnie jak dla $\alpha_w = 45^\circ$. W przypadku modeli $D/B = 2$, na krawędzi zawietrznej ściany **D** wciąż występują duże zaburzenia wartości, zaś dla prostopadłościaków $D/B = 4$ na krawędzi tej, występuje parcie i różnice między modelami są nieznaczne.

σ_p , **B** i **C** – występują mniejsze różnice między modelami w porównaniu do $\alpha_w = 45^\circ$, w obu grupach prostopadłościaków. Na krawędzi nawietrznej ściany **D** również wyznaczono mniejsze różnice niż dla poprzednich kątów.

- $\alpha_w = 75^\circ$.

C_p , **A** – ssanie występuje przy krawędzi zawietrznej i jest ono dużo wyraźniejsze niż w środku i przy krawędzi nawietrznej, gdzie wartości różnią się między modelami, ale dla każdego z nich są względnie stałe wzdłuż wysokości. **D** – na krawędzi zawietrznej ściany, w przypadku obiektów $D/B = 2$, pojawiają się wciąż duże różnice i wahania wartości C_p , które są jednak mniejsze w porównaniu do kątów poprzednich.

σ_p , **A** – największe różnice w wartościach pojawiają się w przypadku środka ściany ($D/B = 2$), która staje się ścianą boczną. **B** i **C** – przy podstawach różnice między modelami zanikają i wartości są podobne wzdłuż wysokości.

- $\alpha_w = 90^\circ$.

C_p , **D** – występuje parcie, różnice między modelami są bardziej widoczne na krawędziach obu grup przekrojów $D/B = 2$ i 4. Spadek parcia przy wierzchołkach jest lepiej widoczny w przypadku modeli $D/B = 2$. Większe różnice między modelami występują dla obiektów $D/B = 2$, dla których największe parcie jest dla R5. W przypadku przekrojów $D/B = 4$, wartości między modelami są do siebie zbliżone. **A** i **C** – zmiana współczynników C_p , związana z efektem 3D jest widoczna, choć jej charakter jest inny niż dla $\alpha_w = 0^\circ$ – następuje spadek ssania w środku ścian, a na krawędziach nawet lekki wzrost, przy czym jest on lepiej widoczny dla modeli $D/B = 4$. Na powierzchniach bocznych prostopadłościanów $D/B = 2$, różnice między modelami są dość znaczne, podobne jak w przypadku $\alpha_w = 0^\circ$, natomiast dla $D/B = 4$, wartości między modelami są bardzo zbliżone. Przy przepływach z dużą turbulencją, na ścianach bocznych przy podstawach, występuje duży spadek ssania, dużo bardziej wyraźny niż dla $\alpha_w = 0^\circ$. Dla obu grup obiektów, $D/B = 2$ i 4, spadek ten lepiej widać na krawędzi nawietrznej, zaś w miarę zbliżania się do krawędzi zawietrznej wartości wzdłuż wysokości się wyrównują, szybciej dla smukłości 4. **B** – w przypadku $D/B = 2$ różnice między modelami są dość znaczne, najmniejsze ssanie jest dla R1 wzdłuż większej części wysokości, a przy podstawach dla R5. Wartości na powierzchniach obu modeli są bardzo zbliżone, dla $D/B = 4$.

σ_p – różnice w odchyleniach standardowych między modelami są zdecydowanie mniejsze niż dla $\alpha_w = 0^\circ$. **A** i **C** – największe różnice występują na tych ścian (w tym ustawieniu bocznych) przy krawędziach nawietrznych, przy czym większe różnice są dla przekrojów o smukłości 2. Ponadto, w tym przypadku występują silne zmiany wartości wzdłuż wysokości obiektów. **B** (ściana zawietrzna) i **D** (ściana nawietrzna) – różnice między modelami są bardzo niewielkie.

11. Zależności współczynników C_p i σ_p od parametrów przepływu

11.1. Współczynnik korelacji rang Spearmana

W celu zobrazowania zależności między parametrami opisującymi strukturę wiatru i wartościami C_p i σ_p , wyznaczono współczynnik korelacji rang Spearmana, który można stosować w przypadku, gdy dwie zmienne mają charakter jakościowy, a ich empiryczne wartości można opisać za pomocą cech, nadając im odpowiednie rangi. Ponadto, zbiór danych musi być mały. Współczynnik korelacji rang Spearmana wyznaczono według wzoru:

$$R_s = 1 - \frac{6}{n(n^2 - 1)} \sum_{i=1}^n d_i^2, \quad (11.1)$$

w którym n – liczba próbek, w omawianym problemie $n = 6$, oznacza liczbę wariantów przepływu, d_i – różnica między rangami zmiennych.

Przyporządkowanie rang polega na nadaniu kolejnych numerów wariantom cechy x i y , wg kolejności rosnącej lub malejącej (od 1 do n). Wartości R_s należą do przedziału, od -1 do 1, przy czym znak „+” oznacza, że wraz ze wzrostem jednej zmiennej rośnie też druga, natomiast znak „-” oznacza, że wraz ze wzrostem jednej zmiennej druga maleje. Interpretacja wartości jest następująca:

- $R_s = 0$, zmienne x i y są niezależne,
- $R_s = 1$ lub $R_s = -1$, oznacza dodatnią (ujemną) pełną korelację między zmiennymi,
- przyjmuje się, że współczynnik korelacji w zakresie 0,9–1 oznacza bardzo silną korelację między zmiennymi, 0,7–0,9 – silną, 0,5–0,7 – umiarkowaną, 0,3–0,5 – niską, zaś 0–0,3 – brak korelacji. Analogicznie interpretuje się wartości ujemne.

11.2. Określenie rang zmiennych w badaniu współczynnika korelacji Spearmana

W niniejszych rozważaniach, współczynnik Spearmana został wykorzystany do określenia korelacji między kolejnością wartości odpowiednich charakterystyk wiatru w przestrzeni badawczej tunelu aerodynamicznego i kolejnością wartości współczynników C_p i σ_p na powierzchniach ścian modeli, na poszczególnych wysokościach pomiarowych. Tak więc, przyjęto korelację zmiennych jakościowych odnoszących się do kolejności. Każdemu wariantowi struktury wiatru (od p1 do p6) przyporządkowano kolejne liczby naturalne od 1 do 6. Następnie, w przypadku rozpatrywanego parametru struktury wiatru, na danym poziomie pomiarowym, wartości ułożono od maksymalnych do minimalnych zgodnie z przyjętymi numerami. Tak ułożonym wartościom nadano wagi od 1 do 6, przy czym 1 oznacza wartość maksymalną, 6 – minimalną. Czyli, np. jeśli prędkość wiatru dla profilu p1 na wysokości 97 cm jest najmniejsza ze wszystkich, uzyskuje on wagę 6, podczas gdy dla profilu p6 na tej samej wysokości prędkość jest największa, wtedy uzyskuje on wagę 1 (Tabela 23). Podobnie postąpiono z innymi parametrami opisującymi przepływ powietrza w tunelu aerodynamicznym. Z drugiej strony, uporządkowane zostały także wartości C_p i σ_p w poszczególnych konfiguracjach pomiarowych, np. współczynnik C_p , na wysokości 97 cm na ścianie A na najwyższym poziomie pomiarowym 1, dla kąta natarcia $\alpha_w = 0^\circ$,

zmierzono największy dla profilu p2, wobec tego uzyskał on wagę 1, zaś najmniejszy dla profilu p1, a więc przypisana waga to 6 (Tabela 23). Po odpowiednim uporządkowaniu i nadaniu rang obu grupom zmiennych, obliczono różnice między nimi – d_i . Reasumując, za zmienne zależne przyjęto w ramach struktury wiatru jego charakterystyki:

- profil średniej prędkości wiatru,
- profil intensywności turbulencji,
- maksimum gęstości widmowej mocy,
- kolejność wystąpienia maksimum gęstości widmowej mocy na wykresie gęstości.

Zbadano ich korelacje ze zmiennymi zależnymi na ścianach modeli:

- współczynnikiem średniego ciśnienia C_p ,
- odchyleniem standardowym współczynnika średniego ciśnienia σ_p .

W związku z kilkoma punktami wzdłuż szerokości ściany, w których wykonano pomiary, wagi nadane współczynnikom C_p i σ_p uśredniono, przyjmując ich najbardziej charakterystyczną kolejność na poszczególnych poziomach.

Przykład ilustrujący zastosowane podejście pokazano w Tabeli 23, zaś w Tabelach 24–27 zestawiono wyznaczone rangi odnoszące się do charakterystyk wiatru. Ranga 1 – odpowiada wartości największej, ranga 6 – najmniejszej.

Tabela 23. Przykład rangowania zmiennych zależnych, model R1, $\alpha_w = 0^\circ$, ściana A, poziom I (97 cm).

Wagi							
Wariant przepływu	Profil prędkości	Profil turbulencji	Maksymalna wartość gęstości widmowej mocy	Kolejność maksimum gęstości widmowej mocy	C_p	σ_p	
p1	6	4	5	6	6	5	
p2	4	1	1	1	1	1	
p3	5	3	3	2	4	3	
p4	3	6	6	4	5	6	
p5	2	5	4	5	3	4	
p6	1	2	2	3	2	2	

Tabela 24. Rangi wartości średniej prędkości wiatru na wysokościach pomiarowych.

H [cm]	97	92	87	82	77	72	67	62	52	42	32	27	22	17	12	7
p1	6	6	6	6	6	6	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
p2	4	4	4	4	4	4	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3
p3	5	5	5	5	5	5	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2
p4	3	3	3	3	3	3	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4
p5	2	2	2	2	2	2	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5
p6	1	1	1	1	1	1	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6

Tabela 25. Rangi wartości intensywności turbulencji wiatru na wysokościach pomiarowych.

H [cm]	97	92	87	82	77	72	67	62	52	42	32	27	22	17	12	7
p1	4	4	4	4	4	5	5	5	6	6	6	6	6	6	6	6
p2	1	1	1	1	1	1	1	2	2	2	3	3	3	3	3	3
p3	3	3	3	3	3	3	3	3	4	4	5	5	5	5	5	5
p4	6	6	6	6	6	6	6	6	5	5	4	4	4	4	4	4
p5	5	5	5	5	5	4	4	4	3	3	2	2	2	2	2	2
p6	2	2	2	2	2	2	2	1	1	1	1	1	1	1	1	1

Tabela 26. Rangi wartości maksimum gęstości widmowej mocy na wysokościach pomiarowych.

H [cm]	97	92	87	82	77	72	67	62	52	42	32	27	22	17	12	7
p1	5	4	5	5	5	5	5	5	5	5	6	6	6	6	6	5
p2	1	1	1	1	1	1	1	2	2	2	3	4	2	1	1	1
p3	3	3	3	3	3	3	3	4	4	4	4	5	5	5	3	2
p4	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	5	3	4	4	5	6
p5	4	5	4	4	4	4	4	3	3	3	1	1	1	3	2	4
p6	2	2	2	2	2	2	2	1	1	1	2	2	3	2	4	3

Tabela 27. Rangi kolejności pojawienia się maksimum gęstości widmowej mocy na wykresie gęstości na wysokościach pomiarowych.

H [cm]	97	92	87	82	77	72	67	62	52	42	32	27	22	17	12	7
p1	6	4	6	5	6	5	3	6	6	6	5	6	6	4	2	1
p2	1	1	1	1	1	2	2	1	2	5	4	5	4	2	5	4
p3	2	3	2	3	2	1	1	4	1	3	1	2	1	5	1	2
p4	4	6	5	6	3	3	4	3	4	4	6	4	2	6	4	5
p5	5	5	4	2	5	6	6	5	5	2	3	3	3	3	3	6
p6	3	2	3	4	4	4	5	2	3	1	2	1	5	1	6	3

Współczynniki R_s zostały wyznaczone na każdym poziomie pomiarowym, dla wszystkich kątów α_w i wszystkich ścian. Wartości R_s większe od zera, oznaczają zgodność między kolejnością C_p lub σ_p na ścianach i odpowiednich charakterystyk wiatru w przestrzeni pomiarowej. To znaczy, że im współczynnik R_s bliższy jest wartości 1, tym zgodność jest wyższa. Wraz ze spadkiem odpowiednich wartości charakterystyk wiatru, spadają również wartości C_p lub σ_p na ścianach modeli (co wynika ze sposobu numerowania wag: maksimum – 1, minimum – 6). Z drugiej strony, wartości R_s zbliżające się do –1 oznaczają, że spadek charakterystyk wiatru, wywołuje wzrost C_p lub σ_p na ścianach modeli.

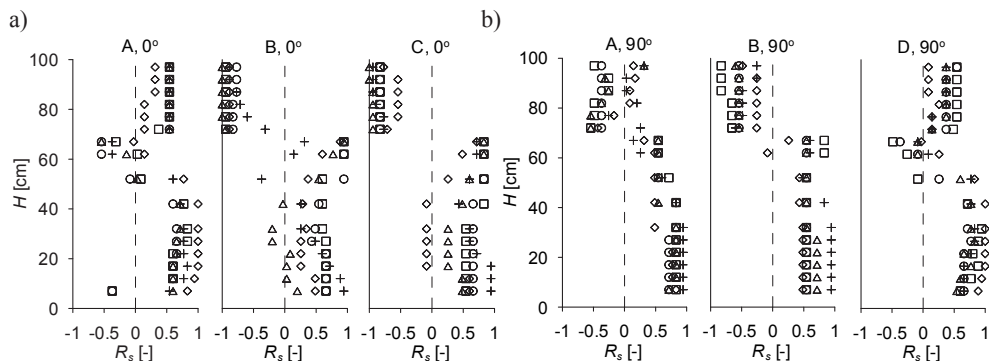
A więc, przykładowe wyniki należy interpretować następująco:

- $R_s > 0$ – prędkości między profilami maleją, to parcie maleje lub ssanie rośnie,
- $R_s < 0$ – prędkości między profilami maleją, to parcie rośnie lub ssanie maleje.

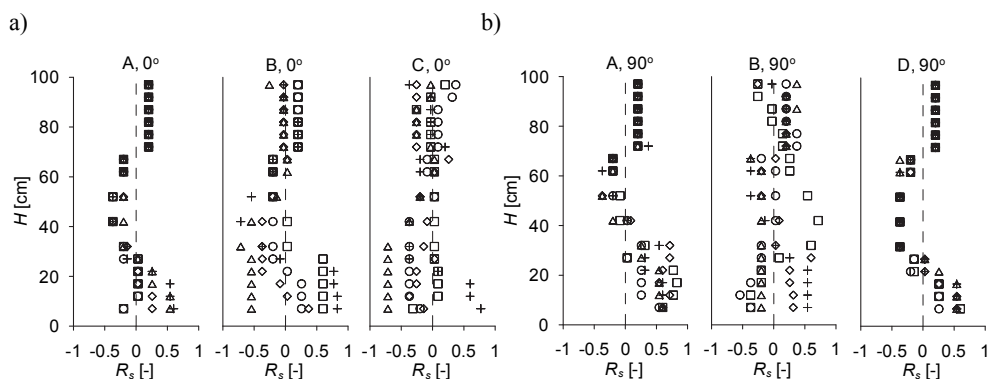
11.3. Zależność C_p i σ_p od średniej prędkości wiatru

Na Rys. 113–114 zestawiono przykładowe zmiany wartości współczynników Spearmana wzdłuż wysokości modeli, dotyczące korelacji między C_p lub σ_p i prędkością średnią wiatru. Wszystkie wykresy, również dotyczące zależności opisanych w kolejnych podrozdziałach, zestawiono w załączniku nr 8.

Na ścianie nawietrznej (A, $\alpha_w = 0^\circ$ – 45° oraz D, $\alpha_w = 60^\circ$ – 90°), współczynniki Spearmana przyjmują wartości większe od zera. Co ciekawe korelacja między kolejnością współczynników C_p , a prędkościami jest dość niska na ścianach A i D, gdy są one ścianami nawietrznymi, powyżej wysokości 70 cm i wynosi maksymalnie ok. 0,6. Wartości R_s dla różnych modeli są do siebie, w większości przypadków, zbliżone. Wyższą korelację widać poniżej poziomu ok. 45 cm, choć w tej części współczynniki różnią się między modelami dość znacznie, a największe wartości wyznaczono dla R3. W pobliżu wysokości 70 cm, na której prędkości wiatru są sobie równe, występują duże zaburzenia współczynników R_s i w związku z tym, nie da się sformułować miarodajnych spostrzeżeń.



Rys. 113. Zmiany pionowe współczynników korelacji R_s , między kolejnością wartości C_p i średniej prędkości wiatru, a) $\alpha_w = 0^\circ$, b) $\alpha_w = 90^\circ$, \square – model R1, \circ – model R2, \diamond – model R3, \triangle – model R4, $+$ – model R5.



Rys. 114. Zmiany pionowe współczynników korelacji R_s , między kolejnością wartości σ_p i średniej prędkości wiatru, a) $\alpha_w = 0^\circ$, b) $\alpha_w = 90^\circ$. Oznaczenia jak na Rys. 113.

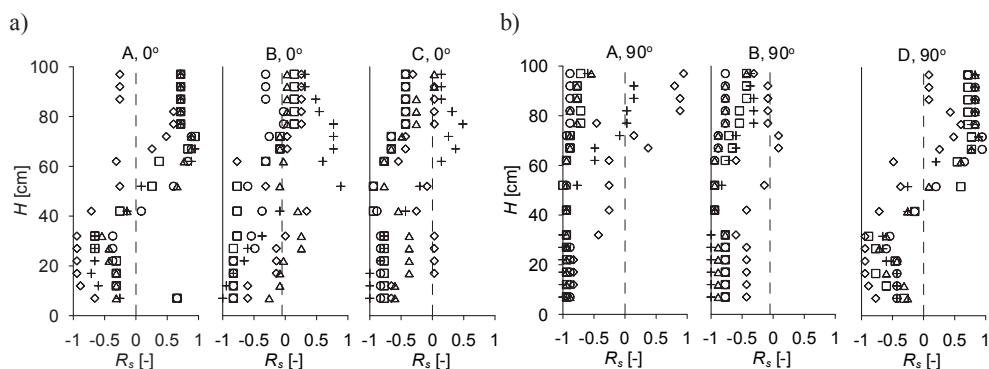
Na ścianach bocznych i zawietrznej, na których występuje ssanie, przy wszystkich kątach natarcia wiatru można zauważyć, że współczynniki R_s na poziomach powyżej 70 cm są zbliżone między modelami oraz mają wartość bliską -1, a więc ich korelacja jest bardzo wysoka i oznacza, że wraz ze wzrostem wartości prędkości między profilami, na danym poziomie rośnie też współczynnik ssania C_p na ścianach. Taka tendencja występuje w mniejszym stopniu przy kątach $\alpha_w = 75^\circ$ – 90° , przy których R_s jest niższy, a różnice między modelami duże, przy czym najwyższa korelacja występuje dla modelu R1. Poniżej wysokości 70 cm, współczynniki zmieniają znak na dodatni, a wartości wykazują duży rozrzut między modelami, w zasadzie od 0 do 1. Tylko, gdy $\alpha_w = 90^\circ$, następuje pewne zbliżenie się wyników między modelami, a korelacja zbliża się do 1. Dodatkowo wartości oznaczają w tym przypadku, że wraz ze wzrostem prędkości między profilami na danym poziomie, rośnie też wartość ssania na ścianach.

W odniesieniu do korelacji między odchyleniem standardowym σ_p a prędkością, można stwierdzić, że wartości R_s są zbliżone na ścianach, na których występuje parcie, na poziomach powyżej 70 cm, ale są bardzo niskie (ok. 0,2). Poniżej 70 cm, współczynniki zmienia-

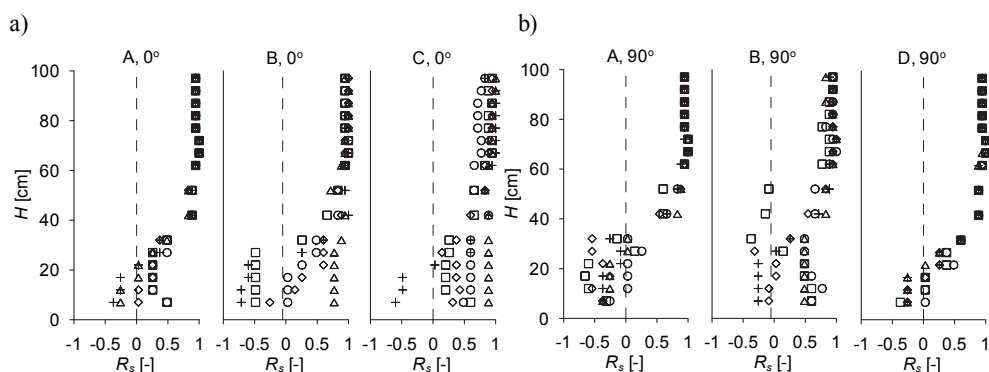
ją znak na ujemny, osiągając -0,5, po czym na wysokości ok. 30 cm, ponownie na dodatni i ich wartości nieznacznie rosną (maksymalnie do ok. 0,7), ale rozrzut między modelami również się powiększa. Na ścianach, na których występuje ssanie, rozrzut R_s jest względnie duży, wartości współczynników są mniejsze powyżej 70 cm, gdzie korelacja jest niska lub żadna, dodatnia lub ujemna. Jeszcze większy rozrzut występuje poniżej poziomu 70 cm, ale współczynniki osiągają wartości wyższe i w większości przypadków ujemne (do ok. -0,7).

11.4. Zależność C_p i σ_p od intensywności turbulencji

Zmiany wzdłuż wysokości współczynników R_s , obliczonych między intensywnością turbulencji i współczynnikiem ciśnienia lub jego odchyleniem standardowym, w przypadku wszystkich modeli, dla przykładowych kątów i ścian, pokazano na Rys. 115–116.



Rys. 115. Zmiany pionowe współczynników korelacji R_s , między kolejnością wartości C_p i intensywności turbulencji, a) $\alpha_w = 0^\circ$, b) $\alpha_w = 90^\circ$. Oznaczenia jak na Rys. 113.



Rys. 116. Zmiany pionowe współczynników korelacji R_s , między kolejnością wartości σ_p i intensywności turbulencji, a) $\alpha_w = 0^\circ$, b) $\alpha_w = 90^\circ$. Oznaczenia jak na Rys. 113.

Na ścianach z parciem, współczynniki R_s między C_p i intensywnością turbulencji I_u są dodatnie i w porównaniu do korelacji z prędkościami wyższe, wynoszące ok. 0,7–0,8 powyżej 70 cm. Poniżej tej wysokości, wartości R_s są mniejsze od zera i oscylują między -0,4 i -1, a ich rozrzut jest większy. Na ścianach ze ssaniem, korelacja powyżej 70 cm jest niska,

czasem dodatnia, czasem ujemna i rośnie w kierunku podstaw modeli, gdzie ma znak ujemny. Rozrzut wartości jest również znaczny między modelami. Dla kątów natarcia $\alpha_w = 75^\circ$ – 90° różnice się zmniejszają, a korelacja osiąga wartości bliskie lub równe -1 (ściany boczne A i C, przy $\alpha_w = 90^\circ$).

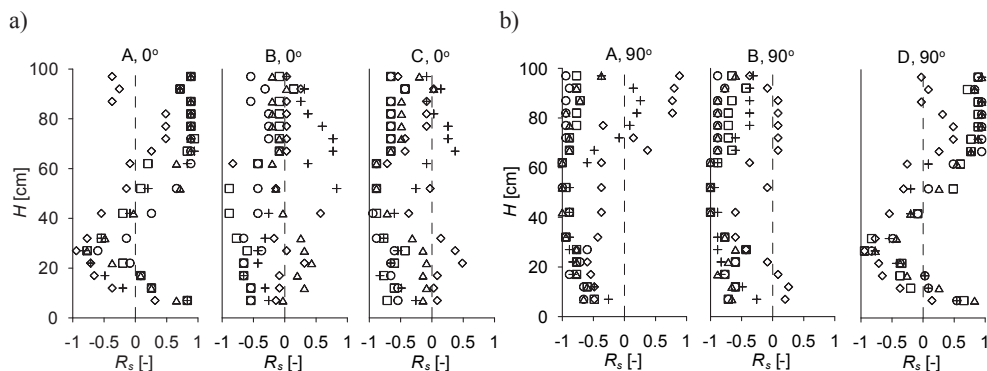
Współczynniki korelacji między odchyleniami standardowymi i intensywnością, powyżej ok. 40 cm są bardzo wysokie i oscylują ok. 1, na każdej ze ścian i dla wszystkich kątów natarcia wiatru, a różnice między modelami są nieznaczne. Korelacja spada poniżej tej wysokości i dla kątów natarcia $\alpha_w = 0^\circ$ i $\alpha_w = 75^\circ$ – 90° , na każdej ze ścian przyjmuje wartości ujemne, maksymalnie do ok. -0,5 przy podstawach, a ich rozrzut między modelami jest duży.

11.5. Zależność C_p i σ_p od maksimum funkcji gęstości widmowej mocy

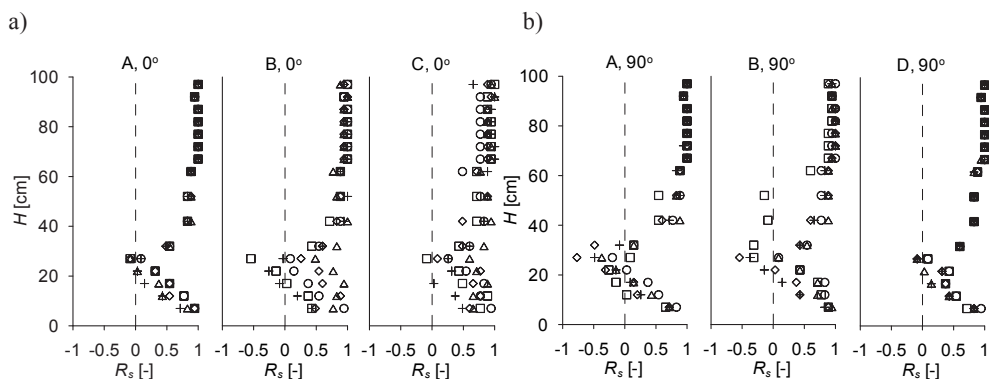
Zmiany wzdłuż wysokości wartości współczynników R_s , w przypadku wszystkich modeli, dla przykładowych kątów i ścian pokazano na Rys. 117–118.

Na ścianach z parciem, korelacja powyżej wysokości 70 cm jest dodatnia, wysoka lub bardzo wysoka, do ok. 0,9, różnice między modelami są małe, za wyjątkiem R3, dla którego wartości odbiegają od innych. Poniżej 70 cm współczynnik R_s maleje i zmienia znak, na wysokości ok. 30 cm osiąga ok. -0,9–1, następnie znowu rośnie i ponownie zmienia znak na dodatni przy podstawach, do ok. 0,9. Na ścianach ze ssaniem dominuje korelacja ujemna, ale na poziomach wyższych występuje również dodatnia, o niskiej wartości współczynnika R_s , maksymalnie do ok. -0,7, za wyjątkiem $\alpha_w = 75^\circ$ – 90° , gdzie jest wyższa i równa ok. -0,9. Dla wszystkich kątów, korelacja jest najwyższa na wysokości ok. 40–50 cm, z maksymalną wartością -1 ($\alpha_w = 75^\circ$ – 90°). W kierunku podstawy współczynnik maleje. Rozrzut R_s między modelami jest duży wzdłuż całej wysokości.

Analizując zależności między maksimum funkcji gęstości i odchyleniem σ_p , można założyć bardzo wysoką korelację w obszarze od ok. 60 cm do wierzchołków modeli, w większości wypadków równą 1. Wartości między modelami są bardzo zbliżone. Współczynniki maleją do wysokości ok. 25–30 cm, aż do braku korelacji (wyjątkiem jest kąt 90° , dla którego osiągają wartości do -0,5), po czym ponownie rosną do $R_s = 1$ przy podstawach. Zwiększa się rozrzut R_s między modelami, a jest on mniejszy na ścianach z parciem.



Rys. 117. Zmiany pionowe współczynników korelacji R_s , między kolejnością wartości C_p i wartości maksymalnych gęstości widmowej mocy, a) $\alpha_w = 0^\circ$, b) $\alpha_w = 90^\circ$. Oznaczenia jak na Rys. 113.

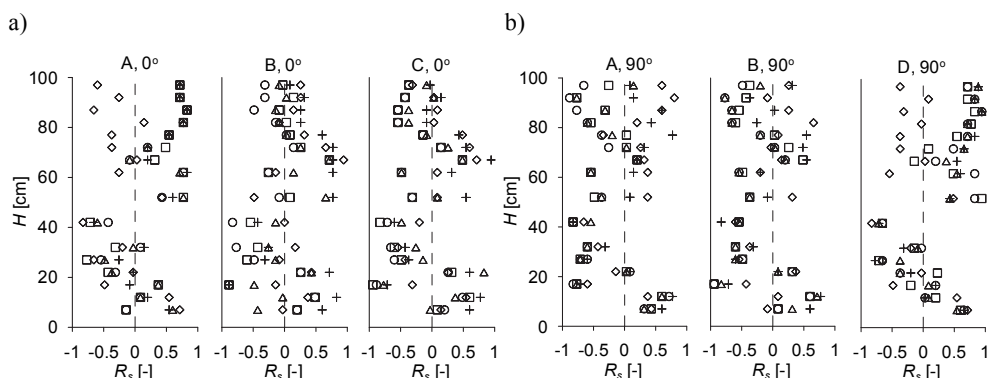


Rys. 118. Zmiany pionowe współczynników korelacji R_s , między kolejnością wartości σ_p i wartości maksymalnych gęstości widmowej mocy, a) $\alpha_w = 0^\circ$, b) $\alpha_w = 90^\circ$. Oznaczenia jak na Rys. 113.

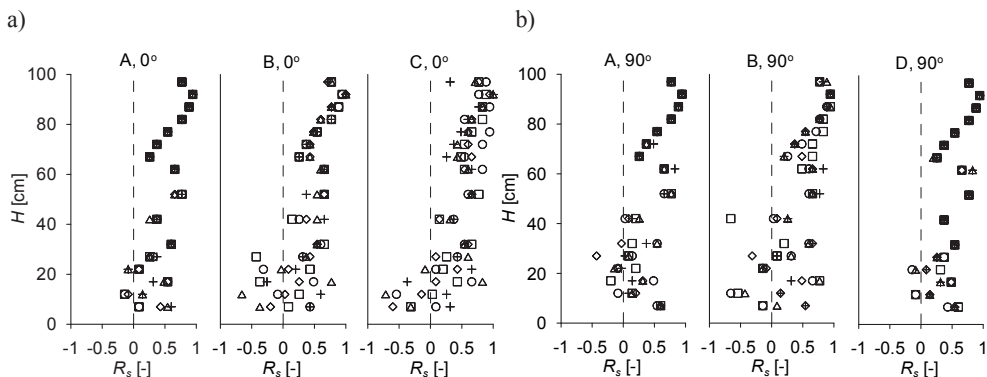
11.6. Zależność C_p i σ_p od kolejności wystąpienia maksimum funkcji gęstości widmowej mocy

Zmiany wzdłuż wysokości wartości współczynników R_s , w analizowanym przypadku, dla wszystkich modeli, dla przykładowych kątów i ścian pokazano na Rys. 119–120.

W przypadku korelacji między C_p , a kolejnością pojawienia się maksimum funkcji gęstości widmowej mocy, trudno jest stwierdzić wyraźne prawidłowości. Różnice między wartościami są duże, szczególnie w dolnych częściach modeli i wahają się od 1 do -0,9, osiągając przeważnie korelacje znacznie niższe. Na ścianach z parciem, powyżej 70 cm, dominują dodatnie wartości R_s , dla $\alpha_w = 90^\circ$ osiągające nawet poziom równy 1, a różnice między modelami, w porównaniu do ścian, na których występuje ssanie, są mniejsze. Na ścianach ze ssaniem, w okolicach wierzchołka, od ok. 80 cm, korelacja jest niska lub żadna ($R_s = -0,3$ – $0,3$), rośnie do 0,9–1 na wysokości ok. 65 cm, po czym ponownie maleje do wysokości ok. 30–40 cm i zmienia znak na ujemny. Przy podstawach występuje ponowny jej wzrost w kierunku wartości dodatnich.



Rys. 119. Zmiany pionowe współczynników korelacji R_s , między kolejnością wartości C_p i pojawienia się maksimum gęstości widmowej mocy, a) $\alpha_w = 0^\circ$, b) $\alpha_w = 90^\circ$. Oznaczenia jak na Rys. 113.



Rys. 120. Zmiany pionowe współczynników korelacji R_s , między kolejnością wartości σ_p i pojawienia się maksimum gęstości widmowej mocy, a) $\alpha_w = 0^\circ$, b) $\alpha_w = 90^\circ$. Oznaczenia jak na Rys. 113.

Korelacja między odchyleniem standardowym i wystąpieniem maksimum gęstości widmowej mocy jest, we wszystkich przypadkach ścian i kątów, podobna. Maksymalny współczynnik R_s równy 1 obliczono na wysokości ok. 90 cm, maleje on nieznacznie w kierunku wierzchołków i wyraźnie w kierunku podstaw. Różnice między modelami w górnej części, od ok. 40 cm są niewielkie, ale przy podstawach rozrzut wartości jest znaczny. Na poziomach dolnych występuje zarówno korelacja dodatnia jak i ujemna.

11.7. Podsumowanie

Podsumowując, wysoką korelację uzyskano między współczynnikami średniego ciśnienia C_p , a prędkością wiatru, mniejszą z intensywnością turbulencji oraz z maksimum funkcji gęstości widmowej mocy i bardzo różną, która nie pozwala sformułować żadnych miarodajnych wniosków, z kolejnością wystąpienia maksimum funkcji gęstości widmowej mocy. Większe współczynniki korelacji R_s , rozłożone w sposób bardziej uporządkowany, uzyskano dla kątów natarcia bliższych $\alpha_w = 90^\circ$, a więc w ustawieniach, w których ściana krótsza jest nawietrzną.

Co ciekawe, większe uporządkowanie wartości i wyższe współczynniki korelacji R_s , obliczono między parametrami struktury wiatru i odchyleniami standardowymi współczynników średniego ciśnienia σ_p . Wysoką lub bardzo wysoką korelację wyznaczono między odchyleniem standardowym, a intensywnością turbulencji oraz maksimum funkcji gęstości widmowej mocy, a także prędkością średnią.

12. Korelacja przestrzenna współczynników ciśnienia zewnętrznego

12.1. Informacje wstępne

Jednym z podstawowych parametrów określających obciążenie wiatrem jest jego skorelowanie na danym obszarze. W tym celu, wyznaczone zostały współczynniki przestrzennej korelacji wzajemnej, między ciśnieniem wiatru zmierzonym w dwóch różnych punktach na poszczególnych ścianach modeli. Jako miarę, pozwalającą na porównywanie wyników, przyjęto współczynnik korelacji Pearsona, który określa się na podstawie kowariancji, a więc miary współzależności między dwoma procesami zmiennymi w czasie (w analizowanym przypadku ciśnieniem zewnętrznym), mierzonymi w różnych punktach w przestrzeni, obliczanej według wzoru:

$$\text{cov}(p_i, p_j) = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n [p_{i,k}(t) - \bar{p}_i][p_{j,k}(t) - \bar{p}_j], \quad (12.1)$$

w którym: $p_{i,k}(t)$ i $p_{j,k}(t)$ – przebiegi czasowe ciśnienia na zewnętrznych powierzchniach modeli, w dwóch punktach i oraz j , \bar{p}_i , \bar{p}_j – wartości średnie ciśnienia w czasie t , n – liczba kroków czasowych w czasie t , $n = 6000$. Przy przyjętym w badaniach kroku czasowym $\Delta t = 0,05$ s, kowariancja została wyznaczona w czasie $t = 30$ s.

Współczynnik korelacji Pearsona R_{ij} , można określać według alternatywnych wzorów:

$$R_{ij} = \frac{\text{cov}(p_i, p_j)}{\sigma_i \sigma_j} = \frac{\frac{1}{n} \sum_{k=1}^n [p_{i,k}(t) - \bar{p}_i][p_{j,k}(t) - \bar{p}_j]}{\sqrt{\frac{1}{n} \sum_{k=1}^n (p_{i,k}(t) - \bar{p}_i)^2 \cdot \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n (p_{j,k}(t) - \bar{p}_j)^2}}, \quad (12.2)$$

$$R_{ij} = \frac{\frac{1}{n} \sum_{k=1}^n p_{i,k}(t) p_{j,k}(t) - \bar{p}_i \bar{p}_j}{\sqrt{\frac{1}{n} \sum_{k=1}^n [p_{i,k}(t)]^2 - \bar{p}_i^2} \cdot \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{k=1}^n [p_{j,k}(t)]^2 - \bar{p}_j^2}}, \quad (12.3)$$

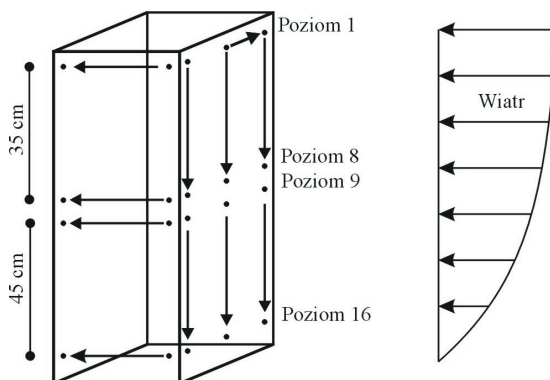
gdzie: σ_i , σ_j – odchylenia standardowe procesów realizowanych w dwóch punktach i oraz j . W celu sprawdzenia poprawności obliczeń wyznaczono współczynniki według obu wzorów.

Wartości R_{ij} należą do przedziału od -1 do 1, a ich interpretacja jest następująca:

- $R_{ij} = 0$ – brak zależności między procesami,
- $0 < R_{ij} < 0,2$ – praktycznie brak zależności między procesami, bardzo słaba zależność,
- $0,2 < R_{ij} < 0,4$ – niska dodatnia zależność między procesami,
- $0,4 < R_{ij} < 0,7$ – umiarkowana dodatnia zależność między procesami,
- $0,7 < R_{ij} < 0,9$ – silna dodatnia zależność między procesami,
- $R_{ij} > 0,9$ – bardzo silna dodatnia zależność między procesami,
- $R_{ij} = 1$ – pełna korelacja, zależność korelacyjna przechodzi w funkcyjną.

Analogicznie interpretowane są wartości ujemne z tym, że wówczas należy mówić o zależności ujemnej.

Analizę korelacji ciśnienia na ścianach, wykonano w przypadku wszystkich modeli oraz poszczególnych ścian, kątów natarcia wiatru α_w oraz wariantów przepływu powietrza. Ze względu na ograniczenia sprzętowe, pozwalające na równoczesną rejestrację przebiegów czasowych ciśnienia w 64 punktach, korelacje zostały wyznaczone tylko na określonych obszarach ścian, na których były wykonywane jednoczesne pomiary. Na każdej ścianie wyznaczono zależności między punktami znajdującymi się na poszczególnych poziomach pomiarowych, jak i między punktami oddalonymi od siebie w kierunku pionowym, wzdłuż wysokości modeli. Sposób obliczania zależności korelacyjnych w kierunku poziomym i pionowym pokazano na Rys. 121.



Rys. 121. Sposób obliczania współczynników R_{ij} wzdłuż szerokości ścian i wysokości modeli.

12.2. Korelacja przestrzenna ciśnienia w przekrojach poziomych

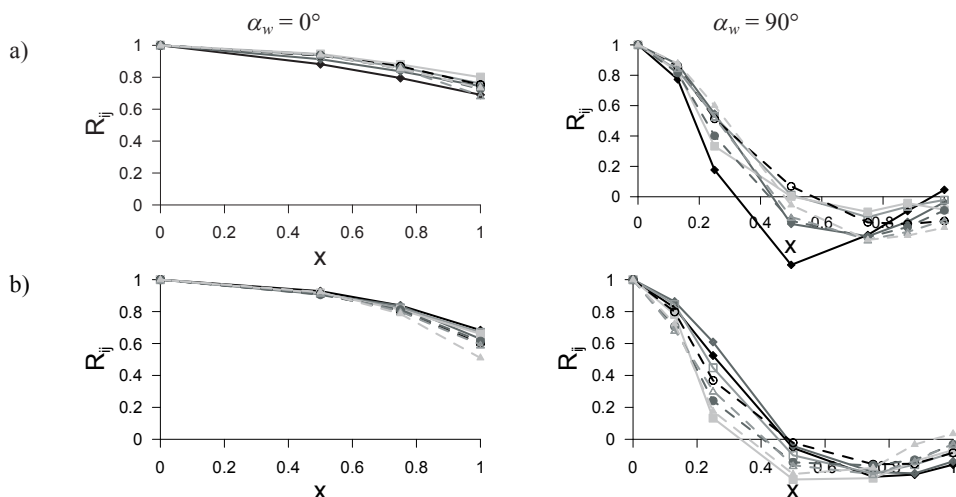
Na Rys. 122–125 przedstawiono przykładowe wykresy współczynników korelacji R_{ij} , w zależności od odległości między dwoma punktami pomiarowymi ułożonymi wzdłuż szerokości poszczególnych ścian, w przekrojach poprzecznych wykonanych na kolejnych poziomach pomiarowych. Wykresy dotyczą modelu R1 i kątów natarcia $\alpha_w = 0^\circ$, oraz $\alpha_w = 90^\circ$. Pełen zestaw wykresów współczynników R_{ij} zamieszczono w załączniku nr 9.

W celach porównawczych przyjęto bezwymiarową skalę na osi poziomej (x), w przypadku kątów natarcia $\alpha_w = 0^\circ$ (dla ścian A i C) i $\alpha_w = 90^\circ$ (dla ścian B i D), w związku z symetrią rozkładów, liczoną od środka ściany ($x = 0$), do punktu pomiarowego w pobliżu krawędzi ($x = 1$), zaś dla pozostałych kątów, $\alpha_w = 15^\circ$ – 75° , od jednej krawędzi ($x = 0$), w kierunku drugiej ($x = 1$). W związku z ograniczeniami sprzętowymi, które pozwoliły prowadzić równoczesne pomiary tylko na części powierzchni modelu, każdą ze ścian podzielono na dwa obszary, zawierające odpowiednio poziomy 1–8 oraz 9–16. W przypadku prostokątnianu R1 i powierzchni A i C, odległość między skrajnymi punktami wynosi, dla $\alpha_w = 0^\circ$: 16 cm, dla $\alpha_w = 15^\circ$ – 90° : 32 cm, zaś dla ścian B i D i $\alpha_w = 0^\circ$ – 75° : 16 cm, a dla $\alpha_w = 90^\circ$: 8 cm.

Analizie poddano współczynniki korelacji w każdej konfiguracji pomiarowej, starając się wychwycić charakterystyczne zmiany wzdłuż szerokości przekrojów poprzecznych. Poniżej, przedstawiono opisy charakterystycznych zaobserwowanych zmian, z podziałem na poszczególne ściany modeli.

• Ściana A.

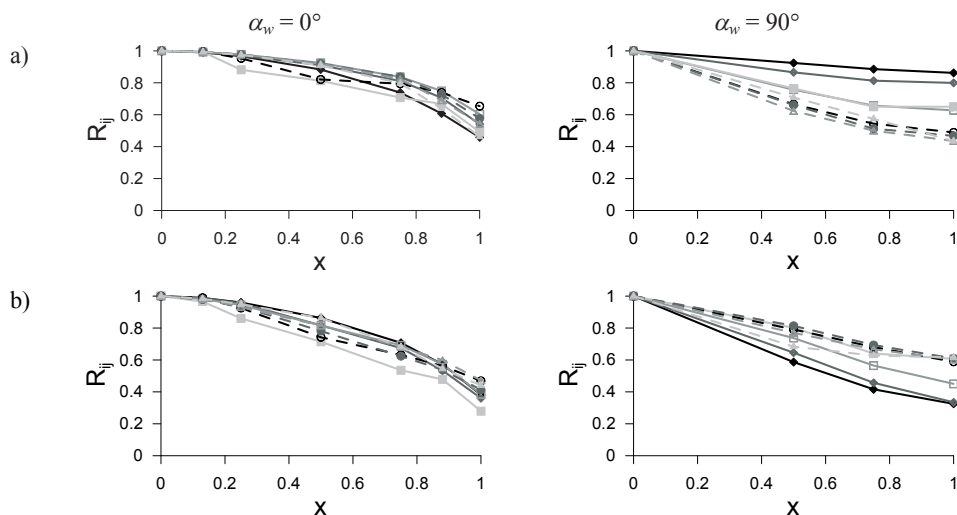
Jak można zauważyć na Rys. 122, na każdym poziomie osiągnięto podobną wartość R_{ij} , wynoszącą minimalnie ok. 0,6 w $x = 1$, dla $\alpha_w = 0^\circ$, co odpowiada $x = 0,5$ dla kątów większych. Na końcach ściany, gdy nie jest ona nawietrzną, korelacja jest bardzo niska, albo jej nie ma, $R_{ij} = 0,2-0$. Analizując poszczególne krzywe opisujące R_{ij} dla $\alpha_w = 0^\circ$, można zauważyć, że niższe korelacje są na poziomie 1, a więc najwyższym, następnie nieznacznie rosną do poziomu 4 i spadają w kierunku podstaw. Dla pozostałych kątów nie ma takiej prawidłowości, ale dla $\alpha_w = 15^\circ-45^\circ$ wartości na poziomie 4 są dość wyraźnie mniejsze od uzyskanych na poziomach wyższych. W przypadku, gdy $\alpha_w = 0^\circ-60^\circ$, spadek korelacji w miarę zwiększania odległości między punktami jest w przybliżeniu liniowy, zaś dla $\alpha_w = 75^\circ-90^\circ$, współczynniki szybko spadają poniżej zera, już przed połową ściany i następnie lekko rosną. Różnice między wartościami na kolejnych poziomach są dość znaczne, przekraczające 0,2.



Rys. 122. Współczynniki korelacji R_{ij} w przekrojach poprzecznych, model R1, ściana A, profil p1, a) poziomy górne 1–8, b) poziomy dolne 9–16. Oznaczenia dla poziomów górnych (dolnych): \blacklozenge – poziom 1 (9), \diamond – poziom 2 (10), \square – poziom 3 (11), \blacksquare – poziom 4 (12), \circ – poziom 5 (13), \bullet – poziom 6 (14), \triangle – poziom 7 (15), \blacktriangle – poziom 8 (16).

• Ściana B.

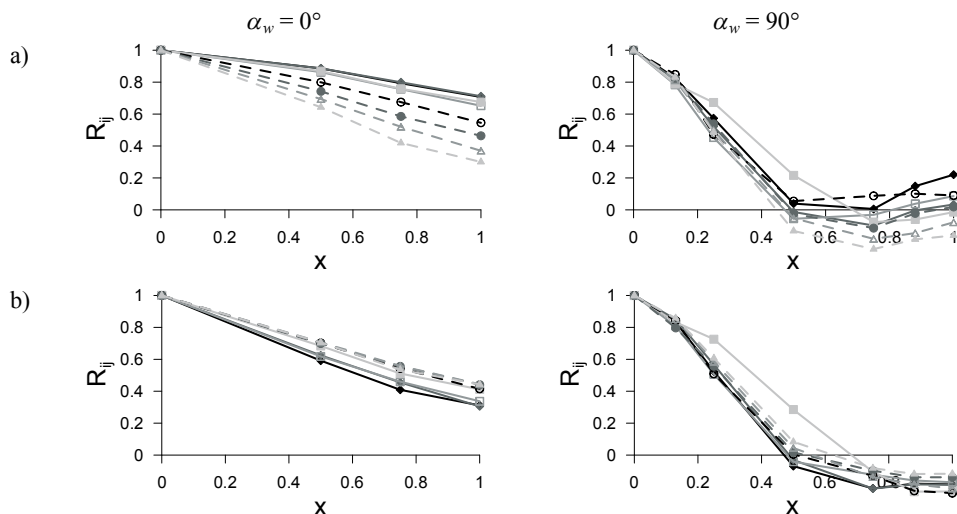
Przykładowe zmiany współczynników R_{ij} pokazano na Rys. 123. Współczynniki korelacji osiągają dość wysokie wartości na końcu ściany, w odległości 16 cm spadają do minimalnie 0,5 (przeważnie pozostają powyżej 0,6). Na każdym z poziomów pomiarowych, wykresy współczynników spadają początkowo dość powoli, a dla większych odległości między punktami spadek przyspiesza. Dość znacząco niższy współczynnik R_{ij} występuje dla $\alpha_w = 90^\circ$, dla którego między punktami w środku ściany i przy krawędzi, korelacja spada poniżej 0,4. Brak jest dominującej tendencji zmian wartości R_{ij} przy zmianie poziomu pomiarowego. Różnice między wartościami na poszczególnych poziomach są znaczne, szczególnie przy kątach $\alpha_w = 15^\circ-75^\circ$ i sięgają 0,4.



Rys. 123. Współczynniki korelacji R_{ij} w przekrojach poprzecznych, model R1, ściana B, profil p1, a) poziomy górny 1–8, b) poziomy dolny 9–16. Oznaczenia jak na Rys. 122.

• Ściana C.

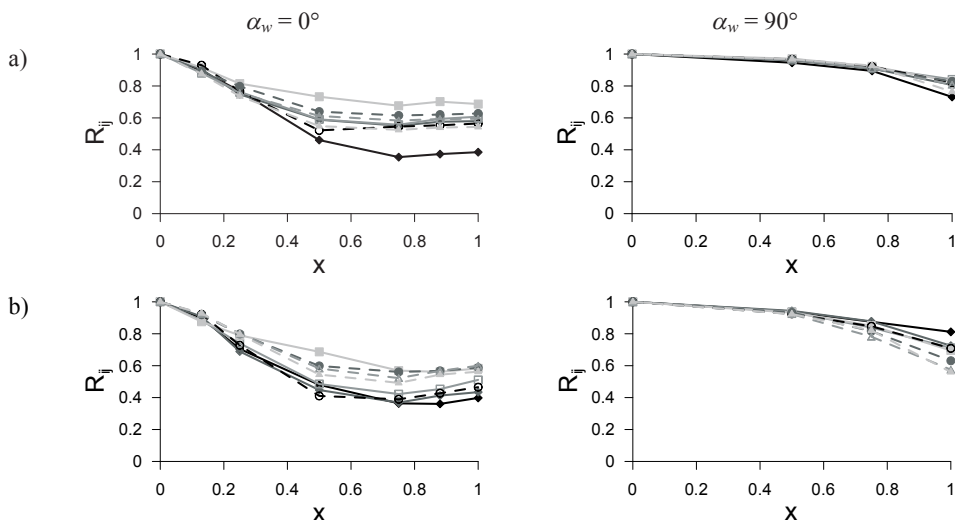
Na ścianie szerszej C, dla której przykładowe zmiany R_{ij} pokazano na Rys. 124, występują bardzo znaczne różnice korelacji na poziomach pomiarowych, w zasadzie w całym zakresie kątów natarcia wiatru. Zaobserwowano niewielki wzrost korelacji od poziomu 1 do 2 i następnie jej spadek wraz z obniżaniem się w kierunku podstawy, choć na poziomach dolnych, ta tendencja nie jest zachowana. Wartości spadają do ok. 0,3, a dla $\alpha_w = 75^\circ$ – 90° poniżej 0. Spadek korelacji jest silniejszy dla mniejszych odległości między punktami.



Rys. 124. Współczynniki korelacji R_{ij} w przekrojach poprzecznych, model R1, ściana C, profil p1, a) poziomy górny 1–8, b) poziomy dolny 9–16. Oznaczenia jak na Rys. 122.

- Ściana D.

Przykładowe wykresy R_{ij} dotyczące ściany D przedstawiono na Rys. 125. Wysoka korelacja, od połowy ściany w kierunku krawędzi, występuje dla $\alpha_w = 90^\circ$, charakter zmian jest podobny do przypadku, gdy ściana A jest nawietrzną ($\alpha_w = 0^\circ$), a różnice wartości R_{ij} między poziomami są niewielkie. W przypadku pozostałych kątów natarcia, rozbieżności między poziomami są natomiast wysokie. Przy kątach $\alpha_w = 0^\circ$ – 30° korelacja spada szybciej, gdy odległość między punktami jest mała, następnie występuje stabilizacja, a nawet niewielki jej wzrost. Gdy $\alpha_w = 45^\circ$ – 75° spadek korelacji jest niemal liniowy, nieznacznie szybszy przy większych odległościach między punktami.



Rys. 125. Współczynniki korelacji R_{ij} w przekrojach poprzecznych, model R1, ściana D, profil p1, a) poziomy górne 1–8, b) poziomy dolne 9–16. Oznaczenia jak na Rys. 122.

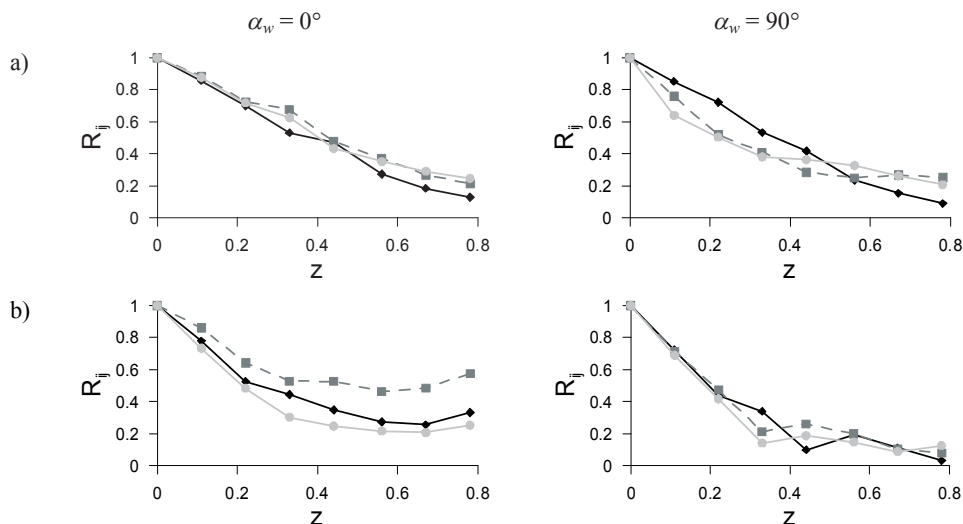
12.3. Korelacja przestrzenna ciśnienia w przekrojach pionowych

Na Rys. 126–129 pokazano zmiany pionowe współczynników korelacji w przypadku profilu p1 i modelu R1, które wyznaczono wzdłuż 3 linii pionowych, przy zewnętrznych krawędziach oraz w środku każdej ze ścian. Za punkt odniesienia, przyjęto punkt pomiarowy na najwyższym poziomie, a współczynniki korelacji obliczono oddalając drugi punkt w kierunku podstawy. W związku z tym, w przypadku modelu R1 wartość bezwymiarowa $z = 0,8$, oznacza odległość między poziomami 1 i 8 równą 35 cm oraz między poziomami 9 i 16 równą 45 cm i odnosi się do każdej ze ścian. Podobnie, jak w przypadku korelacji w przekrojach poziomych, poniżej przeprowadzono analizę charakterystycznych zmian R_{ij} w kierunku pionowym. Pełny zestaw zmian współczynników korelacji w omawianym ujęciu umieszczono w załączniku nr 10.

- Ściana A (Rys. 126).

Korelacje na poziomach górnych (1–8) spadają do ok. 0,2 przy maksymalnej odległości między punktami, w sposób niemal liniowy. W przypadku większości kątów, wyższą kore-

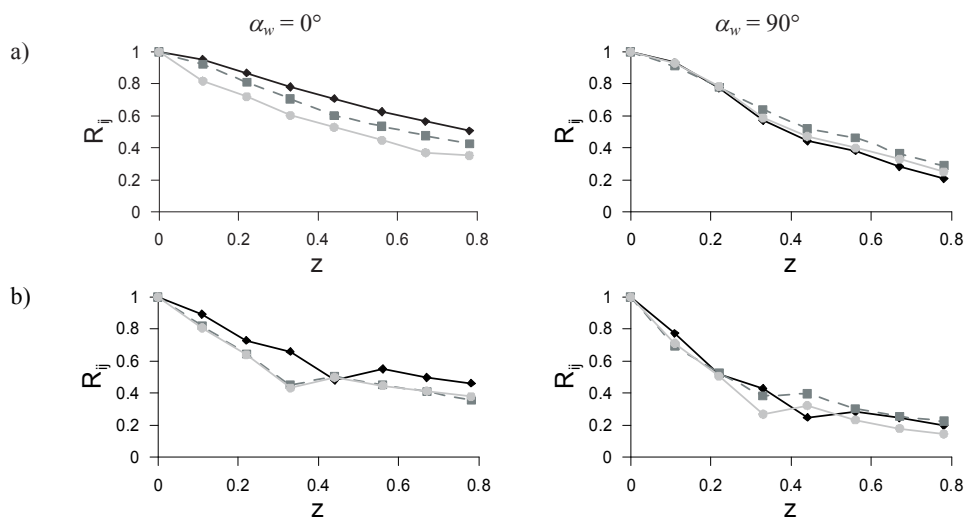
lacje wyznaczono w przekroju pionowym wykonanym w środku ściany. Różnice wartości R_{ij} wzdłuż krawędzi i środka ściany są wysokie, dla $\alpha_w = 75^\circ\text{--}90^\circ$. Dużo większe rozbieżności występują na poziomach ułożonych w dolnych połowach modeli (poziomy 9–16). Największe współczynniki korelacji obliczono przeważnie w środku ściany, a najmniejsze przy krawędzi zawiętrznej. Inny jest też charakter zmian R_{ij} , przy małych odległościach między punktami wartości spadają szybko, następnie stabilizują się na niskim poziomie, przy wartościach ok. 0,4–0,2.



Rys. 126. Współczynnik korelacji R_{ij} w kierunku pionowym, model R1, ściana A, profil 1, a) poziomy górne 1–8, b) poziomy dolne 9–16, ◆ – krawędź lewa, ■ – środek, ● – krawędź prawa.

• Ściana B (Rys. 127).

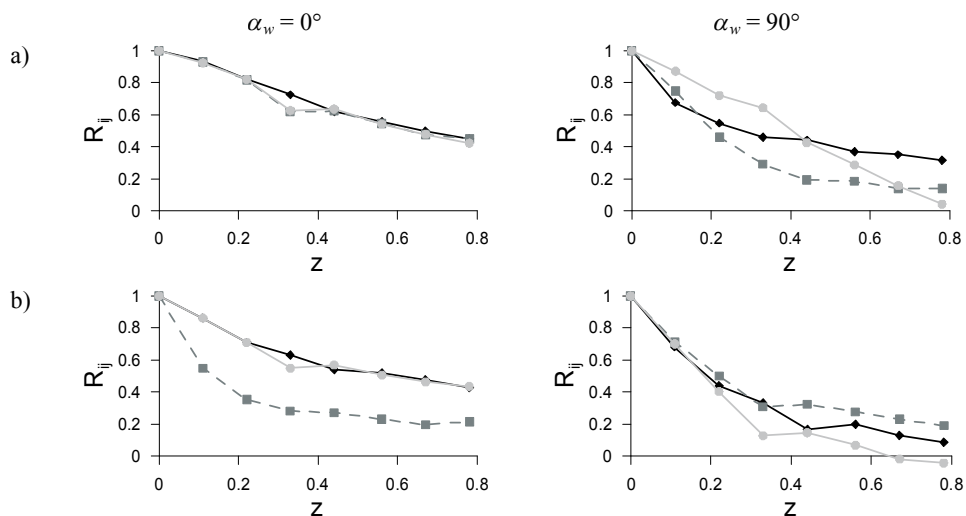
Korelacje w górnych częściach ścian (poziomy 1–8), spadają niemal liniowo do poziomemu ok. 0,5, za wyjątkiem kąta $\alpha_w = 90^\circ$, dla którego osiągają 0,2. W częściach dolnych (poziomy 9–16), spadek jest szybki dla małych odległości, a następnie się stabilizuje na poziomie 0,3–0,5, dla kątów $\alpha_w = 0^\circ\text{--}30^\circ$ oraz 0,2 dla pozostałych. Najwyższa korelacja, w większości przypadków, jest przy krawędzi zawiętrznej z C, następnie w środku i najmniejsza przy krawędzi z A. Większe różnice między współczynnikami R_{ij} w poszczególnych przekrojach pionowych występują w dolnych częściach modeli.



Rys. 127. Współczynnik korelacji R_{ij} w kierunku pionowym, model R1, ściana B, profil 1, a) poziomy górny 1–8, b) poziomy dolny 9–16. Oznaczenia jak na Rys. 126.

• Ściana C (Rys. 128).

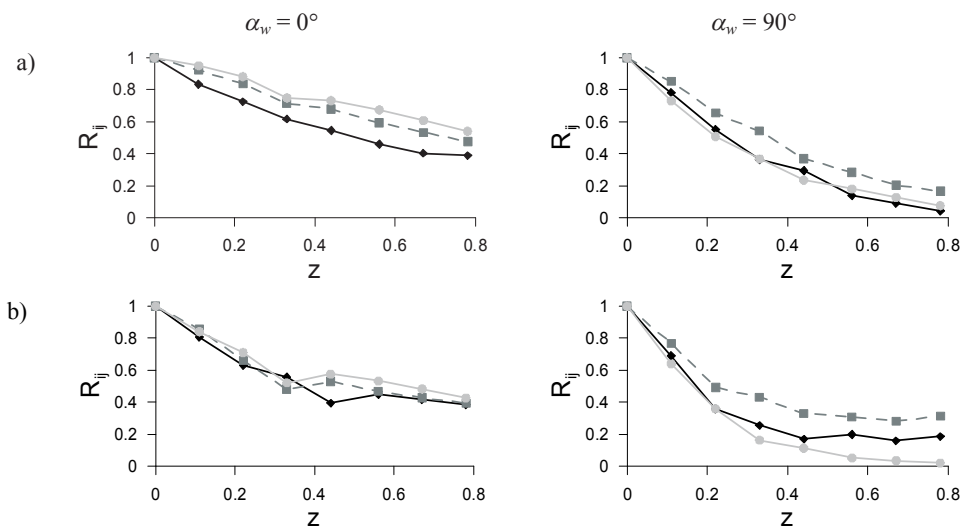
Współczynniki R_{ij} przy wierzchołkach (poziomy 1–8) maleją liniowo, do ok. 0,4, za wyjątkiem $\alpha_w = 90^\circ$, dla którego osiągają wartości ok. 0,2. W częściach dolnych (poziomy 9–16), współczynniki spadają szybciej przy małej odległości między punktami, po czym następuje ich stabilizacja na poziomie 0,2–0,4 i niższym dla $\alpha_w = 90^\circ$. Nie ma żadnej widocznej prawidłowości w przypadku różnic między poszczególnymi przekrojami pionowymi, ale w większości przypadków korelacja jest najwyższa w środku szerokości ściany.



Rys. 128. Współczynnik korelacji R_{ij} w kierunku pionowym, model R1, ściana C, profil 1, a) poziomy górny 1–8, b) poziomy dolny 9–16. Oznaczenia jak na Rys. 126.

- Ściana D (Rys. 129).

Spadek, zarówno w górnych jak i w dolnych częściach ściany, jest szybszy dla małych odległości między punktami. Najwyższe korelacje są przeważnie przy krawędzi nawietrznej ze ścianą A, następnie w środku i najmniejsze przy krawędzi zawietrznej z C. Korelacje spadają do 0,5 ($\alpha_w = 0^\circ$) oraz niemal do 0 ($\alpha_w = 90^\circ$) na poziomach górnych i dolnych.



Rys. 129. Współczynnik korelacji R_{ij} w kierunku pionowym, model R1, ściana D, profil 1, a) poziomy górne 1–8, b) poziomy dolne 9–16. Oznaczenia jak na Rys. 126.

12.4. Zależność korelacji przestrzennej od wariantu przepływu

W dalszych rozważaniach, analizowano współczynniki R_{ij} w zależności od wariantu przepływu. W tym celu, na Rys. 130–133 przedstawiono porównanie wartości R_{ij} obliczonych dla 6 profili, na poziomie pomiarowym 2. Wyniki zobrazowano na przykładzie dwóch modeli R1 ($D/B = 2$), R2 ($D/B = 4$), dla wybranych kątów natarcia wiatru, a pełny zestaw współczynników korelacji na różnych poziomach, umieszczono w załączniku nr 11. Przeprowadzono analizę zmian R_{ij} na poszczególnych ścianach i dla kolejnych kątów natarcia wiatru, a wnioski i opis charakterystycznych tendencji przedstawiono poniżej.

Ściana A (Rys. 130).

- $\alpha_w = 0^\circ$.

Otrzymano wysoką korelację między ciśnieniami w punkcie środkowym ściany i punktami, których położenie oddala się w kierunku krawędzi. Wartości korelacji, między punktem środkowym i skrajnym spadają do ok. 0,7 w górnych i środkowych częściach modeli i są nieznacznie niższe, ok. 0,45, na poziomach przy podstawach. Największe różnice w wartościach R_{ij} między profilami, występują na poziomie 1 oraz na poziomach najniższych. W przypadku większości modeli różnice są niewielkie. Najwyższe korelacje uzyskano dla przepływów p2 i p3, najmniejsze dla p5 i p4. Charakter zmian R_{ij} jest podobny

dla każdego modelu, przy czym wyższe korelacje uzyskano dla prostopadłościanów mniejszych, co związane jest z rozmiarami ścian.

- $\alpha_w = 15^\circ$.

Korelacje zostały obliczone między punktem znajdującym się przy krawędzi nawietrznej ze ścianą D, a punktami oddalającymi się w kierunku krawędzi zawietrznej. Współczynniki spadają do ok. 0–0,1 przy maksymalnych odległościach. Największe różnice między profilami uzyskano na poziomach najwyższych, a wraz z obniżaniem położenia przekrojów, wartości współczynników się wyrównują. Przeważnie, największe korelacje uzyskano dla profili p3 i p2, najmniejsze dla p6, p5 i prawie zawsze dla p4. Spadek R_{ij} , związany ze wzrostem odległości między punktami jest niemal liniowy, nieznacznie wolniejszy dla mniejszych odległości między punktami.

- $\alpha_w = 30^\circ$.

Współczynniki R_{ij} i ich kolejność według profili jest podobna jak dla $\alpha_w = 15^\circ$, ale różnice wartości są większe.

- $\alpha_w = 45^\circ$.

Współczynniki maleją do ok. 0,3 przy skrajnym położeniu punktów. Największe wartości uzyskano dla p2 i p3, najmniejsze dla p4. Rozbieżności między profilami są najlepiej widoczne przy wierzchołkach i podstawach modeli, ale są mniejsze w porównaniu do kątów $\alpha_w = 15^\circ$ – 30° .

- $\alpha_w = 60^\circ$.

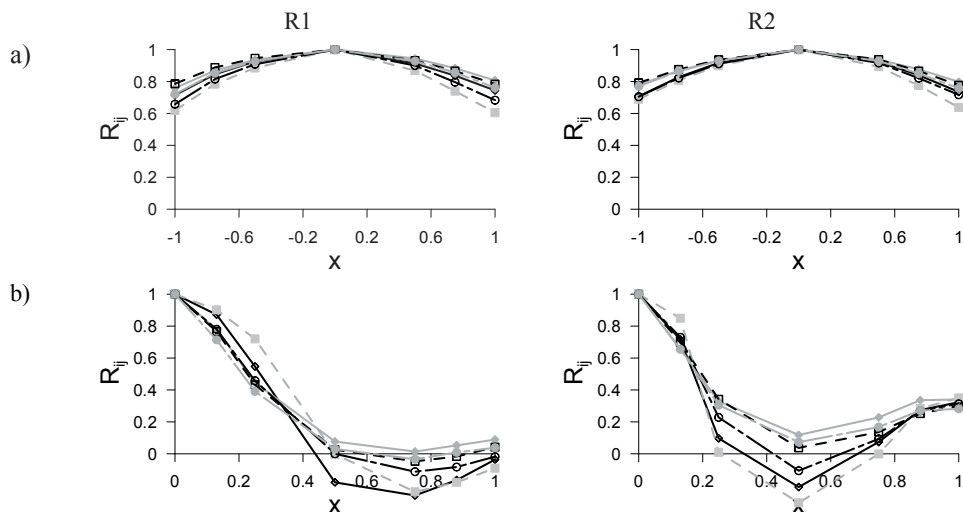
Współczynniki korelacji spadają do 0,3–0,4, przy maksymalnym oddaleniu punktów. Kolejność R_{ij} między profilami jest zaburzona przy wierzchołkach, natomiast na poziomach niższych pozostaje jak dla poprzednich kątów – największe wartości wyznaczono dla p3 i p2, najmniejsze dla p4 i p5. Różnice R_{ij} między profilami są największe na poziomach dolnych.

- $\alpha_w = 75^\circ$.

Charakter zmian współczynników jest inny niż dla poprzednich kątów. Do odległości ok. $x = 0,2$ następuje szybki spadek R_{ij} do 0–0,2, po czym pojawia się wzrost do poziomu 0,4–0,5, w odległości $x = 0,9$, a w ostatnim punkcie korelacja ponownie nieznacznie spada. Taka tendencja jest słabsza na poziomach najniższych, na których w zasadzie wzdłuż całej szerokości ściany występuje spadek, szybki przy małych odległościach i na końcu ściany oraz stały w środku. Największe wartości uzyskano dla p2, p3 ale i p6, najmniejsze dla p4. Kolejność R_{ij} wzdłuż szerokości ściany zmienia się, głównie za sprawą wariantu p1. Duże rozbieżności między profilami uzyskano dla $x = 0$ –0,5, zaś przy większych odległościach, wartości zbliżają się do siebie, co jest najwyraźniej zaznaczone na poziomach górnych.

- $\alpha_w = 90^\circ$.

Ściana A jest boczną, a charakter zmian w porównaniu do $\alpha_w = 75^\circ$ jest wyraźniejszy. Do odległości $x = 0,4$ –0,7 występuje spadek R_{ij} do wartości ujemnych, minimalnie do -0,4 i następnie wzrost do ok. 0, czyli braku jakiegokolwiek korelacji. Nie ma dominującej tendencji w kolejności profili, największe korelacje uzyskano przy małych odległościach dla p1 i p4, ale ta kolejność na dolnych poziomach się zmienia. Rozbieżności między profilami są największe dla całego zakresu kątów natarcia. Ponadto, kolejność R_{ij} według profili może się zmieniać wzdłuż szerokości ściany, głównie za sprawą profilu p1.



Rys. 130. Współczynniki korelacji R_{ij} na poziomie 2, ściana A, profile p1–p6, a) $\alpha_w = 0^\circ$, b) $\alpha_w = 90^\circ$, \diamond – profil p1, \blacklozenge – profil p2, \square – profil p3, \blacksquare – profil p4, \circ – profil p5, \bullet – profil p6.

Ściana B (Rys. 131).

- $\alpha_w = 0^\circ$.

Korelacje między punktami skrajnymi przy krawędziach, spadają do ok. 0,4 w przypadku modelu R1, dla którego ściana ma szerokość 20 cm, do 0,8–0,85 dla modelu R2, dla którego ściana ma szerokość 10 cm i są jeszcze większe dla modelu R5. Charakter zmian jest inny niż w przypadku ściany szerszej A jako bocznej ($\alpha_w = 90^\circ$) – R_{ij} spadają wolniej przy małych odległościach i szybciej przy większych. Największe wartości uzyskano dla profili p4 i p1, najmniejsze dla p6 i p2, czasem p5. Różnice między profilami są znaczne wzdłuż całej wysokości, największe przy wierzchołkach i podstawach. Ponadto, dużo większe rozbieżności występują na ścianie najdłuższej z analizowanych (20 cm na modelu R1).

- $\alpha_w = 15^\circ$.

Minimalny współczynnik R_{ij} , uzyskany przy maksymalnej odległości punktów, wynosi ok. 0,5 (R1) i ponad 0,8 (pozostałe modele) na poziomach górnych i nieznacznie spada na poziomach niższych. Różnice między profilami są mniejsze niż dla $\alpha_w = 0^\circ$. Największe R_{ij} uzyskano dla wariantów p1, p3, na poziomach górnych również p4, natomiast najmniejsze dla p6 i p4 na poziomach dolnych, ale trudno jest zauważyć dominującą tendencję.

- $\alpha_w = 30^\circ$.

Różnice między profilami w przypadku modelu R1 maleją. Współczynniki korelacji osiągają ok. 0,7 przy wierzchołkach, dla skrajnych punktów na modelu R1 i 0,8 w przypadku pozostałych modeli. Spadek R_{ij} jest mniejszy niż dla poprzednich kątów. Największe wartości uzyskano przeważnie dla profili p3, p1 i p4, a najmniejsze dla p6, p2, ale również p4, tak więc widać, że kolejność jest zmienna.

- $\alpha_w = 45^\circ$.

Występuje dalszy wzrost współczynników korelacji w stosunku do kątów poprzednich. W przypadku punktów skrajnych do 0,85–0,95 przy wierzchołkach i 0,6–0,8 na poziomach

niższych. Wartości między profilami dalej się do siebie zbliżają. Największe uzyskano przeważnie dla p1, p2, p3, najmniejsze dla p5 i p6.

- $\alpha_w = 60^\circ$.

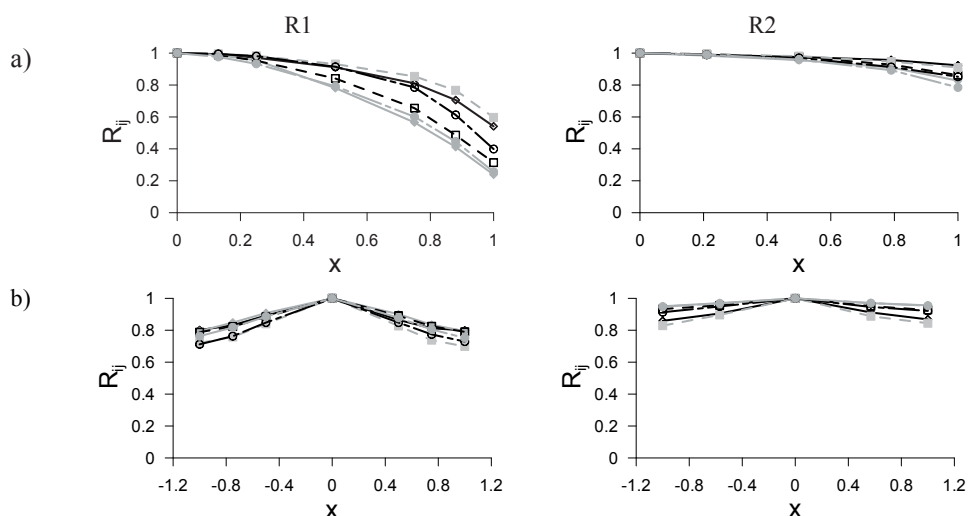
Występuje dalsze zwiększenie korelacji wzdłuż szerokości ściany i zmniejszenie różnic między profilami. Największe R_{ij} obliczono dla wariantów p3 i p2, najmniejsze dla p4 i p5.

- $\alpha_w = 75^\circ$.

Różnice między profilami są ponownie nieznacznie wyraźniejsze. Największe wartości uzyskano przeważnie dla przepływów p2 i p3, najmniejsze dla p4. Korelacje się zmniejszają, choć wciąż pozostają wysokie, 0,75–0,85 na górze i 0,55–0,8 w niższych przekrojach.

- $\alpha_w = 90^\circ$.

Ściana B jest zawietrzna, a korelacje są wysokie przy wierzchołkach i spadają do ok. 0,5–0,8 na poziomach niższych. Różnice między profilami są wyraźne, największe wartości R_{ij} występują przeważnie dla p2, p6, i p3, najmniejsze dla p4, p1 i p5.



Rys. 131. Współczynniki korelacji R_{ij} , na poziomie 2, ściana B, profile p1–p6, a) $\alpha_w = 0^\circ$, b) $\alpha_w = 90^\circ$. Oznaczenia jak na Rys. 130.

Ściana C (Rys. 132). $\alpha_w = 0^\circ$.

Ściana dłuższa C jest zawietrzna, a współczynniki korelacji są niższe niż w przypadku ściany B zawietrznej ($\alpha_w = 90^\circ$). Współczynniki R_{ij} spadają przy maksymalnym rozstawie punktów do 0,65–0,8 przy wierzchołkach i do 0,4–0,6 przy podstawach, w zależności od modelu. Największe wartości uzyskano dla p3, p1 i p2, najmniejsze dla p4 i p6. Różnice między profilami są jednak małe i trudno zauważyć jakąś wiodącą tendencję.

- $\alpha_w = 15^\circ$.

Rozbieżności między profilami nieznacznie się pogłębiają. Najmniejsze R_{ij} wyznaczono dla p5 i p6, największe się zmieniają i nie ma stałej tendencji, a różnice są wciąż niewielkie. Korelacje spadają do 0,5–0,7 w okolicach wierzchołków i do 0 przy podstawach.

- $\alpha_w = 30^\circ$.

Różnice między profilami są ponownie nieznacznie większe, R_{ij} spadają do 0,6–0,9 w częściach górnych i środkowych oraz do 0–0,43 przy podstawach, przy czym wartości są dużo niższe w przypadku modeli mniejszych. Najwyższe korelacje uzyskano przeważnie dla p2 i p3, najniższe dla p5, p6, ale i p4. Charakter zmian R_{ij} wzdłuż szerokości ściany, dla kątów $\alpha_w = 15^\circ$ – 30° jest następujący – przy małych odległościach między punktami, występuje stosunkowo szybki spadek, przy odległościach dużych, aż do skrajnych wolniejszy, ale korelacje są już na niskim poziomie. Taki trend jest najwyraźniej widoczny na ścianach szerszych.

- $\alpha_w = 45^\circ$.

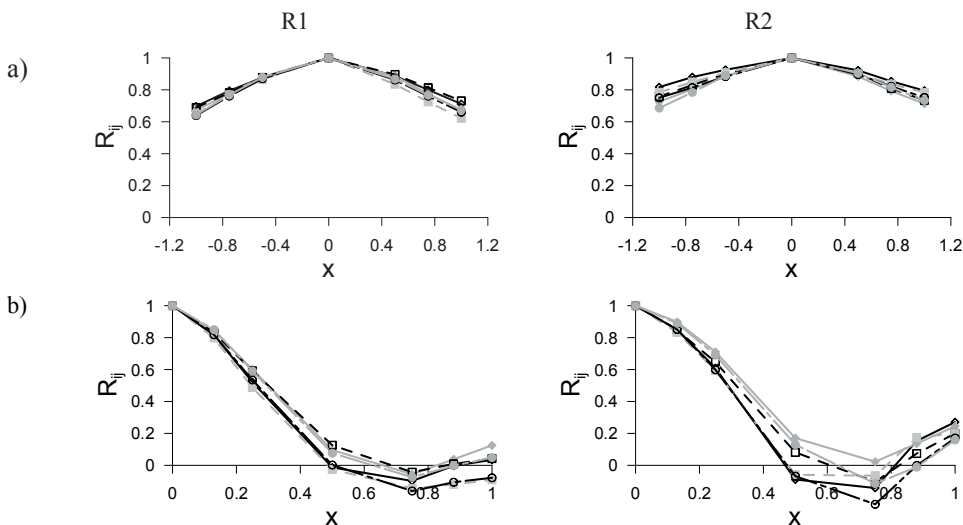
Wspomniany trend utrzymuje się, ale korelacje przy większych odległościach między punktami nie ustalają się na stałym poziomie i spadają bardziej niż w przypadku poprzednich kątów. Równocześnie, współczynniki są wyższe przy skrajnym położeniu punktów – przy wierzchołkach osiągają 0,65–0,9 i 0,3–0,5 w częściach środkowych i dolnych. Największe wartości uzyskano dla p2 i p3, najmniejsze dla p5 i p6.

- $\alpha_w = 60^\circ$.

Podobną charakterystykę jak poprzednio można odnieść do kąta 60° , dla którego największe wartości uzyskano dla p3 i p1, najmniejsze dla p5 i p6, ale kolejność zmienia się na różnych poziomach. Korelacje spadają do 0,5–0,8 na górze i do 0,3–0,4 przy podstawach. Różnice między profilami są znaczne, głównie przy wierzchołkach i przy podstawach, na środkowych poziomach korelacje się wyrównują.

- $\alpha_w = 75^\circ$.

Ściana C staje się boczną, przy małych odległościach występuje znaczny i szybki spadek korelacji, po czym wartości R_{ij} są na niskim, stałym poziomie, a nawet nieznacznie wzrastają. Kolejność profili zmienia się wzdłuż szerokości ściany, jak również na różnych poziomach.



Rys. 132. Współczynniki korelacji R_{ij} , na poziomie 2, ściana C, profile p1–p6, a) $\alpha_w = 0^\circ$, b) $\alpha_w = 90^\circ$. Oznaczenia jak na Rys. 130.

- $\alpha_w = 90^\circ$.

Charakterystyka zmian korelacji jest taka sama jak dla ściany A i $\alpha_w = 90^\circ$. Korelacje spadają do 0 w odległości ok. 0,6–0,7 rozpiętości ściany i następnie nieznacznie rosną.

Ściana D (Rys. 133).

- $\alpha_w = 0^\circ$.

W tym położeniu ściana krótsza D jest boczną i opis zmian jest analogiczny do tego na ścianie B, przy $\alpha_w = 0^\circ$. Różnice między profilami są duże, korelacje spadają do ok. 0,3 w przypadku modelu R1 i są dużo wyższe w przypadku ścian krótszych (R2 i R5). Ponadto, spadek współczynników R_{ij} jest nieznacznie większy na poziomach dolnych. Największe wartości uzyskano dla przepływów p4 i p1, następnie p3 i p5, a najmniejsze dla p2 i p6.

- $\alpha_w = 15^\circ$.

Współczynniki R_{ij} spadają do 0, a nawet zmieniają znak na "-" dla maksymalnych odległości między punktami, w przypadku modelu największego R1, zaś dla innych modeli maleją do ok. 0,4–0,6. Brak jest wyraźnej tendencji w kolejności profili, która zmienia się wzdłuż szerokości ściany i na różnych poziomach.

- $\alpha_w = 30^\circ$.

Spadek korelacji jest nieznacznie niższy niż dla $\alpha_w = 15^\circ$, do ok. 0,3 w odległości $x = 0,5$ –0,8 od krawędzi nawietrznej, następnie występuje lekki wzrost wraz z rosnącą odległością. Taka charakterystyka odnosi się najlepiej do modelu ze ścianą szerszą R1, na mniejszych jest ona słabiej zaznaczona. Największe współczynniki uzyskano przeważnie dla profili p6 i p2, najmniejsze dla p4 i p1.

- $\alpha_w = 45^\circ$.

Wykresy R_{ij} zmieniają się niemal liniowo wraz ze wzrostem odległości między punktami. Korelacje przy maksymalnej odległości znacznie się zwiększają, do 0,6–0,8 na poziomach górnych i do 0,5–0,7 przy podstawach. Wartości między profilami są zbliżone w porównaniu do kątów poprzednich, największe przeważnie otrzymano dla profili p2 i p6, najmniejsze dla p1 i p4.

- $\alpha_w = 60^\circ$.

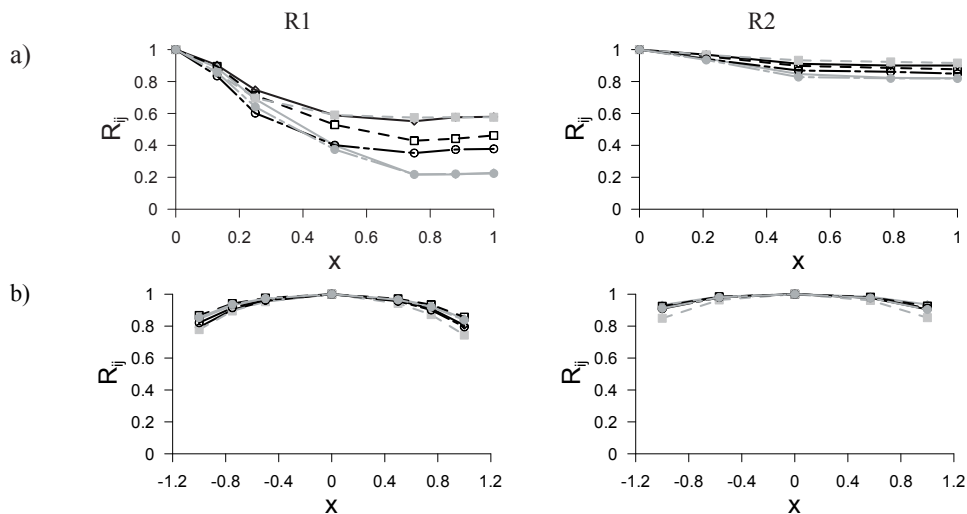
Spadek najpierw jest słaby liniowy, a przy większych odległościach współczynniki maleją szybciej. Przy wierzchołkach, spadek R_{ij} jest do poziomu 0,6–0,8, a w miarę zbliżania się do podstaw korelacje maleją, choć wyraźnie tylko dla modelu R1, do poziomu ok. 0,3. Różnice między profilami są niewielkie, a kolejność zmienna na różnych poziomach.

- $\alpha_w = 75^\circ$.

Wartości korelacji zachowują się podobnie jak dla $\alpha_w = 60^\circ$, spadek wykresów ma podobny charakter, a różnice między profilami są niewielkie.

- $\alpha_w = 90^\circ$.

Ściana krótsza D jest nawietrzną, korelacja między punktem środkowym a narożnym spada do 0,8–0,9, w przeważającym obszarze wysokości modeli. Różnice między profilami są niewielkie, najmniejsze wartości wyznaczono dla p4 i p6, największe dla p2 i p3.



Rys. 133. Współczynniki korelacji R_{ij} na poziomie 2, ściana D, profile p1–p6, a) $\alpha_w = 0^\circ$, b) $\alpha_w = 90^\circ$. Oznaczenia jak na Rys. 130.

12.5. Zależność korelacji przestrzennej od smukłości przekroju poprzecznego

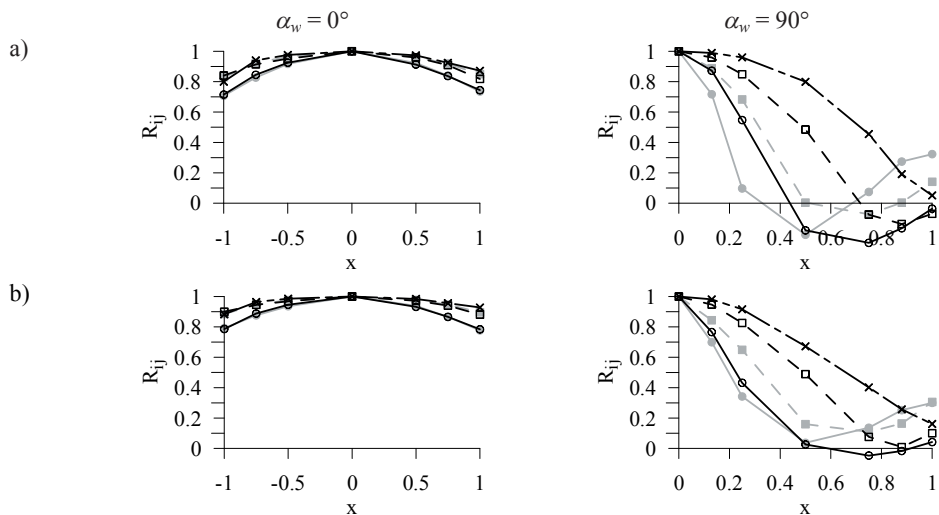
Na Rys. 134–137 pokazano zmiany współczynników korelacji R_{ij} na poziomie 2, w zależności od modelu, na kolejnych ścianach, dla wybranych kątów natarcia $\alpha_w = 0^\circ, 30^\circ, 69^\circ$ i 90° , w przypadku dwóch wariantów przepływu p1 i p3. Zastosowano bezwymiarową współrzędną x , określającą szerokość ściany, aby umożliwić porównania. Oczywiście, przedstawione różnice w korelacjach w dużej mierze wynikają z wielkości ścian modeli. Ściany A i C mają taką samą szerokość w przypadku modeli R1 i R2 (40 cm), oraz modeli R3 i R4 (20 cm), natomiast B i D mają taką samą szerokość w przypadku modeli R2 i R3 (10 cm) oraz R4 i R5 (5 cm). Zestaw wykresów korelacji zestawiono w załączniku nr 12.

Ściana A (Rys. 134).

W większości przypadków korelacje układają się podobnie jak wymiary ścian: bardzo zbliżone są wartości między modelami R1 i R2 (40 cm) oraz R3 i R4 (20 cm), które uzyskano dla kątów $\alpha_w = 0^\circ\text{--}45^\circ$, a więc w położeniu, w którym nie ma intensywnych zaburzeń ciśnienia wywołanych odrywającymi się z krawędzi zewnętrznej wirami. Gdy $\alpha_w = 60^\circ\text{--}90^\circ$, różnice w wartościach korelacji rosną, a i zmiany R_{ij} mają inny charakter, co wywołane jest tym, że ściana A staje się boczną, a z krawędzi zewnętrznej ze ścianą D odrywają się wiry. Dla kolejnych profili tendencje zmian są podobne, a wartości współczynników oczywiście się różnią.

- $\alpha_w = 0^\circ$.

Współczynniki R_{ij} spadają do 0,6–0,7, w skrajnych punktach w górnych połowach modeli i minimalnie do 0,5 w częściach dolnych. Różnice między modelami są mniejsze na poziomach górnych. Najwyższe korelacje uzyskano dla R5 i R4, następnie dla R3, najmniejsze dla modeli największych R1 i R2, które są one niemal identyczne, co wynika z wymiarów ścian.



Rys. 134. Współczynniki R_{ij} , ściana A, poziom 2, a) profil p1, b) profil p3, ○ – model R1, ● – model R2, □ – model R3, ■ – model R4, × – model R5.

- $\alpha_w = 15^\circ$.

Korelacje spadają do 0,3–0,5 przy wierzchołkach i w częściach środkowych oraz do 0,1–0,2 przy podstawach. Różnice w wartościach są duże wzdłuż całej wysokości modeli. Największe R_{ij} uzyskano dla R5 i R4, podobne do nich dla R3, a najniższe dla R1 i R2.

- $\alpha_w = 30^\circ$ – 45° .

Charakterystyka zmian R_{ij} jest identyczna jak dla $\alpha_w = 15^\circ$, rosną tylko nieznacznie wartości współczynników przy maksymalnym oddaleniu punktów pomiarowych.

- $\alpha_w = 60^\circ$.

Wartości R_{ij} przy maksymalnej odległości punktów wciąż nieznacznie rosną, ale rozbieżności między modelami również się powiększają. Największe współczynniki obliczono dla R5 i R4, przy czym różnica między nimi jest znaczna. Ponadto, przy mniejszych odległościach między punktami, modele $D/B = 4$ dają wyższe współczynniki R_{ij} , natomiast przy odległościach ok. $x = 0,5$, wartości R_{ij} są wyższe dla modeli $D/B = 2$ (R5 i R3). Najmniejsze wartości korelacji wyznaczono dla modeli R1 i R2, co pozostaje bez zmian w stosunku do poprzednich kątów natarcia wiatru.

- $\alpha_w = 75^\circ$.

Charakter zmian jest inny niż dla kątów poprzednich – następuje szybki spadek R_{ij} w odległości ok. $x = 0,3$ do wartości 0 na poziomach górnych i 0,2 na dolnych. Następnie korelacje rosną w odległości ok. $x = 0,8$ do wartości 0,4. Gdy $x > 0,85$, przeważnie występuje ponowny spadek współczynników R_{ij} . Taka tendencja, w przypadku poziomów dolnych jest nieznacznie zmieniona – nie ma ponownego wzrostu, a tylko spadek z różną szybkością wzdłuż szerokości ściany. Różnice między modelami są bardzo znaczne w początkowej części szerokości, najwyższe korelacje są dla R5, następnie zbliżone dla R3 i R4, a najmniejsze dla R1 i R2. Podobne wartości, na ścianach o tych samych szerokościach, są tylko do ok. $x = 0,3$, następnie rozbieżności się pogłębiają, by na końcu, przy

krawędzi zawietrznej ponownie się do siebie zbliżyć. W dalszej części szerokości ściany, od $x = 0,5$, największe wartości otrzymano dla modeli $D/B = 4$, wyższe dla R4, następnie R2, mniejsze i zbliżone dla R5, R3 i R1.

- $\alpha_w = 90^\circ$.

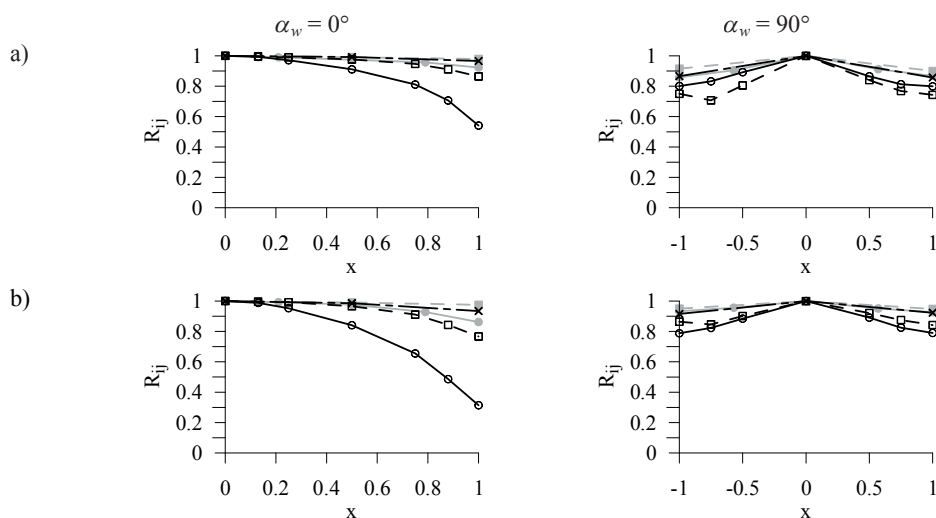
Powierzchnia A jest boczną, a rozbieżności między modelami występują wzdłuż całej jej szerokości i wysokości modeli. Przy krawędzi nawietrznej wyznaczono szybki spadek R_{ij} , nawet do wartości zmieniających znak na "-", szybszy w przypadku modeli $D/B = 4$, głównie R2 (w ok. $x = 0,15-0,25$). Osiągnięcie maksymalnej wartości ujemnej (ok. -0,4) występuje w dalszej części ściany dla modeli $D/B = 2$. W przypadku obiektów o $D/B = 4$, po osiągnięciu maksymalnych wartości ujemnych, następuje ponowna zmiana znaku aż do ok. $0,2-0,4$. Dla prostopadłościanów o smukłości 2, współczynniki w zasadzie spadają wzdłuż całej szerokości ściany osiągając wartości ujemne, tylko w przypadku modelu R1 zaczynają się ponownie zmieniać w kierunku wartości dodatnich. Największe korelacje dodatnie osiągnięto dla modeli R5, R3 i R1 ($D/B = 2$), następnie dla R4 i R2 ($D/B = 4$).

Ściana B (Rys. 135).

W przypadku ściany B, która jest węższa, w zasadzie dla każdego kąta natarcia wiatru osiągnięto wysoką korelację, powyżej 0,8, wyjątek stanowi model R1, dla którego współczynniki spadają nawet do 0,4 ($\alpha_w = 0^\circ$). Różnice między modelami są nieznaczne, większe w części dolnej modeli oraz dla $\alpha_w = 0^\circ$.

- $\alpha_w = 0^\circ$.

Największe współczynniki R_{ij} , bardzo zbliżone, wyznaczono dla modeli R5 i R4, następnie nieznacznie niższe dla R2 i R3, a najmniejsze dla R1. Dla analizowanego kąta występują największe różnice wartości R_{ij} między modelami. Większy spadek korelacji, głównie dla prostopadłościanu R1, występuje przy podstawach. Ponadto, większe rozbieżności między modelami można zaobserwować w częściach dolnych.



Rys. 135. Współczynniki R_{ij} , ściana B, poziom 2, a) profil p1, b) profil p3. Oznaczenia jak na Rys. 134.

- $\alpha_w = 15^\circ - 75^\circ$.

W tym przedziale kątów natarcia charakterystyka zmian współczynnika korelacji jest w zasadzie taka sama jak dla $\alpha_w = 0^\circ$.

- $\alpha_w = 90^\circ$.

Na powierzchni zawietrznej B występują znaczne różnice między modelami, wartości spadają do 0,3–0,6, niższe korelacje są w częściach dolnych. Największe wartości otrzymano dla R4 i R5 (takie same ściany), następnie R3 i R2 (takie same ściany), najmniejsze dla R1 (ściana najszersza).

Ściana C (Rys. 136).

- $\alpha_w = 0^\circ$.

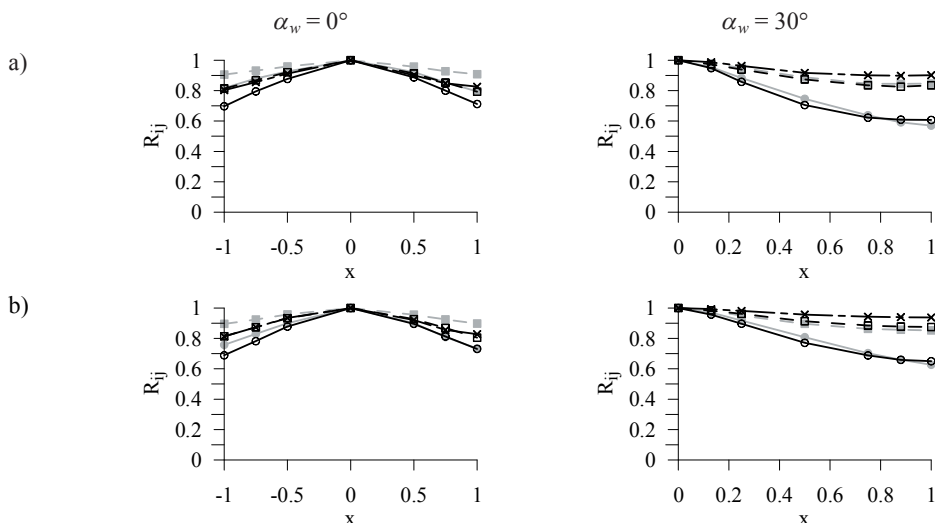
Ściana C jest zawietrzna – wzdłuż jej szerokości występuje znaczny spadek korelacji, do 0,7–0,8 przy wierzchołkach i 0,3–0,4 przy podstawach. Rozbieżności między modelami są wyraźne, szczególnie w obszarach dolnych, w górnych natomiast, wartości są zbliżone. Największe R_{ij} uzyskano dla R4, następnie R2 i R5, mniejsze dla R3 i najmniejsze dla R1.

- $\alpha_w = 15^\circ$.

Korelacje spadają do 0,4 na poziomach górnych, 0,2 na środkowych i 0, a nawet zmieniają znak przy podstawach. Największe R_{ij} obliczono dla modeli R5 oraz R3 i R4, mniejsze dla R2 i R1. Rozbieżności między prostopadłościanami są bardzo znaczne, głównie w częściach dolnych.

- $\alpha_w = 30^\circ - 60^\circ$.

Kształt wykresów współczynników zmienia się – występuje mniejszy i łagodniejszy spadek R_{ij} . Widać wyraźnie, że wartości "grupują się" rozmiarami ścian – największe współczynniki uzyskano dla R5, następnie dla R3 i R4, najmniejsze dla R2 i R1. W dolnych częściach prostopadłościanów różnice między modelami są wyraźniejsze.



Rys. 136. Współczynniki R_{ij} , ściana C, poziom 2, a) profil p1, b) profil p3. Oznaczenia jak na Rys. 134.

- $\alpha_w = 75^\circ$.

Charakter zmian jest inny. Do ok. 0,6–0,7 szerokości ściany występuje spadek R_{ij} , nawet do zmiany znaku na "-" i następnie, w dalszej odległości lekki wzrost. Różnice między modelami są bardzo duże. W zakresie korelacji dodatnich, największe R_{ij} obliczono dla R5, następnie dla R3. Wydaje się, że współczynniki dla modeli $D/B = 4$ bardziej się do siebie zbliżają, niż w przypadku modeli o smukłości 2.

- $\alpha_w = 90^\circ$.

Tendencja zmian opisana dla $\alpha_w = 75^\circ$ pogłębia się. Wzdłuż całej wysokości obiektów występuje zmiana znaku na "-" w odległości $x = 0,5$ – $0,8$ od krawędzi nawietrznej. Wyjątek stanowi model najmniejszy R5, który zmienia znak tylko na najniższych poziomach. Największe R_{ij} uzyskano dla R5, następnie dla R3 i R4, zaś najmniejsze dla R1 i R2 w obszarze ściany, w którym korelacje są dodatnie. W części, w której współczynniki są ujemne kolejność jest zmienna, wartości wynoszą $\pm 0,2$, a więc w zasadzie nie ma korelacji.

Ściana D (Rys. 137).

Różnice między modelami są duże dla wszystkich kątów oprócz $\alpha_w = 90^\circ$, największe dla $\alpha_w = 15^\circ$ – 30° .

- $\alpha_w = 0^\circ$.

Ściana krótsza D jest boczną. Korelacje są wysokie, powyżej 0,8 w przypadku modeli R2 i R4 ($D/B = 4$) oraz R3 i R5 ($D/B = 2$). Niższe wartości uzyskano dla R1, a więc ściany najszerszej (20 cm). Na poziomach dolnych korelacje dość znacznie spadają. Minimalna wartość R_{ij} , w przypadku R1, wynosi 0,4–0,5 w odległości $x = 0,7$ od krawędzi nawietrznej, zaś przy większej odległości nieznacznie rośnie.

- $\alpha_w = 15^\circ$.

Występuje szybki spadek współczynników do odległości $x = 0,5$ – $0,6$, w której w przypadku R1, pojawia się nawet zmiana znaku współczynnika na "-", znaczny spadek występuje również dla modelu R3. Najwyższa korelacja i najmniejszy spadek wzdłuż szerokości ściany (do wartości $R_{ij} \approx 0,8$) ma miejsce dla prostopadłościanu R4. Największe współczynniki obliczono dla R4, następnie R5 i R2 i znacznie mniejsze dla R1 i R3.

- $\alpha_w = 30^\circ$.

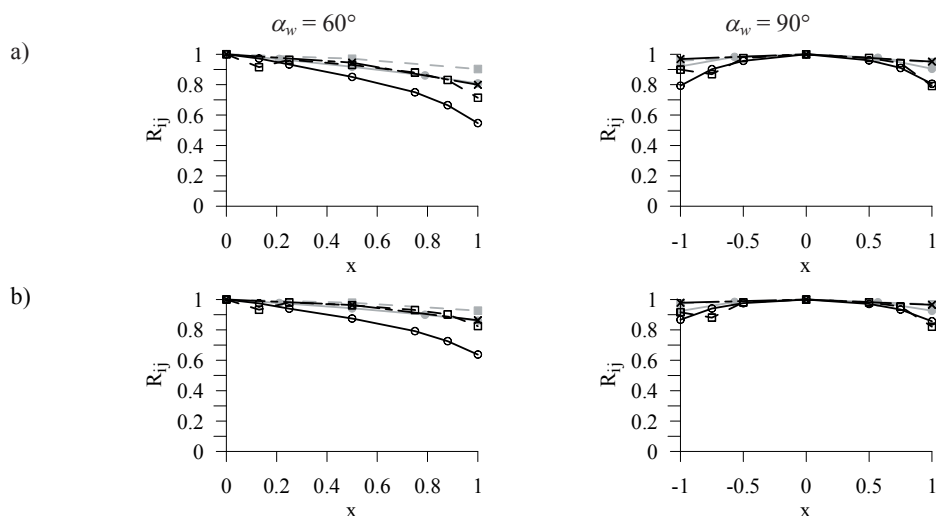
W dalszym ciągu zaznacza się duży spadek R_{ij} do odległości $x = 0,5$ – $0,7$, ale wartości są dodatnie, choć niskie, na poziomie 0,1–0,2 w przypadku R1, dla którego wartości są najniższe. Na modelach większych R2, R1 i R3, wciąż występuje szybki spadek R_{ij} , a następnie ustalenie się wartości albo nawet ich niewielki wzrost. Największe R_{ij} uzyskano dla R5 i R4, następnie dla R2, i mniejsze dla R3 i R1.

- $\alpha_w = 45^\circ$ – 75° .

Charakter zmian współczynników jest inny, korelacje są dość wysokie, spadają do 0,6 dla $\alpha_w = 45^\circ$ i jeszcze bardziej dla $\alpha_w = 60^\circ$ – 75° . Spadek jest względnie stały wzdłuż całej szerokości ściany, większy na poziomach dolnych. Najwyższe wartości R_{ij} obliczono dla R5 i R4, następnie dla R2 i najmniejsze dla R3 i R1.

- $\alpha_w = 90^\circ$.

Różnice między wartościami R_{ij} są niewielkie, a korelacje są powyżej 0,8, z wyjątkiem poziomów najniższych. Najwyższe R_{ij} uzyskano dla modeli R5 i R4, najmniejsze dla R1.



Rys. 137. Współczynniki R_{ij} , ściana D, poziom 2, a) profil p1, b) profil p3. Oznaczenia jak na Rys. 134.

12.6. Weryfikacja korelacji na podstawie innych badań

W literaturze przedmiotu jest niewiele danych dotyczących korelacji ciśnienia wzdłuż obwodu i wzdłuż wysokości trójwymiarowych modeli o przekrojach prostokątnych, umieszczonych w warstwie przyściennej. Większość raportowanych badań była prowadzona na modelach prostopadłościennych, znajdujących się w przepływie o stałej prędkości i turbulencji. Pomiary wykonywane były na modelach zawieszonych poziomo w tunelu aerodynamicznym, ograniczonych dużymi skrajnymi płytami pozwalającymi uzyskać przepływ dwuwymiarowy (Noda i Nakayama, 2003b, Vickery, 1966, Lee, 1975, Li i Melbourne, 1995, 1997, Miyata i Miyazaki, 1979). W tego rodzaju eksperymentach, pomiary dotyczą głównie korelacji mierzonej w środku rozpiętości modelu wzdłuż szerokości poszczególnych ścian oraz wzdłuż rozpiętości, między punktem na obwodzie środkowego przekroju poprzecznego i drugim oddalającym się w kierunku zamocowania. Stosunkowo niewiele badań dotyczy obiektów znajdujących się w warstwie przyściennej (Kareem i Cermak, 1984, Kareem, 1990, 1997, Liang i in., 2002, Butler i in., 2010). W porównaniach wykorzystano wyniki pomiarów 2D i 3D, które zostały opisane w następujących pracach:

- Vickery (1966) – współczynniki korelacji wzdłuż rozpiętości w środku ściany bocznej i wzdłuż szerokości ściany bocznej, $D/B = 1$ ($D = 15,24$ cm), przepływ 2D, $I_u = 10\%$.
- Lee (1975) – współczynniki korelacji wzdłuż rozpiętości w środku ściany przedniej, bocznej i tylnej, $D/B = 1$ ($D = 16,5$ cm), przepływ 2D, $I_u = 4,4\%, 6,5\%, 8\%, 15\%$.
- Li i Melbourne (1995, 1999) – współczynniki korelacji wzdłuż rozpiętości przy krawędzi zewnętrznej ściany bocznej, $D/B = 2$ ($D = 10$ cm), $D/B = 4$ ($D = 20$ cm), przepływ 2D, $I_u = 14\%, 15\%$, różna skala L_u .
- Miyata i Miyazaki (1979) – współczynniki korelacji wzdłuż rozpiętości w środku ściany bocznej, $D/B = 1$ ($D = 5$ cm), $D/B = 1,5$ ($D = 7,5$ cm), $D/B = 2$ ($D = 15$ cm), przepływ 2D, $I_u = 11\%$, różna skala L_u .

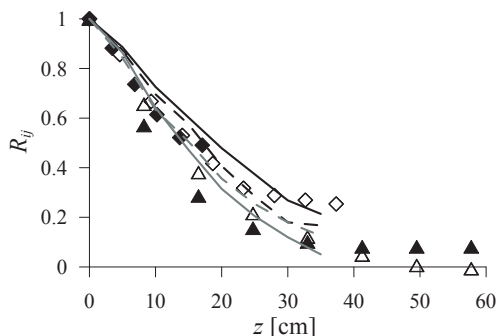
- Noda i Nakayama (2003b) – współczynniki korelacji wzdłuż rozpiętości w środku ściany bocznej i tylnej, $D/B = 1$ ($D = 8$ cm), $D/B = 2,5$ ($D = 15$ cm), $D/B = 3$ ($D = 18$ cm), przepływ $2D$, $I_u = 5,3\%$.
- Kareem i Cermak (1984) – współczynniki korelacji wzdłuż wysokości, przy krawędziach nawietrznej i zawietrznej i w środku ściany bocznej oraz wzdłuż szerokości ściany bocznej, $D/B = 1$ ($D = 12,7$ cm), $H = 50,8$ cm, przepływ odpowiadający terenowi otwartemu ($\alpha = 0,12$) i miejskiemu ($\alpha = 0,34$).
- Kareem (1990, 1997) – współczynniki korelacji wzdłuż wysokości, przy krawędziach nawietrznej i zawietrznej ściany bocznej oraz wzdłuż szerokości ścian przedniej, bocznej i tylnej, $D/B = 0,67$ ($D = 12,7$ cm), $D/B = 1,5$ ($D = 19,05$ cm), $H = 50,8$ cm, przepływ odpowiadający terenowi otwartemu ($\alpha = 0,16$) i miejskiemu ($\alpha = 0,35$).
- Liang i in. (2002) – współczynniki korelacji wzdłuż wysokości, w środku ściany bocznej i tylnej, $D/B = 0,5$, $D/B = 1$, $D/B = 2$, $D/B = 4$, $H = 40$ cm i $H = 80$ cm, przepływ odpowiadający terenowi podmiejskiemu ($\alpha = 0,2$).
- Butler i in. (2010) – współczynniki korelacji wzdłuż wysokości, w środku ściany przedniej i tylnej oraz przy krawędziach nawietrznej i zawietrznej ściany bocznej, jak również wzdłuż szerokości ściany bocznej, $D/B = 1$ ($D = 10$ cm), różna wysokość $H = 20,5$ cm, $H = 42$ cm, $H = 8,5$ cm, przepływ odpowiadający terenowi otwartemu.

Poniżej, na Rys. 138–142, pokazano wykresy dotyczące współczynników korelacji R_{ij} , wyznaczonych w badaniach własnych dla modeli R1, R3, R5, w przykładowych wariantach przepływów p1 i p4, zestawionych z innymi pomiarami, możliwie najbardziej im odpowiadającymi pod względem wymiarów modeli i warunków przepływu, odpowiednio:

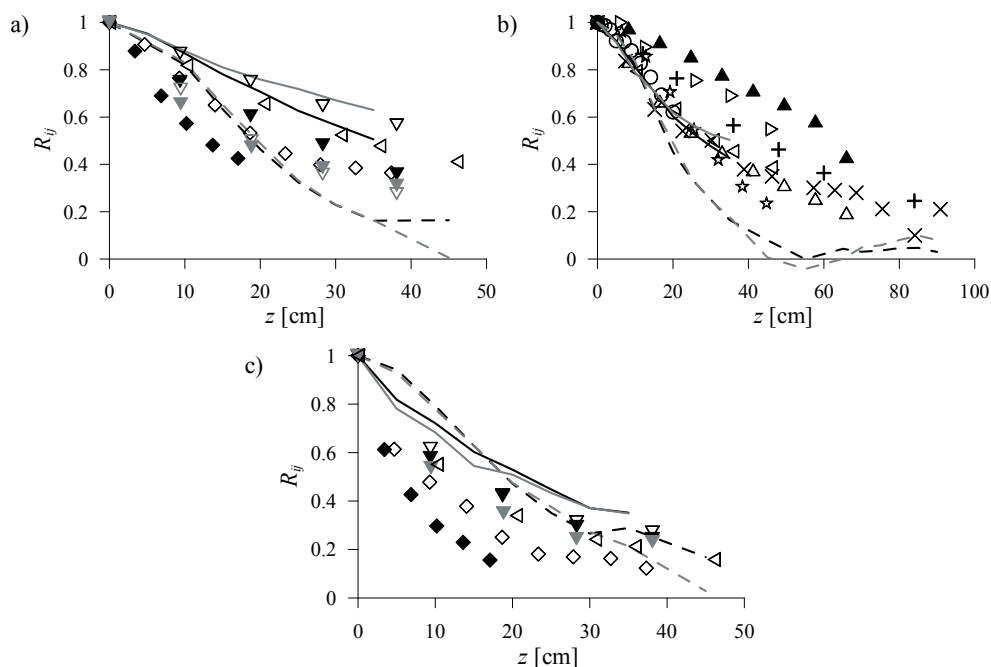
- Wzdłuż wysokości modeli na ścianie nawietrznej A, dla $\alpha_w = 0^\circ$, a więc przy przepływie na ścianę szerszą (w tym położeniu $D/B = 0,5$, dla R1, R3 i R5) – Rys. 138. W podpisie Rys. 138 zestawiono oznaczenia wszystkich badań, które wykorzystano również na kolejnych wykresach.
- Wzdłuż wysokości modeli na ścianie bocznej B ($\alpha_w = 0^\circ$) oraz A ($\alpha_w = 90^\circ$), a więc, gdy ściana boczna jest węższa ($D/B = 0,5$, dla R1, R3 i R5) – Rys. 139 i szersza ($D/B = 2$, dla R1, R3 i R5) – Rys. 140.
- Wzdłuż wysokości modeli na ścianie zawietrznej C ($\alpha_w = 0^\circ$) oraz B ($\alpha_w = 90^\circ$), a więc, gdy ściana boczna jest węższa ($D/B = 0,5$, dla R1, R3 i R5) – Rys. 141a i szersza ($D/B = 2$, dla R1, R3 i R5) – Rys. 141b.
- Wzdłuż szerokości ściany bocznej B ($\alpha_w = 0^\circ$) oraz A ($\alpha_w = 90^\circ$), a więc, gdy ściana boczna jest węższa ($D/B = 0,5$, dla R1, R3 i R5) – Rys. 142a i szersza ($D/B = 2$, dla R1, R3 i R5) – Rys. 142b.

Na osiach poziomych wykresów zastosowano rzeczywiste odległości między punktami pomiarowymi rozmieszczonymi wzdłuż wysokości (z) i szerokości ścian (x).

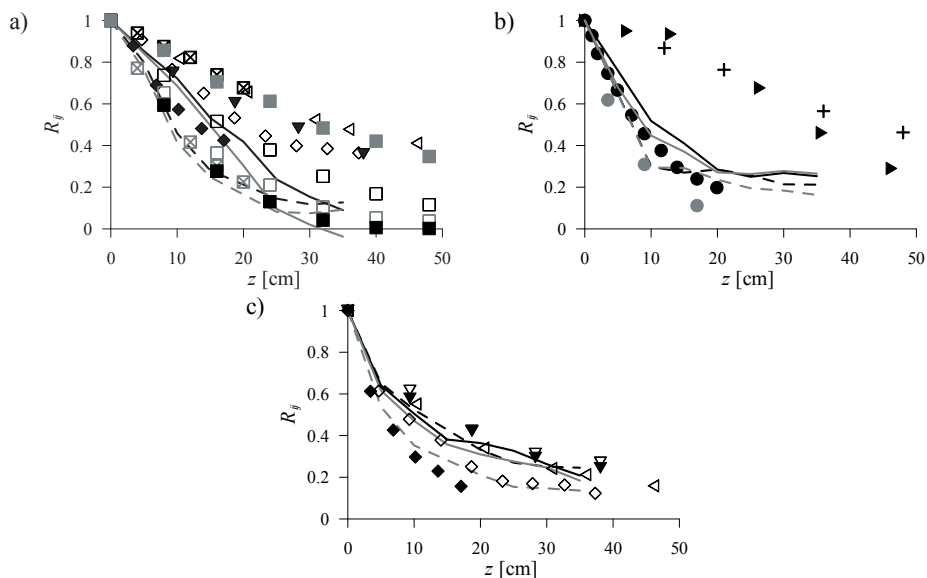
Jak wynika z poniżej przedstawionych rysunków, zgodność współczynników korelacji R_{ij} wzdłuż wysokości modeli i wzdłuż szerokości ścian, jest dość zadowalająca. Istotne różnice występujące na wykresach, spowodowane są przede wszystkim faktem, że większość danych porównawczych dotyczy przepływów $2D$, jak również różnymi wymiarami modeli badawczych.



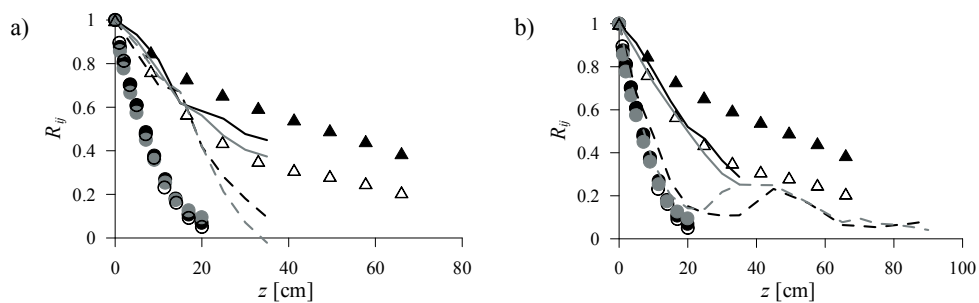
Rys. 138. Współczynniki korelacji R_{ij} wzdłuż wysokości, środek ściany zewnętrznej A, $\alpha_w = 0^\circ$. Oznaczenia: linia ciągła – p1, R1 (czarna), R5 (szara), linia przerywana – p4, R1 (czarna), R5 (szara), \blacktriangle , \triangle – Lee (1975), $D/B = 1$, $I_u = 8\%$, $12,5\%$, \diamond , \blacklozenge , \blacklozenge – Butler i in. (2010), $D/B = 1$, $H = 42$ cm, $20,5$ cm, $8,5$ cm, ∇ , \blacktriangledown – Kareem (1990, 1997), $D/B = 1,5$, $\alpha = 0,16$, $0,35$, ∇ , \blacktriangledown – Kareem (1997), $D/B = 0,67$, $\alpha = 0,16$, $0,35$, \triangleleft , \blacktriangleleft – Kareem i Cermak (1984), $D/B = 1$, $\alpha = 0,12$, $0,34$, \circ , \bullet , \bullet – Noda i Nakayama (2003b), $D/B = 1$, $2,5$, 3 , $I_u = 5,3\%$, \times , \times – Vickery (1966), $D/B = 1$, $I_u = 0\%$, 10% , $+$ – Miyata i Miyazaki (1979), $D/B = 2$, $I_u = 11\%$, \triangleright , \blacktriangleright – Liang i in. (2002), $D/B = 1$, 2 , $\alpha = 0,2$, $*$ – Wilkinson (1974) za Kareem i Cermak (1984), $D/B = 1$, przepływ 2D, \square , \square , \blacksquare , \blacksquare – Li i Melbourne (1995), $D/B = 4$, $I_u \approx 15\%$, różna skala L_u , \boxtimes , \boxtimes – Li i Melbourne (1995), $D/B = 2$, $I_u = 8\%$, 15% .



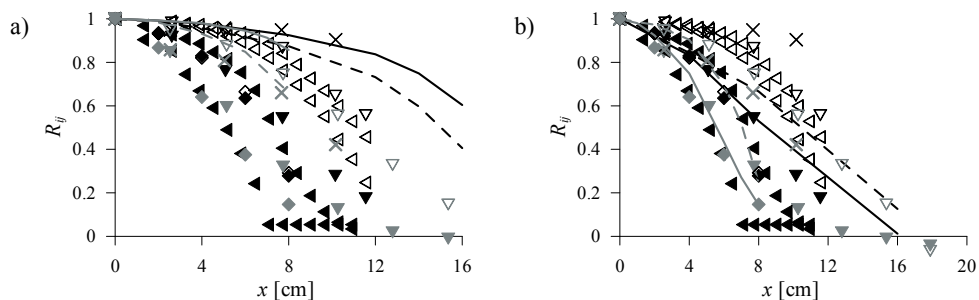
Rys. 139. Współczynniki korelacji R_{ij} wzdłuż wysokości, ściana boczna B, $\alpha_w = 0^\circ$, przekroje pionowe: a) przy krawędzi wewnętrznej, b) w środku, c) przy krawędzi zewnętrznej. Oznaczenia jak na Rys. 138.



Rys. 140. Współczynniki korelacji R_{ij} wzdłuż wysokości, ściana boczna A, $\alpha_w = 90^\circ$, przekroje pionowe: a) przy krawędzi wewnętrznej, b) w środku, c) przy krawędzi zewnętrznej. Oznaczenia jak na Rys. 138.



Rys. 141. Współczynniki korelacji R_{ij} wzdłuż wysokości, środek ściany zewnętrznej: a) C, $\alpha_w = 0^\circ$, b) B, $\alpha_w = 90^\circ$. Oznaczenia jak na Rys. 138.



Rys. 142. Współczynniki korelacji R_{ij} wzdłuż szerokości ściany bocznej: a) B, $\alpha_w = 0^\circ$, b) A, $\alpha_w = 90^\circ$. Oznaczenia jak na Rys. 138, dodatkowo: \triangleleft , \blacktriangleleft – Kareem i Cermak (1984) obwódca dla różnych poziomów.

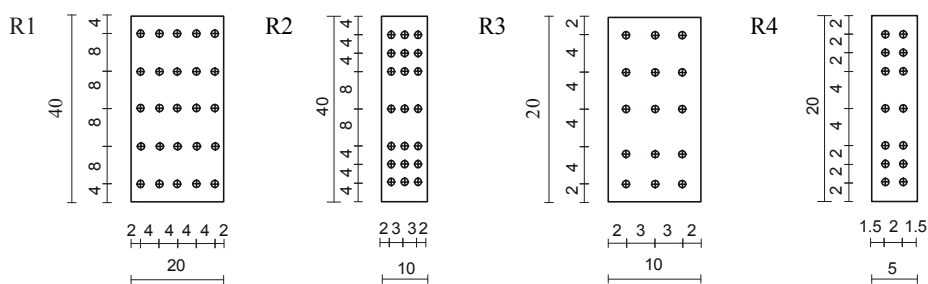
13. Oddziaływanie wiatru na dachy płaskie budynków wysokich i średniej wysokości

13.1. Opis badań

Pomiary ciśnienia przeprowadzono na wszystkich modelach prostopadłościennych opisanych w Rozdziale 9.2. Wyniki, prezentowane poniżej, dotyczą czterech większych modeli, pominięto w analizach najmniejszy R5, z powodu zbyt małej liczby czujników, która została zainstalowana na jego dachu, co nie pozwoliło wyciągnąć miarodajnych wniosków.

Na powierzchniach górnych pozostałych modeli umieszczono, w zależności od wymiarów, od 14 do 25 czujników rozstawionych według schematów pokazanych na Rys. 143. Częściowy opis badań zamieszczono w pracach Lipeckiego (2013a, 2014a).

Współczynniki ciśnienia zewnętrznego na dachach zostały wyznaczone w ten sam sposób jak na ścianach pionowych (równania 9.1, 9.3). Zmierzono zmiany w czasie ciśnienia na powierzchni i na podstawie średnich wyznaczono współczynniki C_p , które obrazują rozkłady na dachach płaskich, prostokątnych budynków średniej wysokości i wysokich.



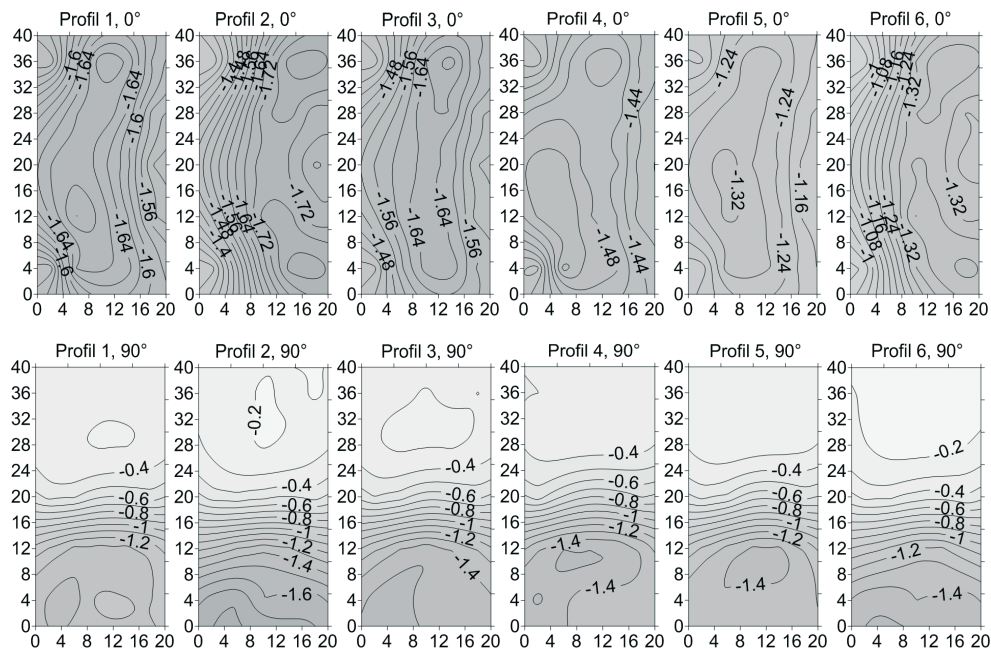
Rys. 143. Rozmieszczenie czujników ciśnienia na powierzchniach górnych prostopadłościanów [cm].

13.2. Rozkłady powierzchniowe współczynników C_p na dachach

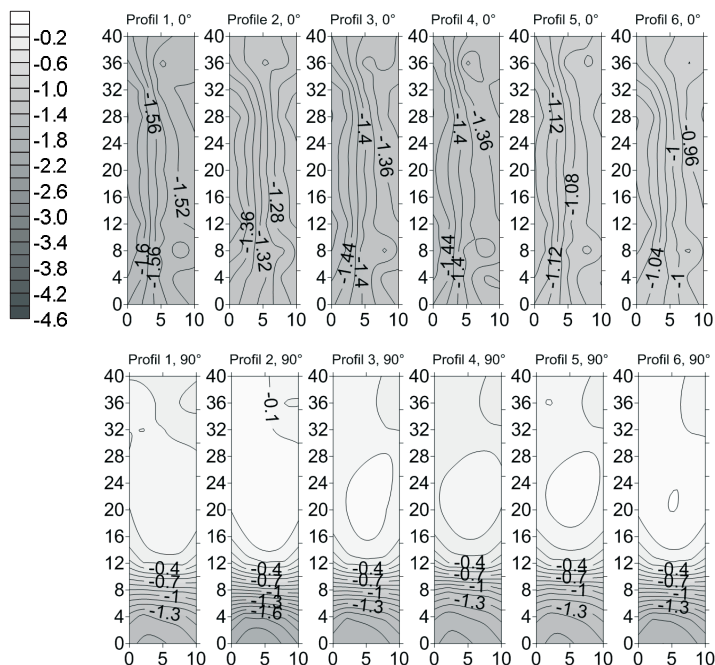
Przykładowe rozkłady współczynników średniego ciśnienia C_p , w zależności od struktury wiatru, dla kątów natarcia $\alpha_w = 0^\circ$ i 90° oraz modeli R1 i R2 przedstawiono na Rys. 144, zaś w zależności od kąta natarcia α_w , dla wariantów przepływu p1 i p3 oraz modeli R1 i R3 na Rys. 145–146, a modeli R2 i R4 na Rys. 147–148. Osie pionowe i poziome na wykresach odpowiadają wymiarom dachów modeli podanym w cm. We wszystkich przypadkach na dachach uzyskano ssanie, dla którego na każdym z zamieszczonych wykresów zastosowano taką samą skalę: $C_{pmax} = 0$, $C_{pmin} = -4.6$, według dołączonej legendy. Pełen zestaw wykresów dołączono w załączniku nr 13.

Jak wynika z Rys. 144–148, wzory rozkładów powierzchniowych ciśnienia zewnętrznego są podobne w każdym przypadku napływającego powietrza, zarówno między dwoma modelami o tym samym stosunku boków D/B , jak i modelami o różnych D/B . Należy zauważyć, że pojawiające się różnice, częściowo wynikają z innego rozmieszczenia czujników pomiarowych. Jednakże, wartości C_p znacząco się różnią w zależności od struktury napływającego powietrza w obrębie jednego modelu i są podobne między modelami w obrębie jednego wariantu struktury wiatru.

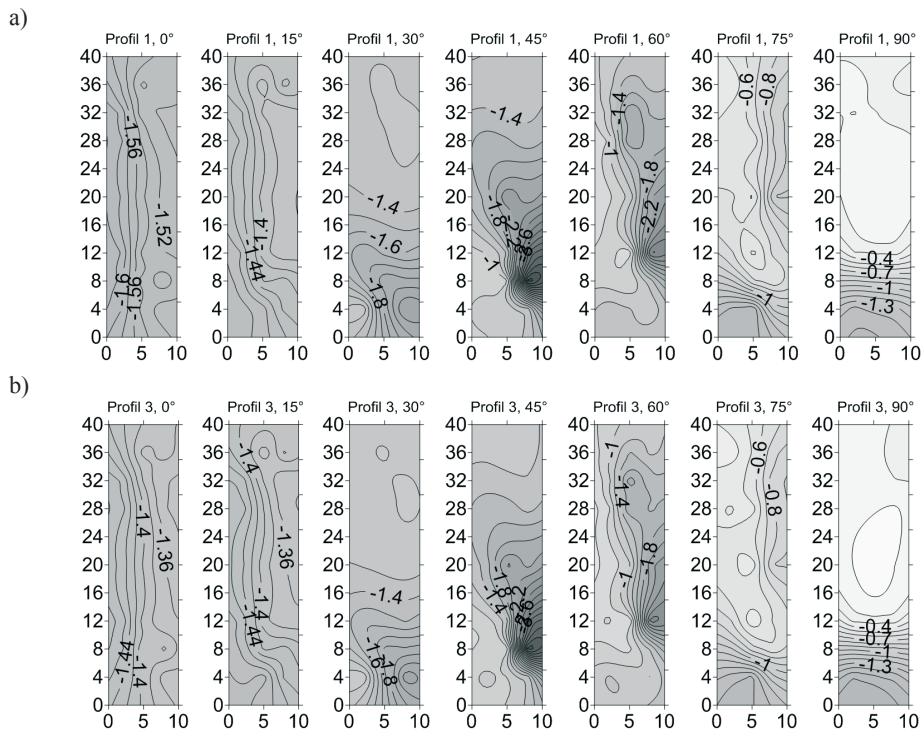
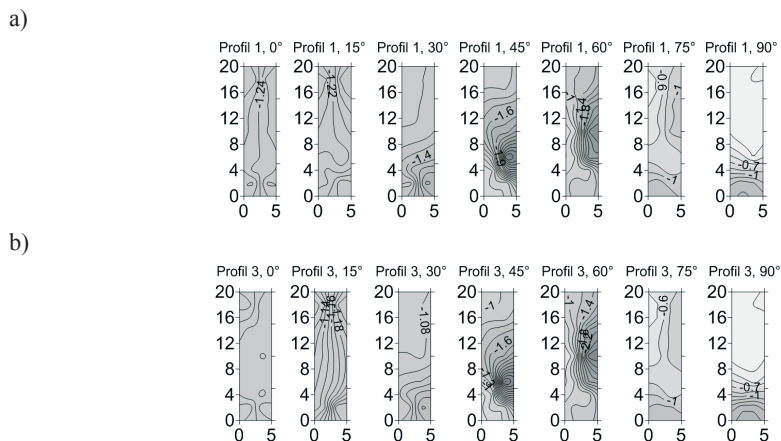
a)



b)

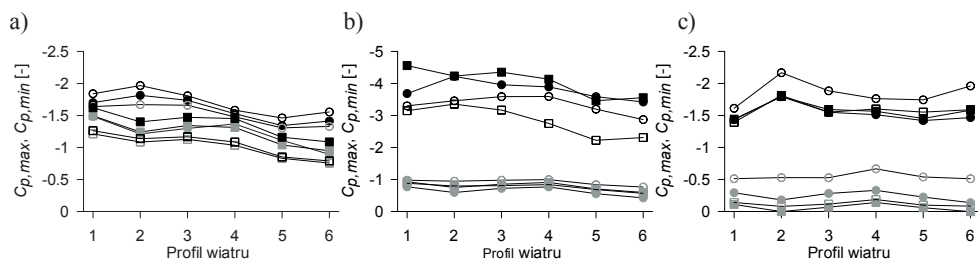


Rys. 144. Rozkłady powierzchniowe C_p na dachach, w zależności od struktury wiatru p1–p6, $\alpha_w = 0^\circ$ oraz $\alpha_w = 90^\circ$, a) model R1, b) model R2. Na osi poziomej przyjęto wymiar B , na pionowej D .


 Rys. 147. Rozkłady powierzchniowe C_p na dachu modelu R2, w zależności od α_w , a) p1, b) p3.

 Rys. 148. Rozkłady powierzchniowe C_p na dachu modelu R4, w zależności od α_w , a) p1, b) p3.

Zakres ekstremalnych wartości współczynników ciśnienia na dachach, w zależności od wariantu napływającego powietrza, dla kątów natarcia 0° , 45° oraz 90° pokazano na Rys. 149. Współczynniki $C_{p,max}$ oraz $C_{p,min}$ oznaczają wartości, odpowiednio największego i najmniejszego średniego ssania w danym przypadku. Największa różnica między nimi, wynosząca 0,603 występuje dla modelu R1 i przepływu p2, przy $\alpha_w = 0^\circ$ oraz 1,796, dla

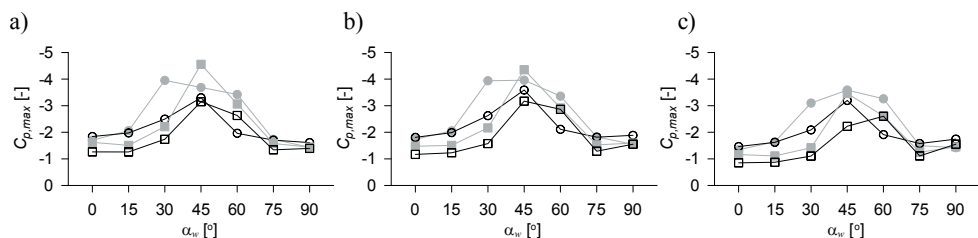
modelu R2 i profilu p2, przy $\alpha_w = 90^\circ$. W większości przypadków, największe ssanie uzyskano dla przepływu p2, natomiast najmniejsze dla p5 i p6, scharakteryzowanych przez wysoki wykładnik opisujący pionowy profil wiatru oraz wysoki poziom turbulencji. Największe różnice między wartościami $C_{p,max}$, zmierzonymi dla różnych profili, dla poszczególnych modeli, wynoszą: R1: 0,473, R3: 0,534, R2: 0,506, R4: 0,472, gdy $\alpha_w = 0^\circ$ oraz R1: 0,373, R3: 0,353, R2: 0,726, R4: 0,420, gdy $\alpha_w = 90^\circ$. Uogólniając, większe różnice między profilami wystąpiły dla $\alpha_w = 0^\circ$, a więc gdy ściana dłuższa jest nawietrzną.



Rys. 149. Ekstremalne wartości współczynników ssania: $C_{p,max}$ (kolor czarny) i $C_{p,min}$ (kolor szary) na dachach, w zależności od wariantu przepływu, a) $\alpha_w = 0^\circ$, b) $\alpha_w = 45^\circ$, c) $\alpha_w = 90^\circ$, ● – model R1, ○ – model R3, ■ – model R2, □ – model R4.

13.3. Wiry wierzchołkowe

Przy analizowaniu przepływu na dachy płaskie okazuje się, że przy pewnych kątach natarcia wiatru, różnych od prostopadłych do ścian, można zauważyć obszar charakteryzujący się podwyższonym ssaniem, spowodowanym tzw. wirami narożnymi (wierzchołkowymi). W przeprowadzonych badaniach, znacznie zwiększone obszary ssania zauważono dla modeli $D/B = 2$, dla kątów natarcia $\alpha_w = 15^\circ$ – 60° i dla modeli $D/B = 4$, dla kątów $\alpha_w = 30^\circ$ – 60° , przy czym największe ssanie pojawia się przeważnie dla $\alpha_w = 45^\circ$. Wartości największego współczynnika wraz z kątem natarcia, dla jakiego go uzyskano, zestawiono w Tabelach 28–29, zaś na Rys. 149b pokazano różnice między $C_{p,max}$ i $C_{p,min}$ dla $\alpha_w = 45^\circ$. Na Rys. 150, w celu zobrazowania wzrostu wartości współczynnika ssania wywołanego wirami wierzchołkowymi, przedstawiono zależność $C_{p,max}$ od kąta natarcia wiatru α_w . Jak wynika z wykresu, większe wartości współczynnika uzyskano dla modeli R1 i R2, a więc większych.



Rys. 150. Zmiany wartości współczynnika ssania $C_{p,max}$ w zależności od α_w , a) p1, b) p3, c) p5, ● – model R1, ○ – model R3, ■ – model R2, □ – model R4.

Tabela 28. Maksymalne wartości współczynnika $C_{p,max}$ i odpowiadający im kąt α_w , $D/B = 2$.

	Wariant przepływu					
	p1	p2	p3	p4	p5	p6
R1	-3,95	-4,22	-3,96	-3,89	-3,59	-3,42
α_w	30°	45°	45°	45°	45°	45°
R3	-3,30	-3,46	-3,59	-3,59	-3,20	-2,87
α_w	45°	45°	45°	45°	45°	45°

Tabela 29. Maksymalne wartości współczynnika $C_{p,max}$ i odpowiadający im kąt α_w , $D/B = 4$.

	Wariant przepływu					
	p1	p2	p3	p4	p5	p6
R2	-4,56	-4,23	-4,35	-4,13	-3,46	-3,55
α_w	45°	45°	45°	45°	45°	45°
R4	-3,15	-3,35	-3,17	-2,93	-2,60	-2,43
α_w	45°	45°	45°	60°	60°	60°

Analizując Rys. 144–150 można zauważyć, że największy wzrost współczynnika ssania występuje na dachu bezpośrednio przy krawędzi nawietrznej ($\alpha_w = 15^\circ$ i $\alpha_w = 30^\circ$). Przy wyższych kątach natarcia, $\alpha_w = 45^\circ$ – 60° , obszar maksymalnego ssania jest nieznacznie przesunięty w kierunku dłuższej krawędzi dachu, która staje się krawędzią boczną w stosunku do przepływu. W przypadku modelu R1, wzrost C_p dla $\alpha_w = 15^\circ$ – 30° występuje dokładnie w narożu, a nieznaczne przesunięcie na rozkładach powierzchniowych wywołane jest lokalizacją czujnika ciśnienia 4 cm od krawędzi krótszej. Gdy $\alpha_w = 45^\circ$ – 60° , największe ssanie pojawia się około 12 cm od krawędzi krótszej, a więc w $0,3D$. Podobne zależności można zaobserwować dla modelu R3. W przypadku modelu R2 ($D/B = 4$) i $\alpha_w = 30^\circ$, największe ssanie jest w narożu nawietrznym, dla $\alpha_w = 45^\circ$ jest odsunięte o 8 cm od krawędzi krótszej, a więc w $0,2D$, zaś dla $\alpha_w = 60^\circ$ jest zlokalizowane 12 cm od krawędzi krótszej, a więc w $0,3D$. Podobne lokalizacje uzyskano na dachu R4, ale dla $\alpha_w = 60^\circ$ największe ssanie było przesunięte do $0,4D$.

Większe wartości C_p , w przypadku ukośnych kątów natarcia, uzyskano dla modeli większych R1 i R2.

14. Globalne współczynniki aerodynamiczne oporu i siły bocznej

14.1. Współczynniki aerodynamiczne sił na podstawie pomiarów ciśnienia

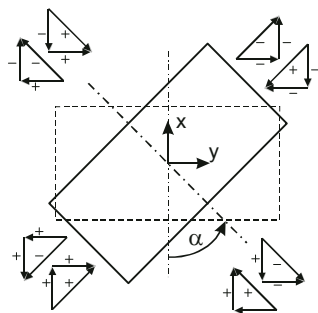
Na podstawie obliczonych wartości średniego ciśnienia wyznaczone zostały współczynniki aerodynamiczne oporu i siły bocznej. W celu uzyskania lokalnej siły aerodynamicznej, każdemu punktowi pomiarowemu, w którym zmierzono ciśnienie, przyporządkowano odpowiadające mu pole powierzchni na ścianie modelu. Wyznaczone w ten sposób siły lokalne, prostopadłe do powierzchni ścian, rozłożono na składową x wzdłuż kierunku średniej prędkości wiatru, a więc wzdłuż osi podłużnej tunelu oraz składową y , poziomą prostopadłą do kierunku średniej prędkości wiatru.

Wartości sił w każdym punkcie pomiarowym zostały znormalizowane za pomocą odpowiedniego średniego ciśnienia odniesienia, mierzonego na wysokości 70 cm przed modelem, w obszarze przepływu niezaburzonego, w sposób opisany w poprzednich rozdziałach. Współczynniki oporu i siły bocznej obliczono według wzorów:

$$c_x = \pm \sum_{j=1}^M \frac{p_j A_j \cos \alpha}{p_{ref} DH} \pm \sum_{k=1}^L \frac{p_k A_k \sin \alpha}{p_{ref} DH}, \quad (14.1)$$

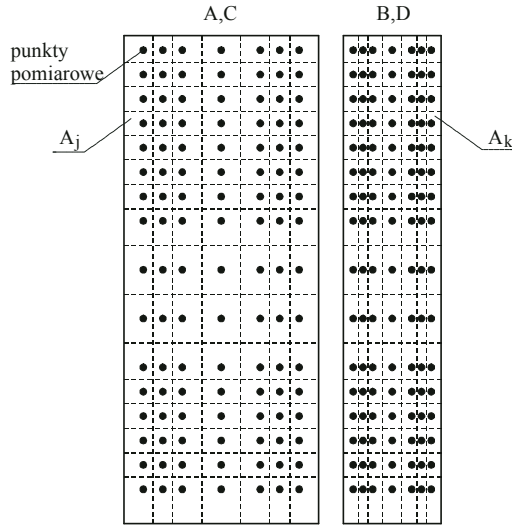
$$c_y = \pm \sum_{j=1}^M \frac{p_j A_j \sin \alpha}{p_{ref} DH} \pm \sum_{k=1}^L \frac{p_k A_k \cos \alpha}{p_{ref} DH}, \quad (14.2)$$

w których: p_j, p_k – średnie ciśnienie zewnętrzne w punktach "j" i "k" na ścianie modelu, A_j, A_k – odpowiadające im pola powierzchni, p_{ref} – średnie ciśnienie w punkcie odniesienia, M, L – liczba punktów na odpowiednich ścianach. Pierwsze składniki obu wzorów odnoszą się do ścian A i C, natomiast drugie do ścian B i D, których rozmiary są różne. W celu porównania wyników współczynniki znormalizowano dzieląc wartości przez $D \cdot H$ – iloczyn wymiarów modeli (D – szerokość szerszej ściany, H – wysokość modeli). Schemat przyjmowania znaków we wzorach (14.1 i 14.2) pokazano na Rys. 151, wraz z odpowiednimi funkcjami trygonometrycznymi służącymi do rozkładania sił na ścianach. Wektory prostopadłe do powierzchni oznaczają siły lokalne: „+” – parcie, „-” – ssanie. Wartości były wstawiane do wzorów (14.1 i 14.2) ze znakami zaznaczonymi przy składowych. Przykładowy, dla modelu R1 schemat przyjęcia pól, z których zbierano ciśnienie, przedstawiono na Rys. 152.



Ściana	x	y
A	$\cos \alpha$	$\sin \alpha$
B	$\sin \alpha$	$\cos \alpha$
C	$\cos \alpha$	$\sin \alpha$
D	$\sin \alpha$	$\cos \alpha$

Rys. 151. Schemat przyjmowania znaków składowych sił aerodynamicznych.



Rys. 152. Sposób określenia lokalnych sił aerodynamicznych, na przykładzie modelu R1.

14.2. Współczynniki aerodynamiczne sił i momentów na podstawie pomiarów tensometrycznych na wadze aerodynamicznej

W trakcie badań w tunelu wiatrowym wykonano pomiary sił aerodynamicznych przy podstawach modeli, wykorzystując w tym celu pięcioskładnikową tensometryczną wagę aerodynamiczną. Metodę pomiarów opisano w Rozdziale 9.3.2.

Badania globalnych sił aerodynamicznych wykonano w funkcji kąta przepływu wiatru α_w , w zakresie od 0° do 90° co 5° oraz w przypadku modelu R1 co 15° . Ustawienie prostopadłościaków, przy $\alpha_w = 0^\circ$ odpowiada przepływowi wiatru na szersze ściany modeli, podobnie jak przy pomiarze ciśnienia.

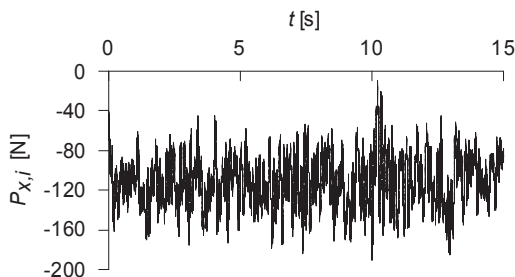
W pomiarach sił aerodynamicznych założono krok próbkowania $\Delta t = 0,0001$ s. Całkowity czas pojedynczego pomiaru wynosił ok. $t = 16$ s, co dawało 160000 próbek. Przykład zmian siły $P_{x,i}$ w czasie t zilustrowano na Rys. 153. Na podstawie zarejestrowanych przebiegów czasowych wyznaczono wartości średnie sił i momentów. Współczynniki aerodynamiczne oporu i siły bocznej oraz składowych momentu aerodynamicznego wyznaczono według wzorów (por. 4.24 i 4.25):

$$c_x = \frac{P_x}{p_{ref} DH}, \quad c_y = \frac{P_y}{p_{ref} DH}, \quad (14.3)$$

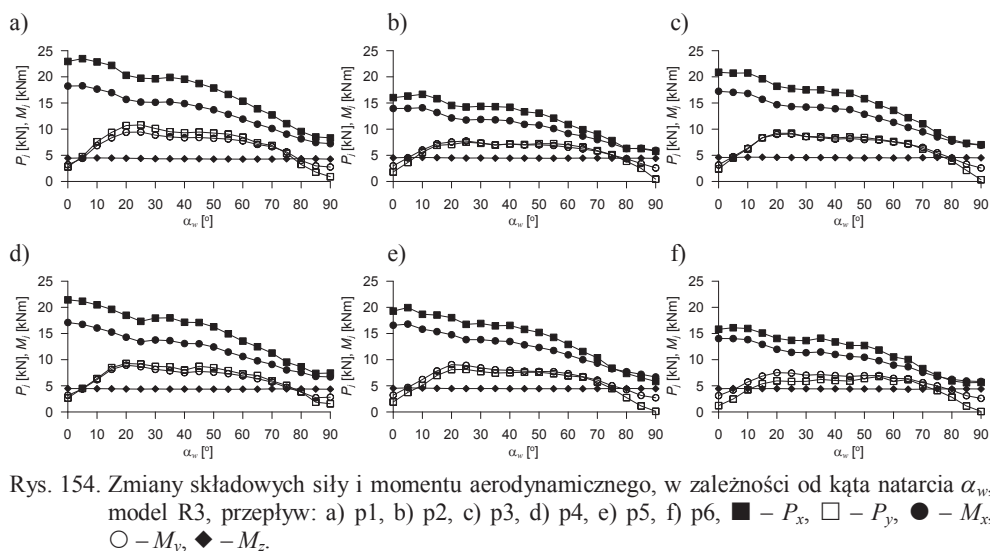
$$c_{mx} = \frac{M_x}{p_{ref} D^2 H}, \quad c_{my} = \frac{M_y}{p_{ref} D^2 H}, \quad c_{mz} = \frac{M_z}{p_{ref} D^2 H}, \quad (14.4)$$

w których: P_x, P_y, M_x, M_y, M_z – wartości średnie odpowiedniej składowej siły lub momentu aerodynamicznego, przy danym kącie natarcia α_w , p_{ref} – średnie ciśnienie w punkcie odniesienia. W celach porównawczych zastosowano normowanie wartości sił przez $D \cdot H$. Pelen zestaw wykresów współczynników aerodynamicznych umieszczono w załączniku nr 14.

Na Rys. 154 pokazano przykłady zmian wartości średnich składowych siły i momentu aerodynamicznego, w zależności od kąta natarcia α_w , dla modelu R3 i rozpatrywanych przypadków przepływu wiatru p1–p6.



Rys. 153. Zmiany siły $P_{x,i}$ w czasie $t = 15$ s, zapis z jednego z tensometrów wagi aerodynamicznej, model R1, profil p2, $\alpha_w = 45^\circ$.



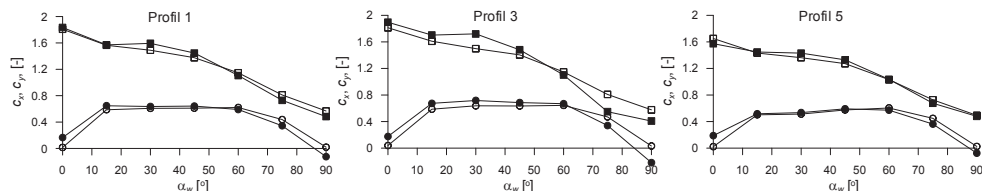
Rys. 154. Zmiany składowych siły i momentu aerodynamicznego, w zależności od kąta natarcia α_w , model R3, przepływ: a) p1, b) p2, c) p3, d) p4, e) p5, f) p6, $\blacksquare - P_x$, $\square - P_y$, $\bullet - M_x$, $\circ - M_y$, $\blacklozenge - M_z$.

14.3. Porównanie współczynników aerodynamicznych wyznaczonych w badaniach ciśnienia i sił

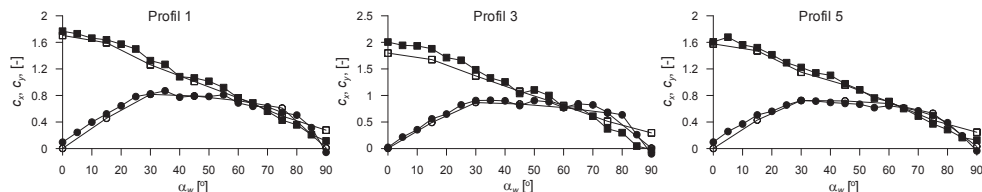
Obliczone, za pomocą dwóch metod współczynniki aerodynamiczne, są do siebie zbliżone. Wyznaczone rozbieżności, spowodowane są przede wszystkim innym sposobem zamocowania modeli na wadze aerodynamicznej (przy pomiarach sił) oraz na podłożu tunelu (przy pomiarach ciśnienia), którego nie udało się uniknąć, a co mogło spowodować nieznaczne różnice w sztywnościach modeli. Ponadto, jak zauważono w trakcie wykonywania pomiarów, wystąpił efekt „płynięcia” czujników na wadze, co dodatkowo zaburzyło wyniki. Generalnie, kształty wykresów uzyskane z dwóch pomiarów są takie same, różnią się jednak nieznacznie wartościami. Przykładowe porównanie wyników c_x i c_y , dotyczących modeli R1 i R4 oraz profili p1, p3 i p5 pokazano na Rys. 155.

W dalszej analizie współczynników c_x i c_y , ograniczono się do wyników uzyskanych z pomiarów ciśnienia, których prawidłowość potwierdzono badaniami tensometrycznymi.

a)



b)



Rys. 155. Wartości globalnych współczynników c_x , c_y wyznaczonych na podstawie pomiarów ciśnienia i sił, a) R1, b) R4, ■ – c_x (waga), ● – c_y (waga), □ – c_x (ciśnienie), ○ – c_y (ciśnienie).

14.4. Weryfikacja współczynników c_x i c_y na podstawie innych badań

Wyznaczone globalne współczynniki aerodynamiczne zostały porównane z danymi dostępnymi w literaturze. Podobnie jak w przypadku ciśnienia, również w odniesieniu do rozpatrywanego zagadnienia, większość danych dotyczy badań dwuwymiarowych, ze stałą prędkością przepływu, głównie przy niskiej turbulencji. Wartości w ten sposób wyznaczone są wyższe niż w przypadku badań prowadzonych w warstwie przyściennej. Część danych wykorzystanych w porównaniach została również zaczerpnięta z badań w warstwie przyściennej, przedstawiającej różne warianty przepływów atmosferycznych. Wartości współczynników zostały wówczas przeskalowane, przez znormalizowanie ich za pomocą prędkości przepływu na poziomie $0,7H$, przy wykorzystaniu informacji na temat odwzorowanego w tunelu profilu średniej prędkości wiatru. Warto podkreślić, że rozbieżności na wykresach są spowodowane głównie różnymi wymiarami użytych modeli i innymi parametrami opisującymi strukturę wiatru.

W ramach weryfikacji badań własnych porównano:

- Zmiany współczynnika oporu c_x i siły bocznej c_y w zależności od kąta α_w – Rys. 156.
- Zmiany c_x w zależności od liczby Reynoldsa Re – Rys. 157.
- Zmiany c_x w zależności od smukłości przekroju D/B , przy czym jako B przyjęto, w tym przypadku, wymiar ściany prostopadłej do przepływu – Rys. 158.
- Zmiany c_x w zależności od smukłości modelu H / \sqrt{DB} – Rys. 159.
- Zmiany c_x w zależności od intensywności turbulencji I_u – Rys. 160.
- Pionowe zmiany c_x – Rys. 161.

W każdym przypadku, w porównaniach wykorzystano dane możliwie najbardziej odpowiadające parametrami badaniom własnym. W przypadku, gdy przepływ działa na ścianę szerszą ($\alpha_w = 0^\circ$), normowanie współczynników c_x i c_y przeprowadzono za pomocą szerokości

tej ściany (wzory 14.1–14.3). Natomiast przy przepływie na ścianę węższą ($\alpha_w = 90^\circ$) wyniki badań własnych przeliczono, normując je za pomocą szerokości ściany węższej (wstawiając we wzorach B zamiast D). Większość opisanych w literaturze badań dotyczy tylko kątów $\alpha_w = 0^\circ$ i $\alpha_w = 90^\circ$, a więc z wektorem średniej prędkości wiatru prostopadłym do ścian, dla których wyniki są normowane poprzez szerokość odpowiedniej ściany nawietrznej. Dlatego też, taki sam sposób normowania zastosowano w odniesieniu do wyników badań własnych.

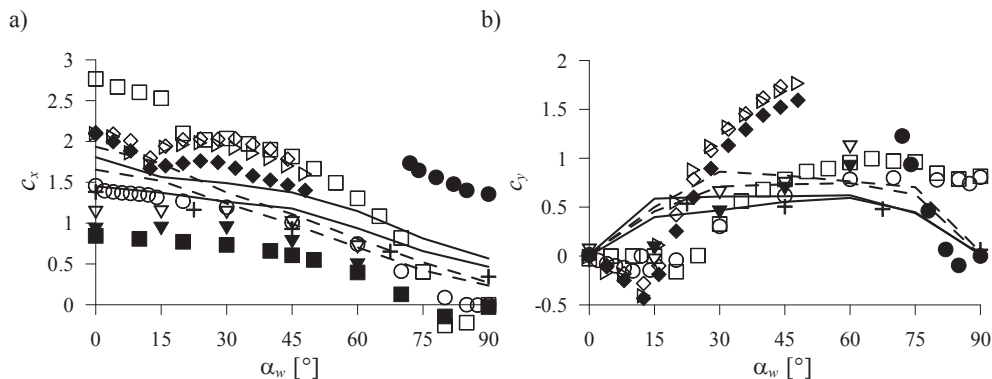
W celu weryfikacji wyników wykorzystano następujące prace opisujące badania 2D (w opisie smukłości przekroju przyjęto: D – wymiar równoległy do przepływu, B – wymiar prostopadły):

- Vickery (1966), $D/B = 1$, $I_u = 10\%$, $\alpha_w = 0^\circ$ – 45° .
- Lee (1975), $D/B = 1$, $I_u = 8\%$, $12,5\%$, $\alpha_w = 0^\circ$ – 45° .
- Laneville i in. (1977), $D/B = 0,5$, I_u w zakresie 0% – $15,8\%$.
- Miyata i Miyazaki (1979), $D/B = 0,5$, $I_u = 11\%$, różna skala L_u , $\alpha_w = 74^\circ$ – 90° .
- Mizota i in. (1988), $D/B = 0,2$ – 5 , $\alpha_w = 0^\circ$ – 90° .
- Cheng i in. (1992), $D/B = 1$, I_u w zakresie 3% – 18% .
- Simiu i Scanlan (1996), $D/B = 0,2$ – 8 , brak szczegółowych danych na temat turbulencji.
- Tamura i Miyagi (1999), $D/B = 1$, $I_u = 6,5\%$, 14% , $\alpha_w = 0^\circ$ – 50° .
- Taylor i Vezza (1999a), $D/B = 0,2$ – 4 , na podstawie badań Bearmana i Truemana (1972), Norberga (1993) i Courchesne i Lanevilla (1979) oraz ESDU 71016 (1971).
- Shimada i Ishihara (2002), $D/B = 0,2$ – 4 , na podstawie badań Nakaguchi i in. (1968), Otsuki i in. (1978).
- Chen i Chen (2005), $D/B = 0,67$ – 4 , $I_u = 7\%$, 11% .
- Sohankar (2006), $D/B = 0,2$ – 4 , na podstawie badań Nakaguchi i in. (1968), Mizoty i in. (1988) oraz Norberga (1993), Lyn i in. (1995), Luo i in. (1994), Saha i in. (2000).
- Larose i d'Ateuil (2008), $D/B = 0,5$, $I_u = 5\%$, różna liczba Reynoldsa Re .
- Yen i Yang (2011), $D/B = 1$, $I_u = 0\%$, $\alpha_w = 0^\circ$ – 45° , różna liczba Reynoldsa Re .
- Lee (1990), $D/B = 1$.

Przedstawiono również wyniki następujących badań 3D w warstwie przyściennej:

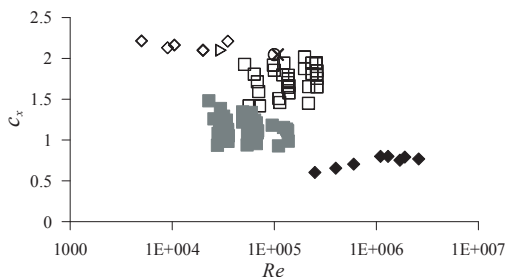
- Obasaju (1992), $D/B = 1:1,5$ (CAARC), $\alpha_w = 0^\circ$ – 90° , teren miejski.
- Kikuchi i in. (1997), $H/D/B = 5/1/1$, $D = 10$ cm, $\alpha = 0,17$, $0,25$, $\alpha_w = 0^\circ$.
- Kim i You (2002), $H/D/B = 4/1/1$, $D = 10$ cm, $\alpha = 0,15$, $0,3$, $\alpha_w = 0^\circ$ – 60° .
- Lin i in. (2005), $D/B = 0,34$ – $2,98$, $H / \sqrt{BD} = 3, 4, 5$, $\alpha = 0,15$, $\alpha_w = 0^\circ$.
- Cheng i Tsai (2009), $D/B = 0,2$ – 5 , $H / \sqrt{BD} = 3, 4, 5, 6, 7$, $\alpha = 0,15$, $0,25$, $0,32$, $\alpha_w = 0^\circ$.
- Kim i Kanda (2010), $H/D/B = 4/1/1$, $D = 10$ cm, $\alpha = 0,13$, $0,24$, $\alpha_w = 0^\circ$ – 45° .
- Cluni i in. (2011), $H/D/B = 5,9/1/1$, $D = 10,3$ cm, teren miejski, $\alpha_w = 0^\circ$ – 90° .
- Rosa i in. (2012), $H/D/B = 9/2,6/1$, $D = 61,5$ cm, teren miejski, $\alpha_w = 0^\circ$ – 180° .

Na Rys. 156 pokazano zależności c_x i c_y od kąta natarcia wiatru. Wynika z niego, że wartości mierzone w przepływie 2D są dość wyraźnie wyższe od mierzonych w warstwie przyściennej, ale tendencja spadku wraz ze wzrostem α_w jest taka sama. W przypadku współczynnika c_y , dla początkowych kątów natarcia wiatru, występuje znaczny spadek wartości, aż do $\alpha_w \approx 13^\circ$, następnie ich lekki wzrost i dalszy spadek. W badaniach własnych, pomiary wykonano dla kątów 0° i 15° , a więc wspomniany zakres (ważny ze względu na możliwość wystąpienia galopowania) pominięto.



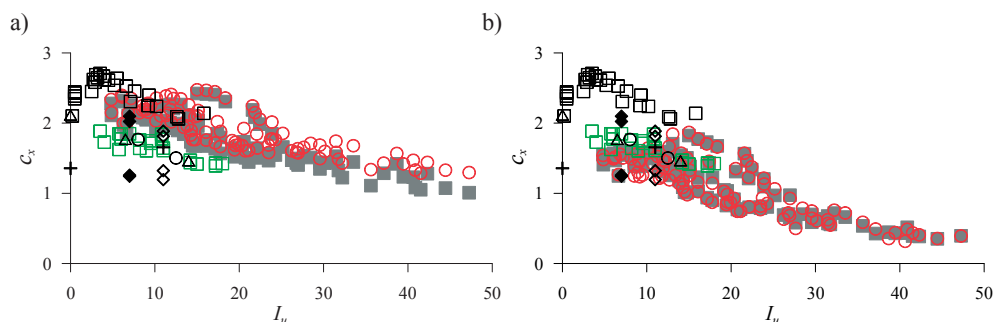
Rys. 156. Zależność współczynników aerodynamicznych od kąta natarcia wiatru α_w , a) c_x , b) c_y . Oznaczenia: linia ciągła – obwódca dla modelu R1 (p1–p6), linia przerywana – obwódca dla modelu R2 (p1–p6), ● – Miyata i Miyazaki (1979), 2D, $D/B = 0,5$, $I_u = 11\%$, □ – Mizota i in. (1988), 2D, $D/B = 0,5$, ▽ – Tamura i Miyagi (1998), 2D, $D/B = 1$, $I_u = 14\%$, ◆ – Lee (1975), 2D, $D/B = 1$, $I_u = 12,5\%$, ◇ – Tamura i Miyagi (1998) za Otsuki i in. (1978), 2D, $D/B = 1$, ○ – Obasaju (1992), 3D, $D/B = 0,67$, teren otwarty, + – Rosa i in. (2012), 3D, $D/B = 0,38$, teren miejski, ▽, ▼ – Kim i You (2002), 3D, $D/B = 1$, $\alpha = 0,15$, 0,3, ■ – Cluni i in. (2011), 3D, $D/B = 1$, teren miejski.

Na Rys. 157 pokazano zależność c_x od liczby Reynoldsa Re . W zakresie badań własnych, Re obliczono według wzoru UD/ν , na każdym poziomie uwzględniając średnią prędkość wiatru U , szerokość ściany nawietrznej D , lepkość kinematyczną $\nu = 1,45 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{sek}$. Większość badań, wykonywanych jest przy stosunkowo niskiej liczbie Re , związanej z koniecznością przyjmowania niewielkich wymiarów modeli w stosunku do przestrzeni pomiarowej tuneli aerodynamicznych. Wyjątek stanowią badania Larosa i D'Ateuila (2008), przeprowadzone w tunelu o zwiększonym ciśnieniu, pozwalającym uzyskać wyższe prędkości wiatru. Wykorzystane do porównania badania dotyczą przepływów 2D, przy niskiej turbulencji. Na wykresie przedstawiono zbiorcze wyniki badań własnych, w różnych wariantach przepływów, dla modeli o tym samym D/B . Można stwierdzić, że wartości c_x są słabo zależne od liczby Reynoldsa.



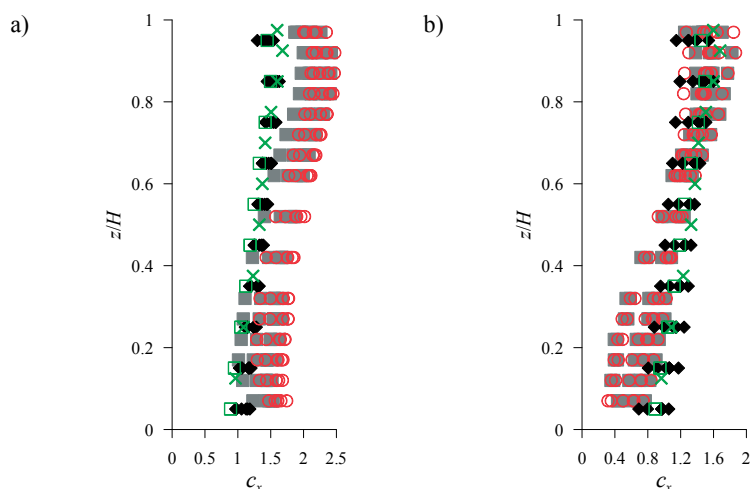
Rys. 157. Zależność c_x od Re . Oznaczenia: □, ■ – badania własne ($\alpha_w = 0^\circ$, skalowanie przez ścianę szerszą, $\alpha_w = 90^\circ$, skalowanie przez ścianę węższą), ◆ – Larose i D'Ateuil (2008), $D/B = 0,5$, $I_u = 5\%$, ◇ – Sohankar (2008) za Norberg (1993), Lyn i in. (1995), Luo i in. (1994), Saha i in. (2000), $D/B = 1$, ○ – Vickery (1966), $D/B = 1$, $I_u = 10\%$, × – Lee (1975), $D/B = 1$, $I_u = 12,5\%$, ▽ – Tamura i Miyagi (1998), $D/B = 1$, $I_u = 14\%$.

Na Rys. 160 zestawiono zależność c_x od intensywności turbulencji I_u , dla dwóch kątów natarcia wiatru. I_u wyznaczono na podstawie pomiarów opisanych w Rozdziale 8, na poszczególnych poziomach. Przy takim podejściu, założono na każdym poziomie pomiarowym przepływ płaski, a na wykresach pokazano, obliczone na podstawie ciśnienia lokalne współczynniki aerodynamiczne. Z wykresów wynika, że wraz ze wzrostem I_u spada wartość współczynnika oporu c_x .



Rys. 160. Zależność c_x od intensywności turbulencji I_u , a) $\alpha_w = 0^\circ$, b) $\alpha_w = 90^\circ$. Oznaczenia: ■ – badania własne ($\alpha_w = 0^\circ$, R1, p1–p6), ○ – badania własne ($\alpha_w = 0^\circ$, R2, p1–p6), ◆, ◇ – Chen i Chen (2005), 2D, $D/B = 0,67-4$, ○ – Lee (1975), 2D, $D/B = 1$, △ – Tamura i Miyagi (1998), 2D, $D/B = 1$, □ – Laneville i in. (1977), 2D, $D/B = 0,5$, □ – Cheng i in. (1992), 2D, $D/B = 1$, + – Miyata i Miyazaki (1979), 2D, $D/B = 0,5$.

Porównanie zmian pionowych lokalnych wartości c_x pokazano na Rys. 161. Na obu wykresach zestawiono rozkłady dotyczące możliwie najbardziej zbliżonych smukłości przekrojów, co w badaniach własnych dotyczy dwóch wariantów: $\alpha_w = 0^\circ$ i $\alpha_w = 90^\circ$.



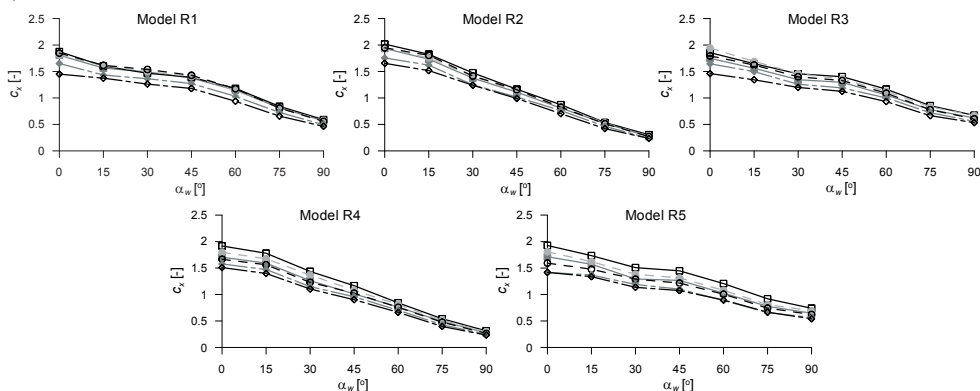
Rys. 161. Zmiany pionowe c_x , a) $\alpha_w = 0^\circ$, b) $\alpha_w = 90^\circ$. Oznaczenia: ■ – badania własne ($\alpha_w = 0^\circ$ lub $\alpha_w = 90^\circ$, model R1, p1–p6), ○ – badania własne ($\alpha_w = 0^\circ$ lub $\alpha_w = 90^\circ$, model R2, p1–p6), ◆ – Lin i in. (2005), $D/B = 0,34-1$ (wykres a), $D/B = 1-2,98$ (wykres b), □ – Kim i Kanda (2010), $D/B = 1$, ✕ – Tanaka i in. (2012), $D/B = 1$.

14.5. Zależność współczynników aerodynamicznych sił od struktury wiatru

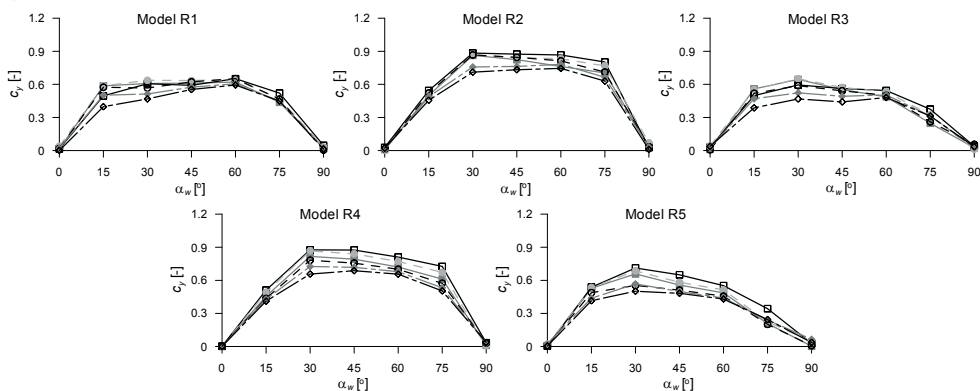
Na Rys. 162 pokazano zmiany współczynników aerodynamicznych oporu c_x i siły bocznej c_y , w przypadku kolejnych modeli i kątów natarcia, w zależności od struktury wiatru.

Największe wartości współczynnik c_x osiąga przy $\alpha_w = 0^\circ$, czyli w położeniu, w którym ściana szersza jest nawietrzną, zaś najmniejsze, gdy ściana węższa jest nawietrzną, czyli dla $\alpha_w = 90^\circ$. Tendencja zmian jest taka sama w przypadku wszystkich modeli i dla każdego wariantu napływającego powietrza.

a)



b)



Rys. 162. Współczynniki aerodynamiczne dla kolejnych modeli, w zależności od kąta natarcia wiatru, a) c_x , b) c_y , ■ – profil 1, □ – profil 2, ● – profil 3, ○ – profil 4, ◆ – profil 5, ◇ – profil 6.

Względne różnice w wartościach c_x , między wariantami przepływu, są nieznacznie mniejsze dla modeli większych R1 i R2, zaś na modelach mniejszych R3, R4 i R5 różnice są wyraźniejsze. Współczynniki spadają w granicach od 2,02 (R2, p2) – 1,42 (R5, p5), dla $\alpha_w = 0^\circ$ do 0,74 (R5, p2) – 0,23 (R4, p6), dla $\alpha_w = 90^\circ$. Największe wartości uzyskano dla profilu p2, następnie podobne dla p4, p3 i p1 (na modelach mniejszych R4 i R5 różnią się one wyraźniej) i najmniejsze dość odbiegające od pozostałych dla p5 i p6. Największa i najmniejsza różnica, między maksymalną ($\alpha_w = 0^\circ$) i minimalną ($\alpha_w = 90^\circ$) wartością c_x , dla danych modeli, w ramach jednego profilu wynoszą odpowiednio:

- R1 – 1,29 (p5) i 0,99 (p6),
- R2 – 1,71 (p2) i 1,42 (p6),
- R3 – 1,27 (p3) i 0,93 (p6),
- R4 – 1,60 (p2) i 1,28 (p6),
- R5 – 1,19 (p2) i 0,85 (p5).

Jak można zauważyć, największe różnice występują przeważnie dla przepływów p2 i p3, dla których uzyskano najwyższe współczynniki c_x , a najmniejsze dla p6, dla którego zmierzono wartości najniższe.

Tendencja zmian c_y jest również taka sama w każdym przypadku przepływu. Nieznacznie mniejsze względne różnice występują dla modeli $D/B = 2$ (R1, R3 i R5). Największe wartości współczynników uzyskano przeważnie w przypadku p2, ale różnice między wariantami p2, p3, p1 i p4 są niewielkie, natomiast dość wyraźnie niższe występują dla p5 i najmniejsze dla p6.

Przy kątach natarcia $\alpha_w = 0^\circ$ i 90° , współczynniki c_y są bliskie zeru, gdyż modele są symetryczne względem kierunku średniej prędkości wiatru. Nieznaczne odchyłki od zera wynikają z pewnych niedokładności, które mogły powstać w trakcie montowania modeli oraz z bocznej turbulencji przepływu, która występuje w tunelu.

Największe, dość podobne do siebie wartości c_y , zmierzono dla kątów $\alpha_w = 15^\circ$ – 60° (modele R1 i R3, $D/B = 2$). W przypadku R5, występuje podobna zależność, choć jest ona mniej wyraźna i spadek wartości przy wyższych kątach jest większy. Przyglądając się rozkładom na modelach R2 i R4 ($D/B = 4$), maksymalne wartości c_y osiągnęte są przy kątach $\alpha_w = 30^\circ$ – 75° .

Na Rys. 163 i w Tabeli 30 zestawiono przykładowe różnice między maksymalnymi współczynnikami oporu wyznaczonymi dla różnych wariantów przepływu, dla kolejnych kątów natarcia wiatru i poszczególnych modeli. Komplet danych znajduje się w załączniku nr 15. Największe c_x uzyskano przeważnie dla profilu p2, w związku z tym wartości w Tabeli 30 i na Rys. 163 odnoszą się do różnicy bezwzględnej δ_1 i względnej δ_2 , między kolejnymi wariantami przepływów, a przepływem p2, obliczonych według wzorów:

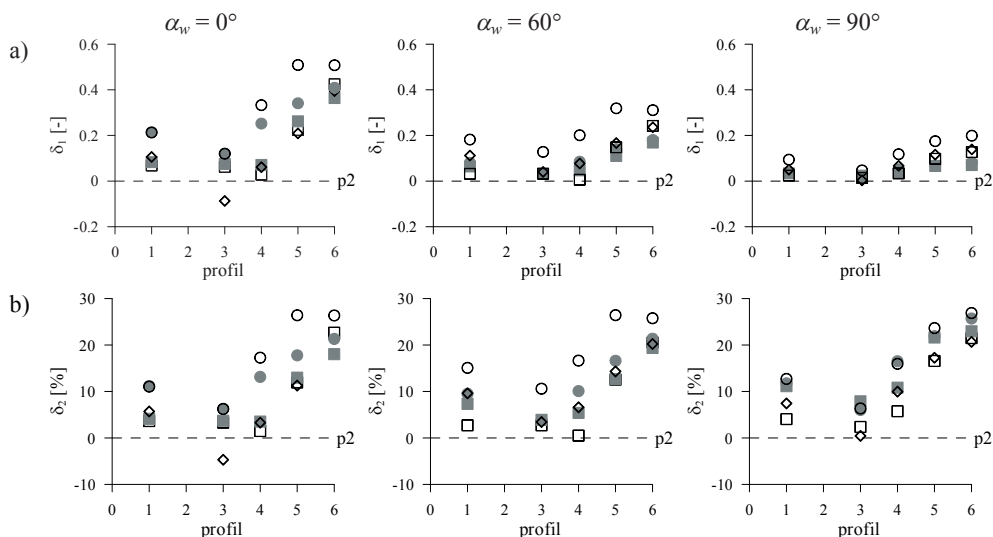
$$\delta_1 = c_{x,2} - c_{x,i} \quad (14.5)$$

$$\delta_2 = \frac{c_{x,2} - c_{x,i}}{c_{x,2}} \cdot 100\% \quad (14.6)$$

gdzie i oznacza i -ty wariant przepływu, $i = 1, 3, 4, 5, 6$.

Tabela 30. Różnice w wartościach współczynników c_x , między profilami, dla modelu R1.

	$\alpha_w = 0^\circ$		$\alpha_w = 30^\circ$		$\alpha_w = 60^\circ$		$\alpha_w = 90^\circ$	
i	δ_1 [-]	δ_2 [%]	δ_1 [-]	δ_2 [%]	δ_1 [-]	δ_2 [%]	δ_1 [-]	δ_2 [%]
1	0,068	3,63	-0,023	-1,57	0,032	2,71	0,024	4,06
3	0,062	3,31	-0,031	-2,11	0,032	2,71	0,014	2,37
4	0,028	1,49	-0,071	-4,84	0,006	0,51	0,034	5,75
5	0,224	11,95	0,104	7,09	0,148	12,55	0,098	16,58
6	0,425	22,67	0,205	13,97	0,242	20,53	0,127	21,49



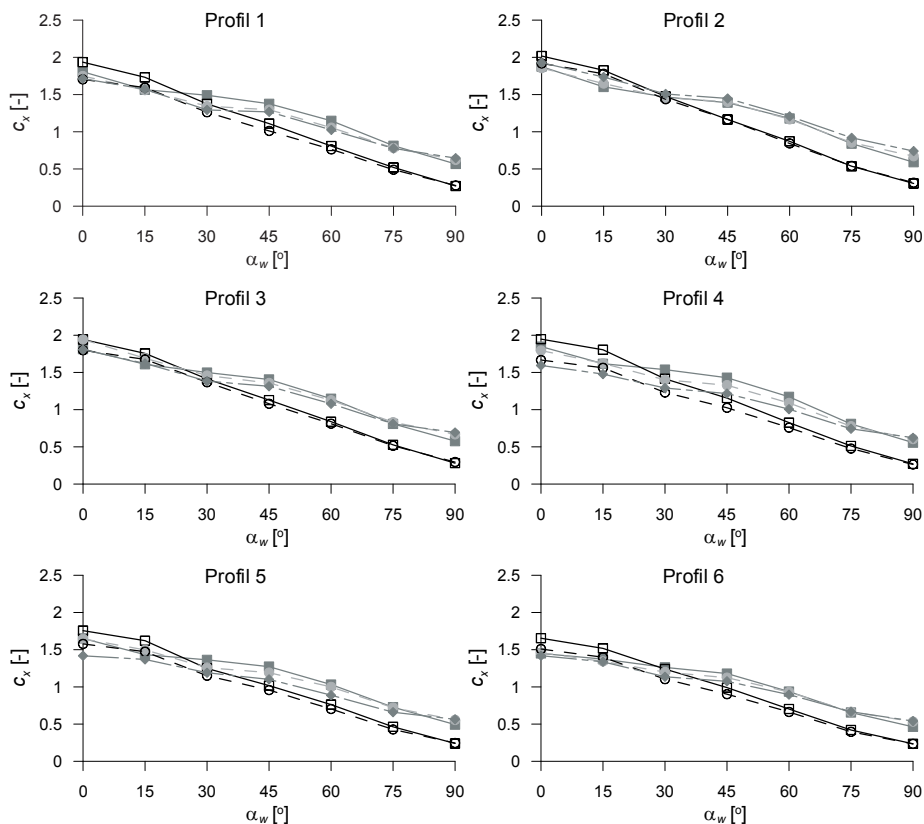
Rys. 163. Różnice wartości maksymalnych c_x między profilami, w stosunku do profilu p2, a) δ_1 , b) δ_2 , \square – model R1, \blacksquare – model R2, \diamond – model R3, \bullet – model R4, \circ – model R5.

Jak wynika z powyższych zestawień, największe różnice w wartościach c_x obliczono między wariantem p2 i p6. Maksymalne różnice między nimi, występują przeważnie dla $\alpha_w = 0^\circ$ i wynoszą: 0,425 (R1), 0,364 (R2), 0,395 (R3), 0,409 (R4) i 0,508 (R5), co stanowi odpowiednio 22,67% (R1), 18,04% (R2), 21,29% (R3), 21,32% (R4), 26,36% (R5). Rozbieżności przy pozostałych wariantach przepływu są mniejsze, choć w przypadku małych modeli R4 i R5, również sięgają 20% dla p5 i kilkunastu procent dla p1 i p4, najmniejsze występują dla przepływu p3. W przypadku obiektów większych, R1, R2 i R3, różnice względne w stosunku do wariantu p2 są niższe.

14.6. Zależność współczynników aerodynamicznych sił od wymiarów modeli

Ciekawie przedstawiają się zmiany współczynników aerodynamicznych w zależności od modelu, a więc od smukłości przekroju D/B i smukłości całego obiektu. Na Rys. 164–165 pokazano zmiany c_x i c_y , w przypadku kolejnych profili, w zależności od kątów natarcia wiatru i rozpatrywanego modelu. Tendencje zmian dla wszystkich prostopadłościanów są takie same w każdym przypadku warstwy przyściennej. Można jednak zauważyć, że występują znaczne rozbieżności w wartościach współczynników. Największe spadki, od maksymalnych ($\alpha_w = 0^\circ$) do minimalnych ($\alpha_w = 90^\circ$), uzyskano w każdym przypadku dla modelu R2 ($D/B = 4$), zaś najmniejsze dla modelu R5 ($D/B = 2$), w szczególności:

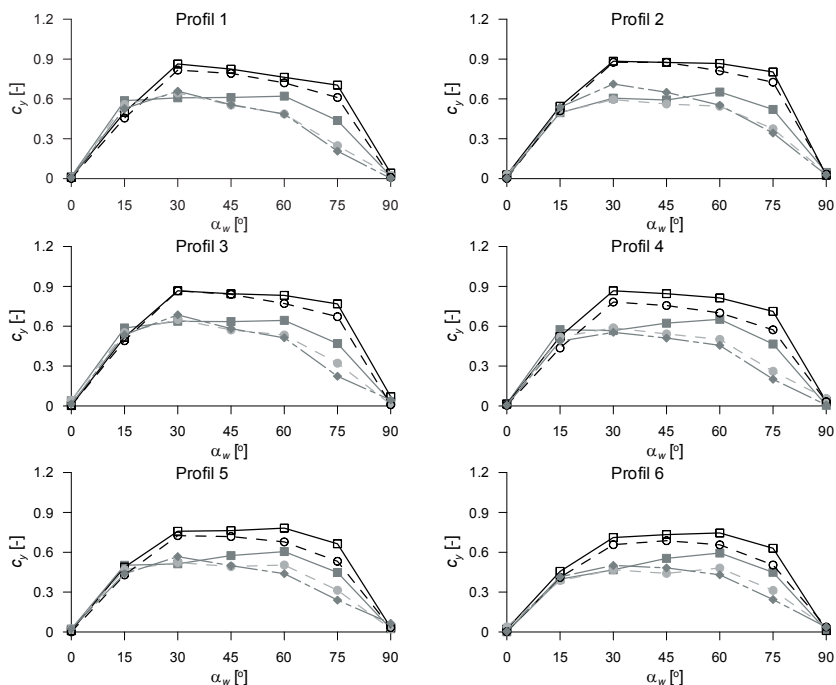
- Profil 1 – 1,66 (R2) i 1,07 (R5),
- Profil 2 – 1,71 (R2) i 1,19 (R5),
- Profil 3 – 1,66 (R2) i 1,11 (R5),
- Profil 4 – 1,68 (R2) i 0,97 (R5),
- Profil 5 – 1,52 (R2) i 0,85 (R5),
- Profil 6 – 1,42 (R2) i 0,88 (R5).



Rys. 164. Współczynniki aerodynamiczne c_x dla kolejnych wariantów przepływu, w zależności od kąta natarcia, ■ – model R1, □ – model R2, ● – model R3, ○ – model R4, ◆ – model R5.

Dla kątów $\alpha_w = 0^\circ\text{--}15^\circ$ (a według wykresów do ok. 25°), największe współczynniki oporu c_x obliczono dla modeli R2 i R1, mniejsze i zbliżone dla R3 i R4, a nieznacznie najmniejsze dla R5, a więc kolejność jest zgodna z szerokością ściany wewnętrznej. Między kątami $\alpha_w = 30^\circ(25^\circ)\text{--}45^\circ$, wartości c_x w przypadku modelu R2, znacznie zmniejszają się w stosunku do R1, R3 i R5 (wszystkie o $D/B = 2$), które też w tej kolejności, w zakresie $\alpha_w = 45^\circ\text{--}90^\circ$ pozostają największe. Zaznacza się więc wyraźny wpływ smukłości przekroju, szczególnie przy kątach powyżej 45° . Zdecydowanie mniejsze i zbliżone do siebie wartości, dla α_w powyżej 30° uzyskano dla modeli R2 i R4.

Na wykresach zmian współczynników c_y widać dużo większe względne różnice między modelami, niż ma to miejsce dla współczynników oporu. Dla modeli R2 i R4 ($D/B = 4$), wartości największe występują w zakresie $\alpha_w = 30^\circ\text{--}75^\circ$, zaś dla modeli R1, R3 i R5 ($D/B = 2$) w zakresie $\alpha_w = 15^\circ\text{--}60^\circ$. Ponadto, współczynniki c_y dla modeli o smukłości 4, dla $\alpha_w = 30^\circ\text{--}75^\circ$ są wyraźnie wyższe niż dla modeli o smukłości 2. Nieznacznie większe wartości dla obiektów $D/B = 4$ osiągnięto dla modelu R2. W przypadku modeli $D/B = 2$, dla kątów mniejszych niż ok. 35° największe c_y uzyskano dla R5, następnie R3 i R1, zaś dla kątów większych od 35° , kolejność jest odwrotna: R1, R3 i R5.

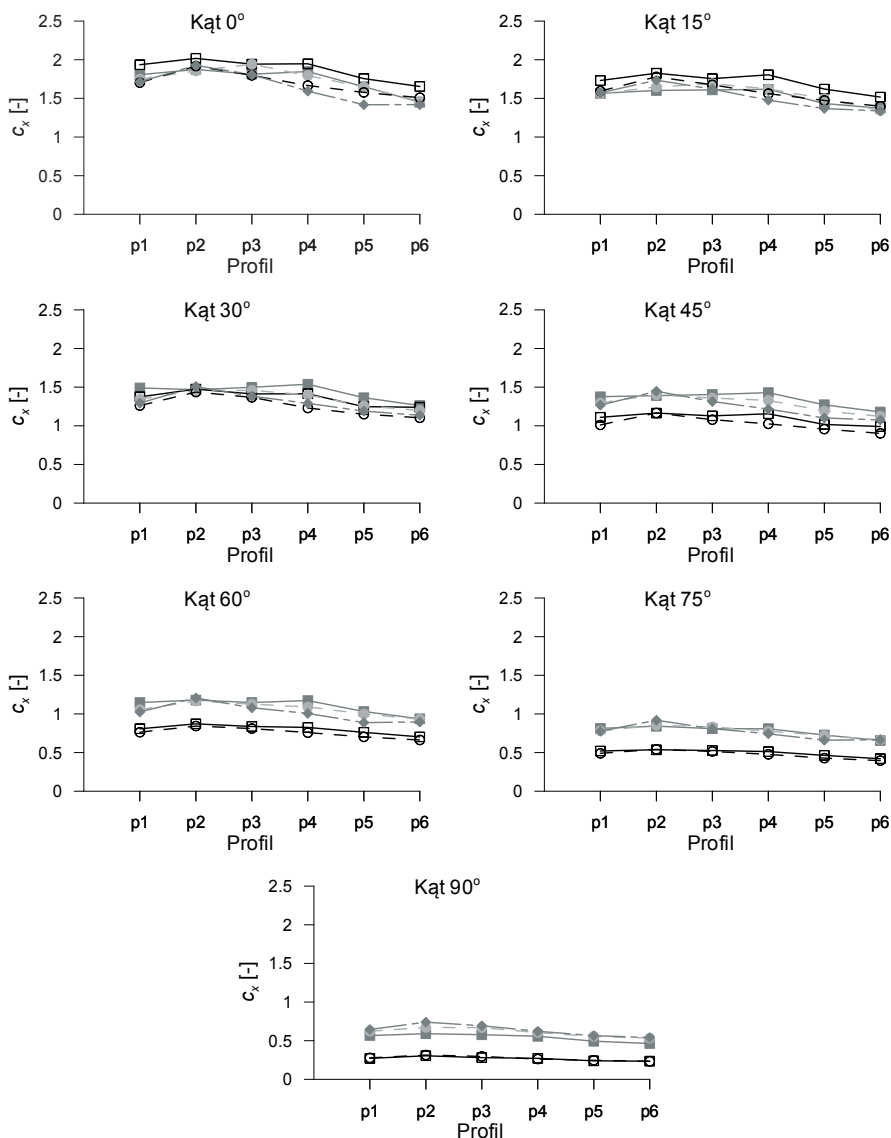


Rys. 165. Współczynniki aerodynamiczne c_y , dla kolejnych wariantów przepływu, w zależności od kąta natarcia. Oznaczenia jak na Rys. 164.

W celu lepszego zobrazowania różnic między modelami, na Rys. 166–169 zestawiono wartości współczynników c_x i c_y dla kolejnych kątów natarcia wiatru w zależności od wariantów przepływu. Analizując zmiany c_x w przypadku kątów w przedziale 0° – 30° widać, że różnice wartości współczynników są stosunkowo niewielkie (Rys. 166). Największe c_x wyznaczono przeważnie w kolejności modeli: R2, R1, R3, R4, R5. Gdy $\alpha_w = 45^\circ$ – 90° , wartości c_x są niższe, a różnice między modelami większe. Znacznie wyższe wartości uzyskano dla modeli o stosunku boków $D/B = 2$ (R1, R3 i R5), niż dla modeli $D/B = 4$ (R2 i R4).

W Tabeli 31 i na Rys. 167, przedstawiono przykładowe różnice względne δ_2 i bezwzględne δ_1 między wartościami maksymalnymi c_x dla poszczególnych modeli, obliczone według wzorów (14.5 i 14.6), przyjmując jako bazowe – wartości c_x dla modelu R1.

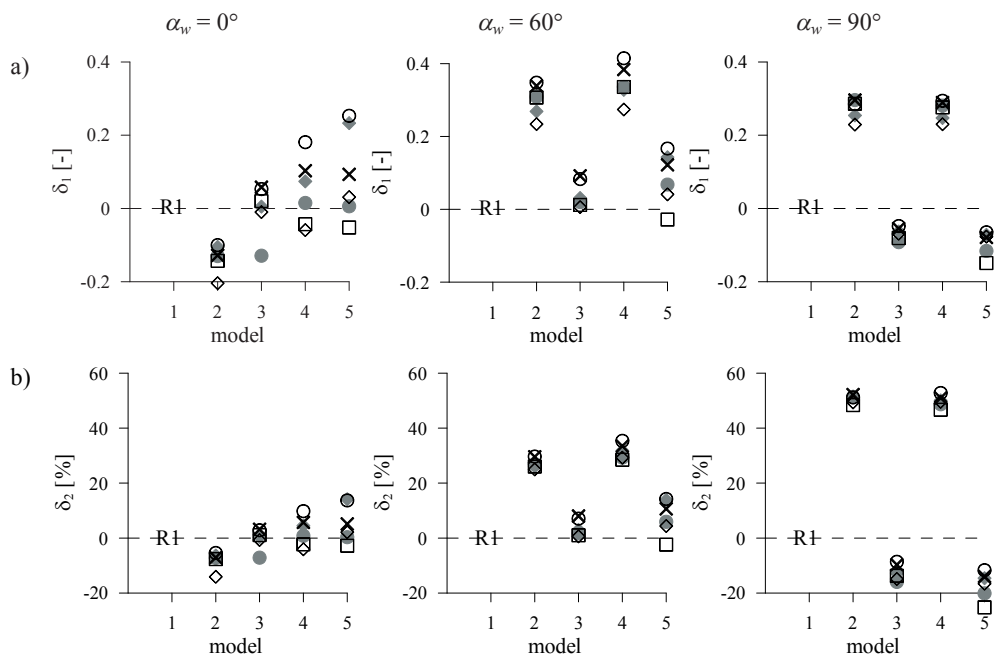
Nie zaobserwowano dominującej tendencji w różnicach c_x między modelami, gdy $\alpha_w = 0^\circ$ – 30° . Wartości są na podobnym poziomie, maksymalna różnica wynosi 0,308 ($\alpha_w = 30^\circ$, p4, R4), co opowiada zmianie względnej na poziomie 20%, a większość obliczonych różnic jest dużo niższa. Rozbieżności zaczynają być znaczne dla modeli R2 i R4 ($D/B = 4$) i kątów w zakresie 45° – 90° i sięgają maksymalnie 0,294 ($\alpha_w = 90^\circ$, p4, R4), co odpowiada zmianie względnej równej 52,78%, w stosunku do modelu R1. Różnice δ_2 między modelami o smukłości 2, sięgają do 25% ($\alpha_w = 90^\circ$, p2, R5), ale w większości przypadków są dużo niższe, na poziomie kilku procent. Zmiany bezwzględne δ_1 dla większych kątów natarcia są niższe, co spowodowane jest mniejszą wartością samych współczynników, z drugiej strony, różnice względne rosną wraz z α_w .



Rys. 166. Współczynniki aerodynamiczne c_x dla kolejnych kątów natarcia α_w , w zależności od wariantu przepływu, ■ – model R1, □ – model R2, ● – model R3, ○ – model R4, ◆ – model R5.

Tabela 31. Różnice w wartościach maksymalnych c_x między modelami, w stosunku do R1 (profil p1).

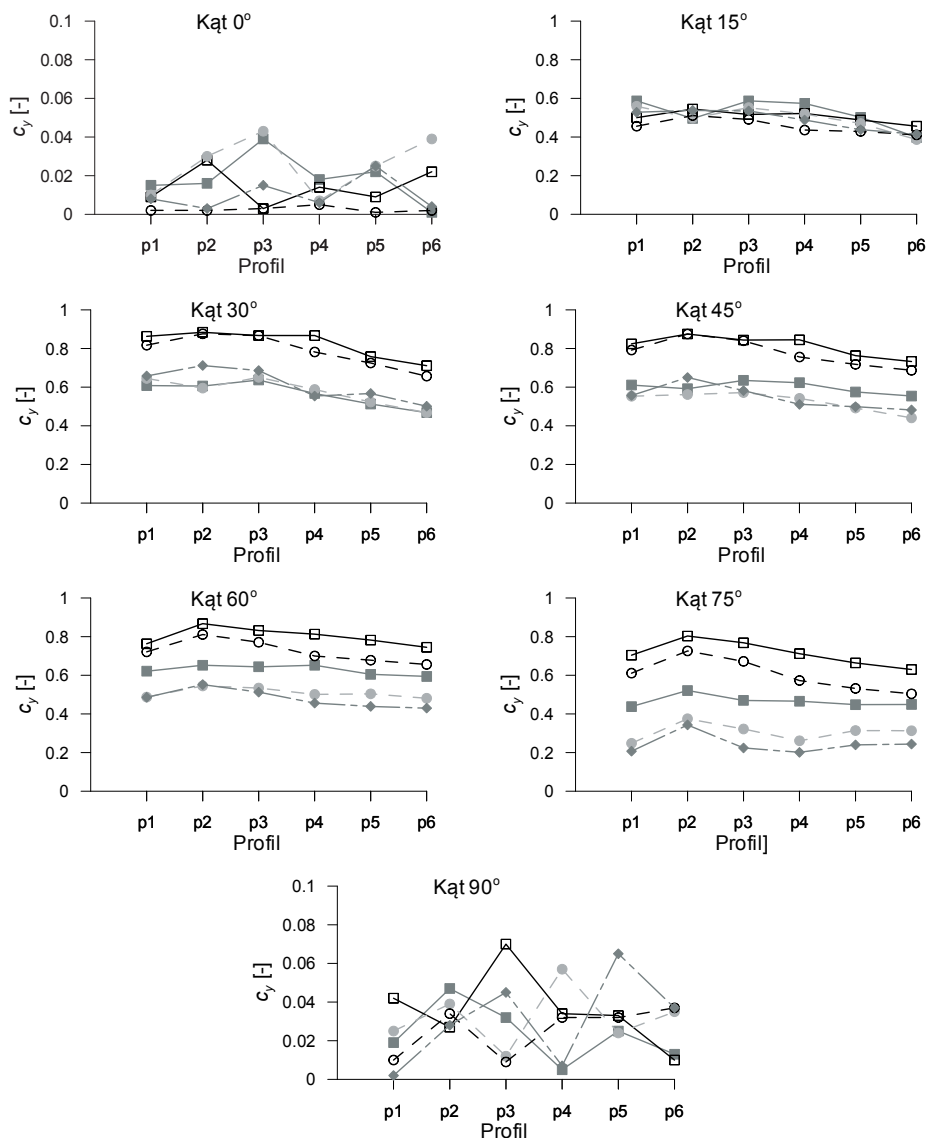
	$\alpha_w = 0^\circ$		$\alpha_w = 30^\circ$		$\alpha_w = 60^\circ$		$\alpha_w = 90^\circ$	
	δ_1 [-]	δ_2 [%]	δ_1 [-]	δ_2 [%]	δ_1 [-]	δ_2 [%]	δ_1 [-]	δ_2 [%]
R2	-0.128	-7.08	0.115	7.72	0.339	29.56	0.296	52.20
R3	0.058	3.21	0.146	9.80	0.092	8.02	-0.055	-9.70
R4	0.103	5.70	0.228	15.30	0.384	33.48	0.289	50.97
R5	0.093	5.15	0.197	13.22	0.122	10.64	-0.079	-13.93



Rys. 167. Różnice w wartościach maksymalnych c_x między modelami, w stosunku do R1, a) δ_1 , b) δ_2 , \times – profil p1, \square – profil p2, \bullet – profil p3, \circ – profil p4, \blacklozenge – profil p5, \diamond – profil p6.

Zmian współczynnika siły bocznej c_y dla $\alpha_w = 0^\circ$ i 90° nie ma sensu analizować, gdyż jego wartości zbliżone są do 0. Dla $\alpha_w = 15^\circ$, zaczyna się już pewne uporządkowanie – większe wartości c_y występują dla R1, R3 i R5, a więc modeli o stosunku boków $D/B = 2$, choć różnice, zarówno między obiektami o smukłościach 2 jak i 4 są niewielkie. Przy kątach $\alpha_w = 30^\circ$ – 75° widać wyraźne różnice między prostopadłościanami $D/B = 4$, które dają wartości c_y dużo wyższe (większe przeważnie dla R2) niż prostopadłościany $D/B = 2$ (większe przeważnie dla R1). Przy $\alpha_w = 30^\circ$ – 45° , wartości c_y dla modeli o smukłości przekroju 2 są do siebie zbliżone, podobnie jak dla modeli o smukłości 4. Gdy kąt natarcia wzrasta, do $\alpha_w = 60^\circ$ – 75° , widać większe rozbieżności między modelami w tej samej grupie wymiarowej (Rys. 168).

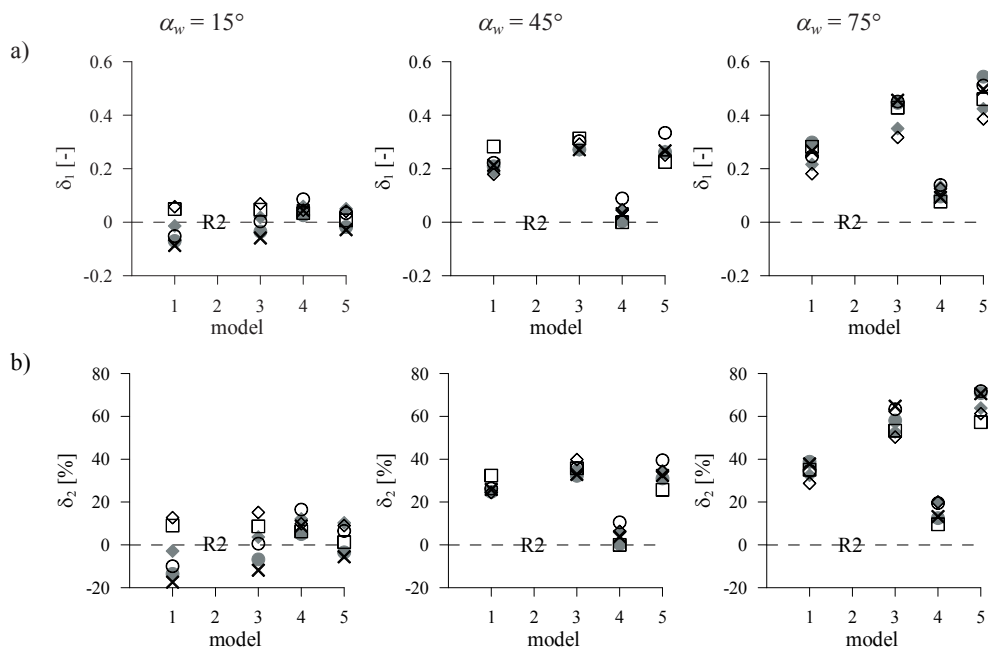
W Tabeli 32 i na Rys. 169 podano przykładowe zmiany bezwzględne δ_1 i względne δ_2 między maksymalnymi c_y , dla wybranych kątów natarcia wiatru, w zależności od profilu, przyjmując jako bazowy model R2, dla którego uzyskano przeważnie najwyższe wartości c_y . Największe zmiany bezwzględne w stosunku do R2, obliczono przy $\alpha_w = 75^\circ$ i wynoszą one maksymalnie 0,544 (R5, p3), co opowiada różnicy względnej na poziomie ok. 70%. Największe rozbieżności między R2, a modelami z grupy $D/B = 2$ uzyskano dla prostopadłościanu R5, mniejsze dla R3 i najmniejsze dla R1, ale w każdym przypadku ($\alpha_w = 30^\circ$ – 75°) są one znaczne, na poziomie 20–70%. Różnice w stosunku do modelu z tej samej grupy $D/B = 4$ – R4 są dużo niższe, tylko dla $\alpha_w = 75^\circ$ osiągają 20%.



Rys. 168. Współczynniki aerodynamiczne c_y , dla kolejnych kątów natarcia α_w , w zależności od wariantu przepływu. Oznaczenia jak na Rys. 166.

Tabela 32. Różnice w wartościach maksymalnych c_y między modelami, w stosunku do R2 (profil p1).

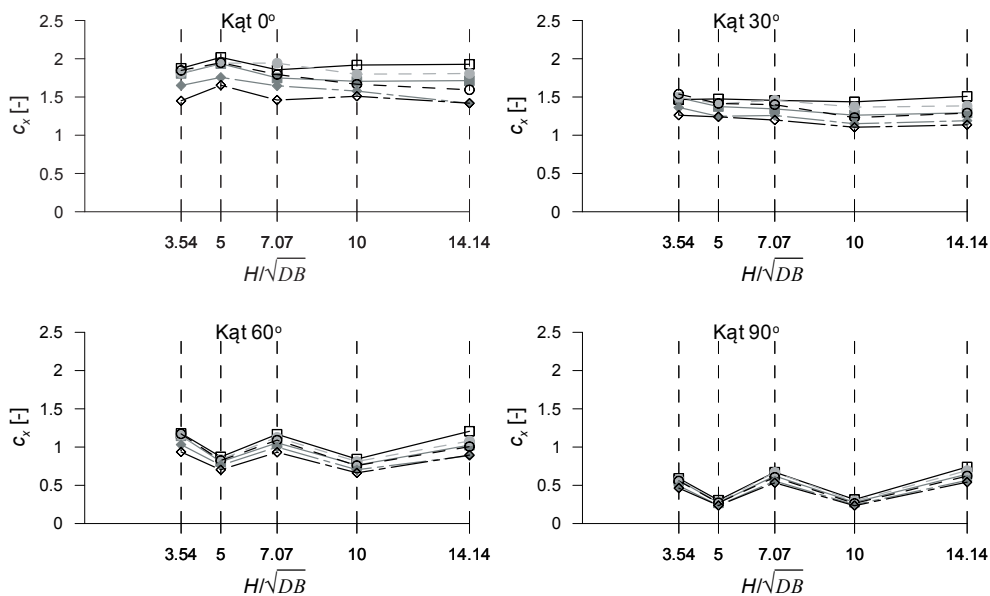
	$\alpha_w = 15^\circ$		$\alpha_w = 45^\circ$		$\alpha_w = 75^\circ$	
	δ_1 [-]	δ_2 [%]	δ_1 [-]	δ_2 [%]	δ_1 [-]	δ_2 [%]
R1	-0.087	-17.40	0.213	25.85	0.266	37.78
R3	-0.059	-11.80	0.271	32.89	0.456	64.77
R4	0.044	8.80	0.032	3.88	0.093	13.21
R5	-0.028	-5.60	0.267	32.40	0.497	70.60



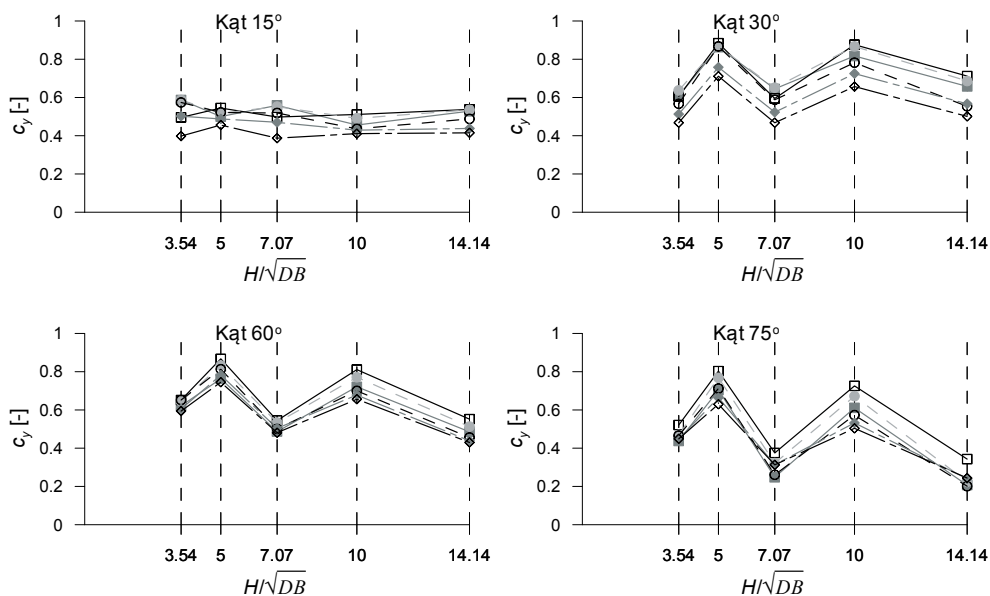
Rys. 169. Różnice w wartościach maksymalnych c_p między modelami, w stosunku do R2, a) δ_1 , b) δ_2 , oznaczenia wariantów przepływu jak na Rys. 167.

Zmienność współczynników aerodynamicznych można również rozpatrywać w zależności od smukłości całego modelu. Na Rys. 170–171 pokazano zależności współczynników c_x i c_y od smukłości, która została obliczona według wzoru $\lambda_m = H/(DB)^{1/2}$. W przypadku c_x (Rys. 170) nie zauważono wyraźnej zależności od smukłości λ_m , a wartości są stosunkowo stałe. Dla kątów $\alpha_w = 0^\circ$ – 15° , nieznacznie większe c_x uzyskano dla modeli o smukłościach $\lambda_m = 5$ i $\lambda_m = 10$, a więc obiektów o stosunku boków przekroju $D/B = 4$. W przypadku $\alpha_w = 30^\circ$ wartości dla wszystkich smukłości są podobne, natomiast dla kątów powyżej 45° , zaznacza się zdecydowana różnica – większe c_x uzyskano dla modeli o smukłościach $\lambda_m = 3,53, 7,07, 14,14$, a więc o stosunku boków $D/B = 2$.

W przypadku współczynników siły bocznej c_y (Rys. 171), wartości dla kątów $\alpha_w = 0^\circ$ i 90° są bardzo bliskie 0, natomiast dla $\alpha_w = 15^\circ$ są w zasadzie niezależne od smukłości modelu λ_m . Zależności pojawiają się, gdy $\alpha_w = 30^\circ$ – 75° , w tym zakresie wyraźnie wyższe wartości c_y zostały wyznaczone dla modeli o smukłościach $\lambda_m = 5$ i $\lambda_m = 10$, a więc dla obiektów o $D/B = 4$. Widać nieznaczny trend wzrostu współczynników wraz ze smukłością w danej grupie modeli ($D/B = 4$ i 2) dla $\alpha_w = 30^\circ$, natomiast przy większych kątach natarcia, wartości c_y maleją wraz ze smukłością λ_m , najwyraźniej dla $\alpha_w = 75^\circ$.



Rys. 170. Współczynniki aerodynamiczne c_x dla kolejnych kątów natarcia wiatru α_w , w zależności od smukłości modeli, ■ – profil 1, □ – profil 2, ● – profil 3, ○ – profil 4, ◆ – profil 5, ◇ – profil 6.



Rys. 171. Współczynniki aerodynamiczne c_y dla kolejnych kątów natarcia wiatru α_w , w zależności od smukłości modeli. Oznaczenia jak na Rys. 170.

15. Zmiany pionowe lokalnych współczynników aerodynamicznych sił

15.1. Wprowadzenie

W podrozdziale przedstawiono zmiany pionowe lokalnych współczynników aerodynamicznych oporu c_x i siły bocznej c_y , obliczonych na poszczególnych poziomach pomiarowych. Współczynniki lokalne wyznaczono całkując ciśnienie zewnętrzne w odpowiednim polu określonym na powierzchni ściany, na poszczególnych poziomach. Współczynniki zostały unormowane analogicznie jak wartości globalne (zgodnie ze wzorami 14.1 i 14.2).

W analizach wyznaczono różnice bezwzględne δ_1 i względne δ_2 między wartościami maksymalnymi i minimalnymi współczynników c_x i c_y wzdłuż wysokości obiektów oraz różnice w stosunku do wybranego modelu lub profilu. W szczególności obliczono:

a) W celu zobrazowania zmian pionowych c_x i c_y – różnice bezwzględne δ_1 i względne δ_2 między maksymalnymi ($c_{x,max}$ lub $c_{y,max}$) i minimalnymi ($c_{x,min}$ lub $c_{y,min}$) wartościami wyznaczonymi wzdłuż wysokości, dla danego profilu, kąta natarcia i modelu:

$$\delta_1 = c_{x,max} - c_{x,min} \quad \text{lub} \quad \delta_1 = c_{y,max} - c_{y,min}, \quad (15.1)$$

$$\delta_2 = \frac{c_{x,max} - c_{x,min}}{c_{x,max}} \cdot 100\% \quad \text{lub} \quad \delta_2 = \frac{c_{y,max} - c_{y,min}}{c_{y,max}} \cdot 100\%. \quad (15.2)$$

b) Różnice wartości c_x i c_y między wariantami przepływu na poszczególnych poziomach, dla kolejnych modeli i kątów natarcia wiatru, przyjmując jako bazowy profil p2:

$$\delta_1 = c_{x,p2} - c_{x,pi} \quad \text{lub} \quad \delta_1 = c_{y,p2} - c_{y,pi}, \quad (15.3)$$

$$\delta_2 = \frac{c_{x,p2} - c_{x,pi}}{c_{x,p2}} \cdot 100\% \quad \text{lub} \quad \delta_2 = \frac{c_{y,p2} - c_{y,pi}}{c_{y,p2}} \cdot 100\%, \quad (15.4)$$

gdzie pi – numer profilu wiatru, $i = 1, 3, 4, 5, 6$.

c) Różnice wartości c_x i c_y między modelami na poszczególnych poziomach, dla kolejnych wariantów przepływu i kątów natarcia wiatru, przyjmując jako bazowy model R2:

$$\delta_1 = c_{x,R2} - c_{x,Ri} \quad \text{lub} \quad \delta_1 = c_{y,R2} - c_{y,Ri}, \quad (15.5)$$

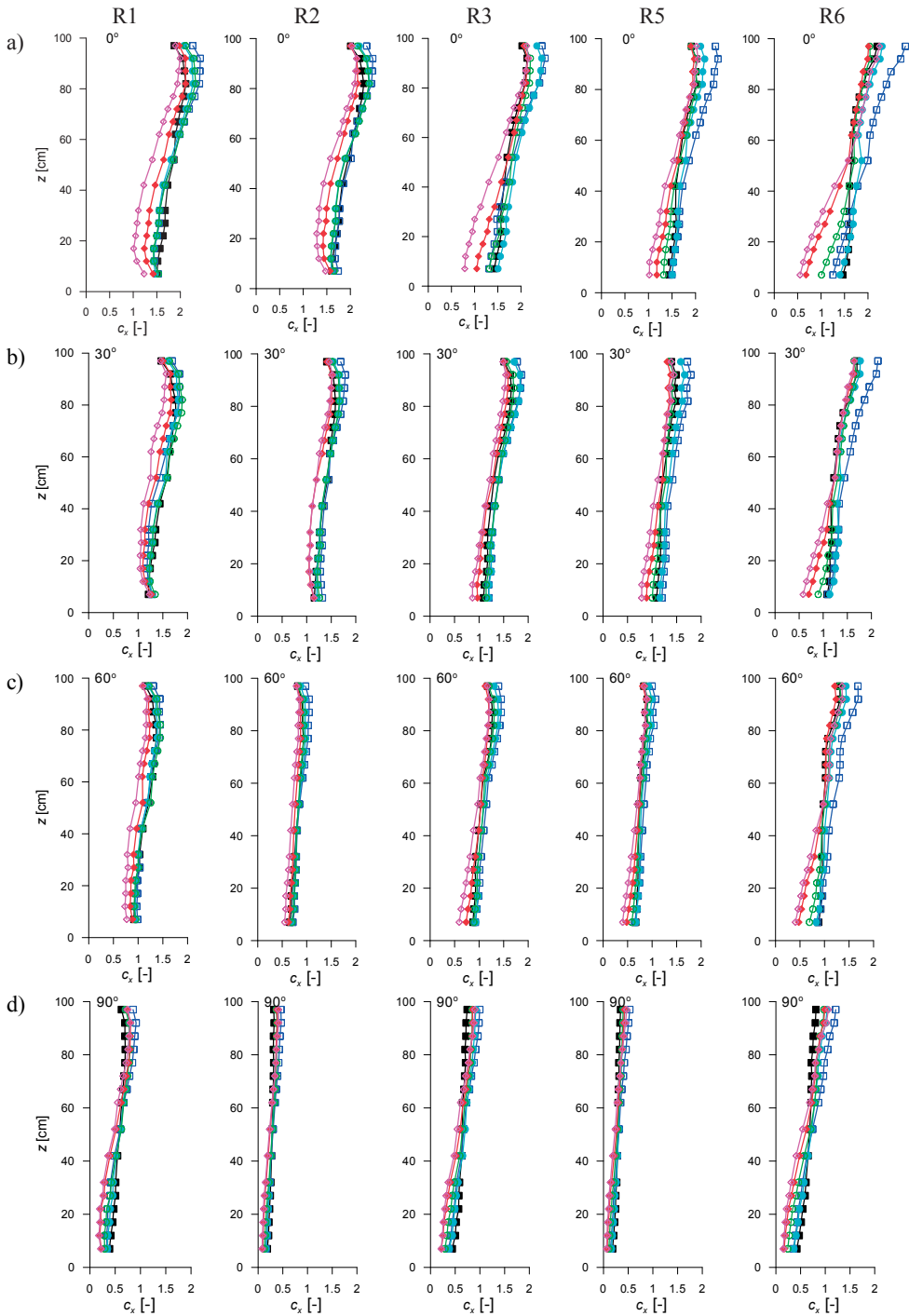
$$\delta_2 = \frac{c_{x,R2} - c_{x,Ri}}{c_{x,R2}} \cdot 100\% \quad \text{lub} \quad \delta_2 = \frac{c_{y,R2} - c_{y,Ri}}{c_{y,R2}} \cdot 100\%, \quad (15.6)$$

gdzie Ri – numer prostopadłościanu, $i = 1, 3, 4, 5$.

15.2. Lokalne współczynniki oporu c_x

15.2.1. Zmiany pionowe

Na Rys. 172 przedstawiono zmiany pionowe lokalnych współczynników oporu c_x , w zależności od struktury wiatru, dla wybranych kątów natarcia. Wszystkie rozkłady zamieszczono w załączniku nr 16.



Rys. 172. Zmiany pionowe c_x w zależności od wariantu przepływu, α_w : a) 0°, b) 30°, c) 60°, d) 90°, ■ – profil 1, □ – profil 2, ● – profil 3, ○ – profil 4, ◆ – profil 5, ◇ – profil 6.

W przypadku kątów $\alpha_w = 0^\circ - 15^\circ$, w górnej i dolnej części obiektów występuje inna kolejność uporządkowania wartości współczynnika oporu c_x według wariantów przepływu. W górnych częściach, od ok. 60 cm, największe c_x otrzymano dla p2, następnie p3, p4, p1, najmniejsze dla p5 i p6, choć na samym wierzchołku również dla p1. W częściach dolnych kolejność jest zmieniona, największe wartości są przeważnie dla p1, następnie zbliżone dla p3, p2, p4, a najmniejsze zdecydowanie dla p5 i p6. Dla $\alpha_w = 0^\circ$ wyznaczono największe wartości współczynników c_x , które wraz ze wzrostem kąta natarcia maleją. Gdy wiatr działa na ścianę szerszą, występują także największe zmiany lokalnych współczynników oporu wzdłuż wysokości w porównaniu do innych kątów natarcia, przy czym najmniejsze, w stosunku do innych wariantów przepływu, wyznaczono dla p1. Różnice występujące między profilami są dla tego kąta również największe. Dla profili p5 i p6 i modeli większych R1 i R2 zaobserwowano niewielki wzrost wartości c_x bezpośrednio przy podstawach. Na poziomach najwyższych, wyraźnie widać efekt swobodnego wierzchołka, wyrażający się spadkiem c_x od wysokości ok. 92 cm. Spadek jest wyraźnie widoczny dla $\alpha_w = 0^\circ - 60^\circ$, natomiast dla kątów w przedziale $75^\circ - 90^\circ$ jest on niewielki lub brak go całkowicie. Wyjątkiem jest model najmniejszy R5, dla którego efekt swobodnego wierzchołka w ogóle nie występuje.

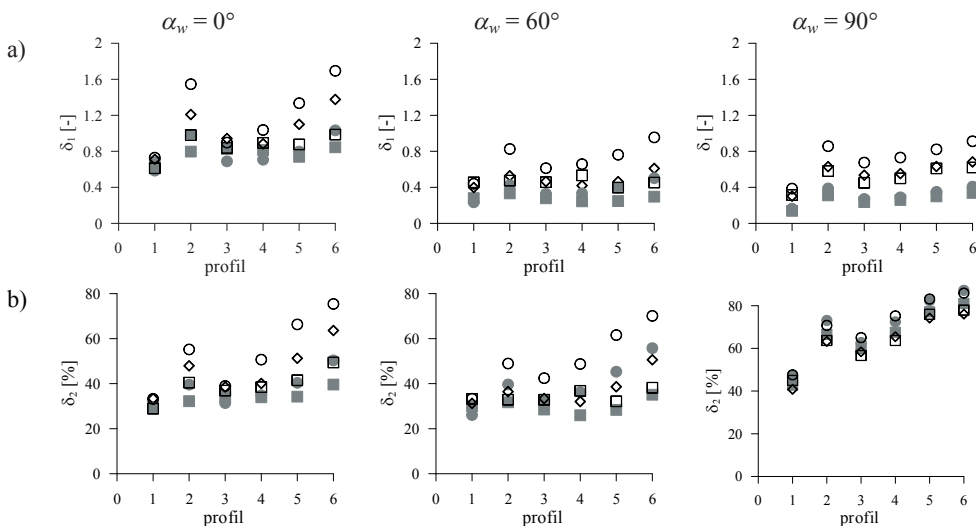
Dla kątów natarcia $\alpha_w = 30^\circ - 60^\circ$ kolejność profili na górze pozostaje bez zmian, natomiast na dole największe i podobne do siebie wartości są dla przepływów p2, p1, p3 i p4, a ich kolejność może się zmieniać, najmniejsze pozostają wartości dla p5 i p6. Gdy $\alpha_w = 75^\circ$, kolejność nieznacznie się modyfikuje – wciąż największe c_x w części górnej otrzymano dla p2, następnie p3, p4, mniejsze dla p5, p6 i najmniejsze dla p1. W części dolnej, największe c_x jest dla p1, następnie p3, p2, p4 i zdecydowanie najniższe ponownie dla p5 i p6. W przypadku $\alpha_w = 90^\circ$, kolejność jeszcze nieznacznie się zmienia – w części górnej największe wartości obliczono dla p2, następnie bardzo podobne, wymiennie dla p3, p5, p6, p4 i najmniejsze, dość wyraźnie dla p1. Kolejność przy podstawach jest następująca: największe c_x otrzymano dla wariantu p1, następnie dla p3, p2, p4 i najmniejsze dla p5 i p6. Wartości współczynników wyznaczone dla $\alpha_w = 90^\circ$ są najniższe ze wszystkich i również ich wahania wzdłuż wysokości modeli są najmniejsze.

Przykładowe zmiany δ_1 i δ_2 dotyczące różnic między maksymalnymi, $c_{x,max}$ i minimalnymi, $c_{x,min}$ wartościami współczynników oporu w pionie (według 15.1, 15.2), zestawiono w Tabeli 33 i na Rys. 173. Komplet danych umieszczono w załączniku nr 17.

Zdecydowanie najwyższe różnice bezwzględne δ_1 uzyskano dla kąta $\alpha_w = 0^\circ$, dla którego też największe są wartości współczynników c_x . Największe zmiany występują dla profilu p6 i sięgają: 0,986 (R1), 0,845 (R2), 1,376 (R3), 1,033 (R5), 1,694 (R5), co odpowiada zmianom względnym δ_2 : 49,42%, 39,63%, 63,62%, 50,34%, 75,42%. Mniejsze niż dla p6 zmiany δ_1 występują dla przepływu p2, następnie p5, p4 i p3, i najmniejsze dla p1: 0,612 (R1), 0,677 (R2), 0,711 (R3), 0,586 (R4), 0,73 (R5). Dla większych kątów natarcia różnice bezwzględne δ_1 zmniejszają się i najniższe są przeważnie, gdy $\alpha_w = 60^\circ - 90^\circ$. Analizując różnice względne δ_2 można zauważyć, że największe występują dla kąta $\alpha_w = 90^\circ$, dla którego współczynniki c_x są najniższe. Największe δ_2 dla tego kąta obliczono dla profilu p6 i wynoszą one odpowiednio: 77,92% (R1), 81,06% (R2), 96,06% (R3), 87,18% (R4), 85,88% (R5). Różnice względne δ_2 są mniejsze dla niższych kątów natarcia, pomimo tego, że w większości przypadków wartości bezwzględne δ_1 są wtedy, wręcz przeciwnie, większe.

Tabela 33. Maksymalne różnice wartości c_x w pionie, dla modelu R1, ze względu na wariant przepływu.

	profil 1		profil 2		profil 3		profil 4		profil 5		profil 6	
α_w	δ_1 [-]	δ_2 [%]	δ_1 [-]	δ_2 [%]	δ_1 [-]	δ_2 [%]	δ_1 [-]	δ_2 [%]	δ_1 [-]	δ_2 [%]	δ_1 [-]	δ_2 [%]
0°	0,612	28,90	0,98	40,45	0,838	36,92	0,894	38,47	0,877	41,52	0,986	49,42
30°	0,553	31,33	0,655	35,64	0,591	32,58	0,667	35,25	0,577	34,53	0,528	33,63
60°	0,456	33,24	0,475	32,87	0,458	32,88	0,533	36,81	0,397	32,17	0,453	38,20
90°	0,315	45,00	0,581	63,71	0,451	56,66	0,5	63,69	0,61	75,97	0,621	77,92

Rys. 173. Maksymalne różnice wartości c_x w pionie, a) δ_1 , b) δ_2 , \square – model R1, \blacksquare – model R2, \diamond – model R3, \bullet – model R4, \circ – model R5.

15.2.2. Różnice między wariantami przepływów

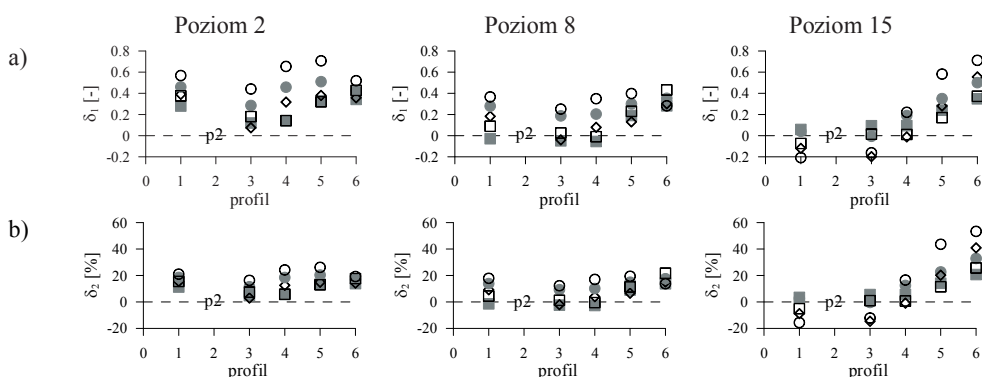
W Tabeli 34 i na Rys. 174–175 zestawiono różnice bezwzględne δ_1 i względne δ_2 między wartościami współczynników oporu uzyskanymi dla różnych wariantów przepływu (według 15.3, 15.4). Zmiany te zobrazowano na wybranych poziomach pomiarowych: 2, 8 oraz 15, dla kilku kątów natarcia i dla poszczególnych modeli. Jako wariant odniesienia wybrano profil p2, dla którego w większości przypadków otrzymano największe wartości c_x . Jako, że współczynniki c_x i c_y dla przepływu p2 nie zawsze były największe, zmiany dodatnie w tabelach oznaczają wartości niższe otrzymane dla danego wariantu, zaś ujemne – wyższe.

Zdecydowanie największe różnice bezwzględne δ_1 występują przy $\alpha_w = 0^\circ$ przy wierzchołkach modeli i sięgają dla R1: 0,428 do p6 (17,66%), R2: 0,343 do p6 (13,86%), R3: 0,390 do p1 (15,47%), R4: 0,510 do p5 (20,37%), R5: 0,707 do p5 (26,19%). Podobnie duże różnice δ_1 występują na poziomach dolnych. Wraz ze wzrostem kąta natarcia, wartości δ_1 znacznie maleją, a najmniejsze są gdy $\alpha_w = 90^\circ$. Z drugiej strony, największe różnice względne δ_2 w stosunku do p2 występują przeważnie dla $\alpha_w = 90^\circ$, zarówno przy wierzchołkach jak i przy podstawach modeli i sięgają ponad 50% do p6 – R1: 46,83%, R2: 50,56%, R3: 41,73%, R4: 56,17%, R5: 57,22%. Uogólniając, największe różnice względne

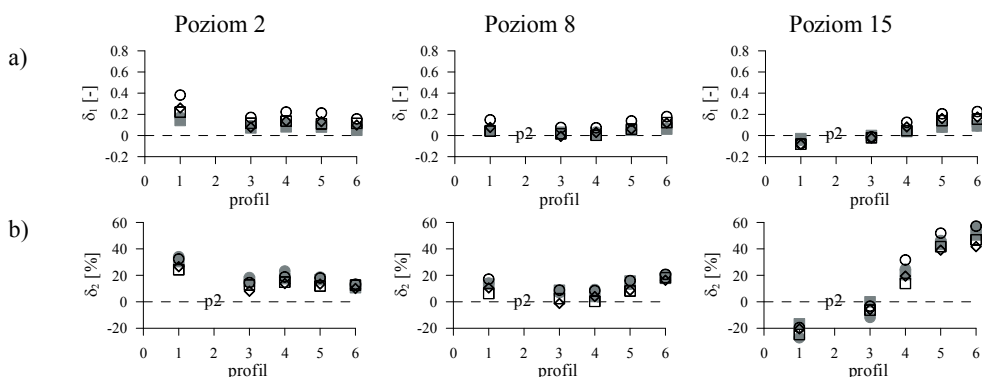
δ_2 (podobnie jak bezwzględne δ_1) w stosunku do p2, uzyskano dla wariantów p5 i p6, mniejsze dla p1, a najbardziej zbliżone są warianty p3 i p4.

Tabela 34. Różnice δ_1 i δ_2 lokalnych współczynników c_x między profilami, w stosunku do p2, model R1.

α_w	Poz.	$i = 1$		$i = 3$		$i = 4$		$i = 5$		$i = 6$	
		δ_1 [-]	δ_2 [%]	δ_1 [-]	δ_2 [%]	δ_1 [-]	δ_2 [%]	δ_1 [-]	δ_2 [%]	δ_1 [-]	δ_2 [%]
0°	2	0,376	15,52	0,18	7,43	0,142	5,86	0,32	13,00	0,428	17,66
	8	0,089	4,48	0,025	1,26	-0,01	-0,50	0,23	11,34	0,432	21,76
	15	-0,074	-5,12	0,014	0,97	0,011	0,76	0,17	11,48	0,372	25,73
30°	2	0,182	9,91	0,063	3,43	0,019	1,03	0,19	10,07	0,267	14,53
	8	-0,068	-4,33	-0,014	-0,89	-0,077	-4,90	0,13	8,02	0,308	19,61
	15	-0,006	-0,50	-0,022	-1,82	-0,035	-2,90	0,07	5,56	0,107	8,87
60°	2	0,148	10,28	0,087	6,05	0,062	4,31	0,23	15,77	0,253	17,58
	8	-0,032	-2,54	0,02	1,59	-0,033	-2,62	0,17	13,80	0,251	19,90
	15	0,047	4,85	0,035	3,61	0,055	5,67	0,13	13,71	0,237	24,43
90°	2	0,221	24,23	0,116	12,72	0,136	14,91	0,11	11,95	0,115	12,61
	8	0,042	6,27	0,016	2,39	0,002	0,30	0,06	8,21	0,122	18,21
	15	-0,082	-24,77	-0,021	-6,34	0,046	13,90	0,14	41,69	0,155	46,83



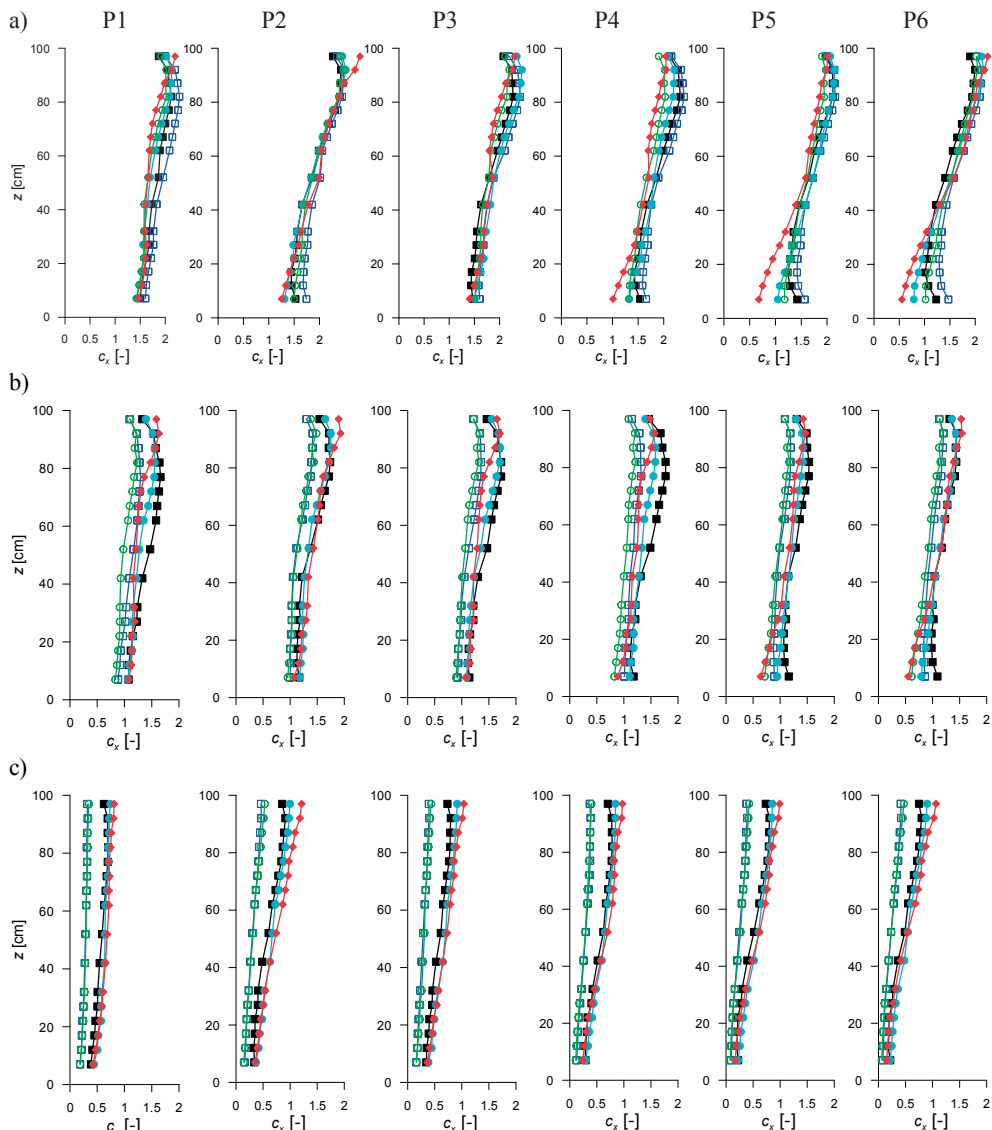
Rys. 174. Różnice wartości lokalnych współczynników c_x między profilami, w stosunku do p2, $\alpha_w = 0^\circ$, a) δ_1 , b) δ_2 , □ – model R1, ■ – model R2, ◇ – model R3, ● – model R4, ○ – model R5.



Rys. 175. Różnice wartości lokalnych współczynników c_x między profilami, w stosunku do p2, $\alpha_w = 90^\circ$, a) δ_1 , b) δ_2 , Oznaczenia jak na Rys. 174.

15.2.3. Różnice między modelami

Na Rys. 176 zestawiono zmiany pionowe lokalnych współczynników oporu, dla wybranych kątów natarcia wiatru i kolejnych profili (p1–p6), które ilustrują różnice w obliczonych wartościach c_x między modelami. Komplet wyników umieszczono w załączniku nr 18.



Rys. 176. Zmiany pionowe c_x w zależności od modelu. a) $\alpha_w = 0^\circ$, b) $\alpha_w = 45^\circ$, c) $\alpha_w = 90^\circ$, ■ – model R1, □ – model R2, ● – model R3, ○ – model R4, ◆ – model R5.

Analizując rozkłady można zauważyć, że pionowe zmiany c_x w przypadku modelu R5 mają nieznacznie inny charakter w porównaniu do pozostałych. Dla tego prostopadłościanu

występuje spadek c_x od poziomu najwyższego w kierunku podstawy i nie jest zaznaczony efekt 3D, wywołany opływem wokół swobodnego wierzchołka. Efekt ten jest wyraźnie widoczny na pozostałych modelach, głównie dla kątów natarcia $\alpha_w = 0^\circ\text{--}45^\circ$ i wyraża się dość znacznym spadkiem c_x w bezpośredniej bliskości wierzchołków. Dla tych modeli maksymalne wartości współczynników zostały osiągnięte na wysokościach ok. 82–87 cm. Największe c_x wyznaczono dla modelu R2 przy $\alpha_w = 0^\circ\text{--}15^\circ$, dla R1 przy $\alpha_w = 30^\circ\text{--}75^\circ$ oraz dla R5 przy $\alpha_w = 90^\circ$, chociaż ta kolejność zmienia się wzdłuż wysokości modeli. Współczynniki oporu różnią się znacznie między modelami, głównie gdy $\alpha_w = 45^\circ\text{--}90^\circ$. Dla kątów $0^\circ\text{--}30^\circ$ różnice są największe w górnych częściach modeli, na wysokościach ok. 62–82 cm oraz przy podstawach, na wysokościach ok. 7–27 cm, w częściach środkowych wartości wyraźnie się zbliżają. Dla kąta $\alpha_w = 45^\circ$ i wyższych, różnice między modelami są największe w częściach górnych, a gdy $\alpha_w = 75^\circ\text{--}90^\circ$ przy samych wierzchołkach.

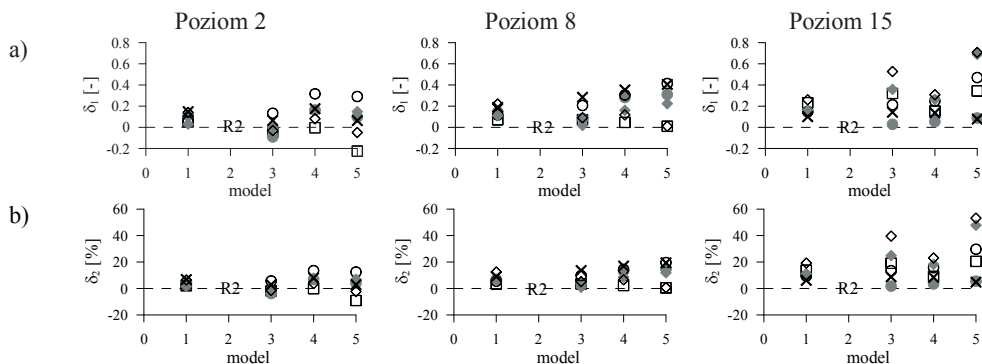
W przypadku kątów $\alpha_w = 45^\circ\text{--}90^\circ$ widać, że wartości c_x dla modeli R2 i R4, a więc o stosunku wymiarów przekroju poprzecznego $D/B = 4$, są wyraźnie mniejsze niż w przypadku pozostałych modeli $D/B = 2$, wzdłuż całej wysokości. Takich różnic między grupami obiektów nie ma dla mniejszych kątów natarcia.

Można również zauważyć, gdy $\alpha_w = 0^\circ$, czyli w położeniu, w którym szersza ściana jest prostopadła do przepływu, dla modeli o tym samym rozmiarze ściany nawietrznej, a więc R1 i R2 (40 cm) oraz R3 i R4 (20 cm) uzyskano dość znaczne różnice w wartościach c_x , co świadczy o dużym wpływie szerokości ścian bocznych. W przypadku kąta $\alpha_w = 90^\circ$ widać jeszcze większe rozbieżności w wartościach c_x dla modeli o tych samych rozmiarach ściany nawietrznej, a więc R2 i R3 (10 cm) oraz R4 i R5 (5 cm). W tym położeniu ściana szersza jest ścianą boczną i jej większy wymiar ma relatywnie większy wpływ na wartości współczynników oporu niż ma to miejsce, gdy $\alpha_w = 0^\circ$.

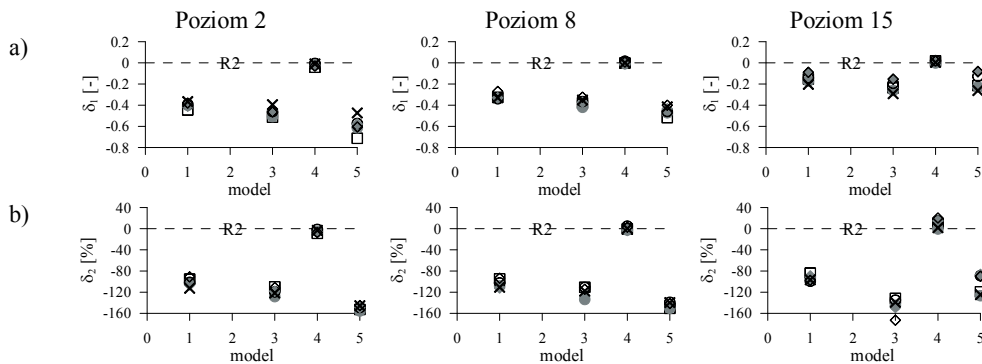
Aby zobrazować różnice wartości między modelami, wyznaczono zmiany bezwzględne δ_1 oraz względne (procentowe) δ_2 w stosunku do modelu R2, który przyjęto jako bazowy (według 15.5 i 15.6). Obliczone różnice zestawiono w Tabeli 35 i na Rys. 177–178. Pełen zestaw danych umieszczono w załączniku nr 19.

Tabela 35. Różnice δ_1 i δ_2 lokalnych współczynników c_x między modelami, w stosunku do R2, profil p1.

α_w	Poz.	$i = 1$		$i = 3$		$i = 4$		$i = 5$	
		δ_1 [-]	δ_2 [%]	δ_1 [-]	δ_2 [%]	δ_1 [-]	δ_2 [%]	δ_1 [-]	δ_2 [%]
0°	2	0,148	6,74	0,064	2,92	0,176	8,02	0,063	2,87
	8	0,189	9,06	0,284	13,62	0,354	16,98	0,405	19,42
	15	0,1	6,17	0,142	8,77	0,137	8,46	0,078	4,81
30°	2	-0,116	-7,54	-0,099	-6,43	0,049	3,18	-0,162	-10,53
	8	-0,169	-11,50	0,072	4,90	0,175	11,90	0,187	12,72
	15	-0,041	-3,50	0,062	5,29	0,053	4,53	0,037	3,16
60°	2	-0,391	-43,44	-0,35	-38,89	0,002	0,22	-0,42	-46,67
	8	-0,407	-45,94	-0,196	-22,12	0,111	12,53	-0,136	-15,35
	15	-0,235	-34,16	-0,204	-29,65	0,003	0,44	-0,234	-34,01
90°	2	-0,366	-112,62	-0,395	-121,54	-0,01	-3,08	-0,473	-145,54
	8	-0,33	-110,74	-0,351	-117,79	0,001	0,34	-0,416	-139,60
	15	-0,203	-96,67	-0,292	-139,05	0,004	1,90	-0,262	-124,76



Rys. 177. Różnice wartości lokalnych współczynników c_x między modelami, w stosunku do R2, $\alpha_w = 0^\circ$, a) δ_1 , b) δ_2 , x – p1, □ – p2, ● – p3, ○ – p4, ◆ – p5, ◇ – p6.



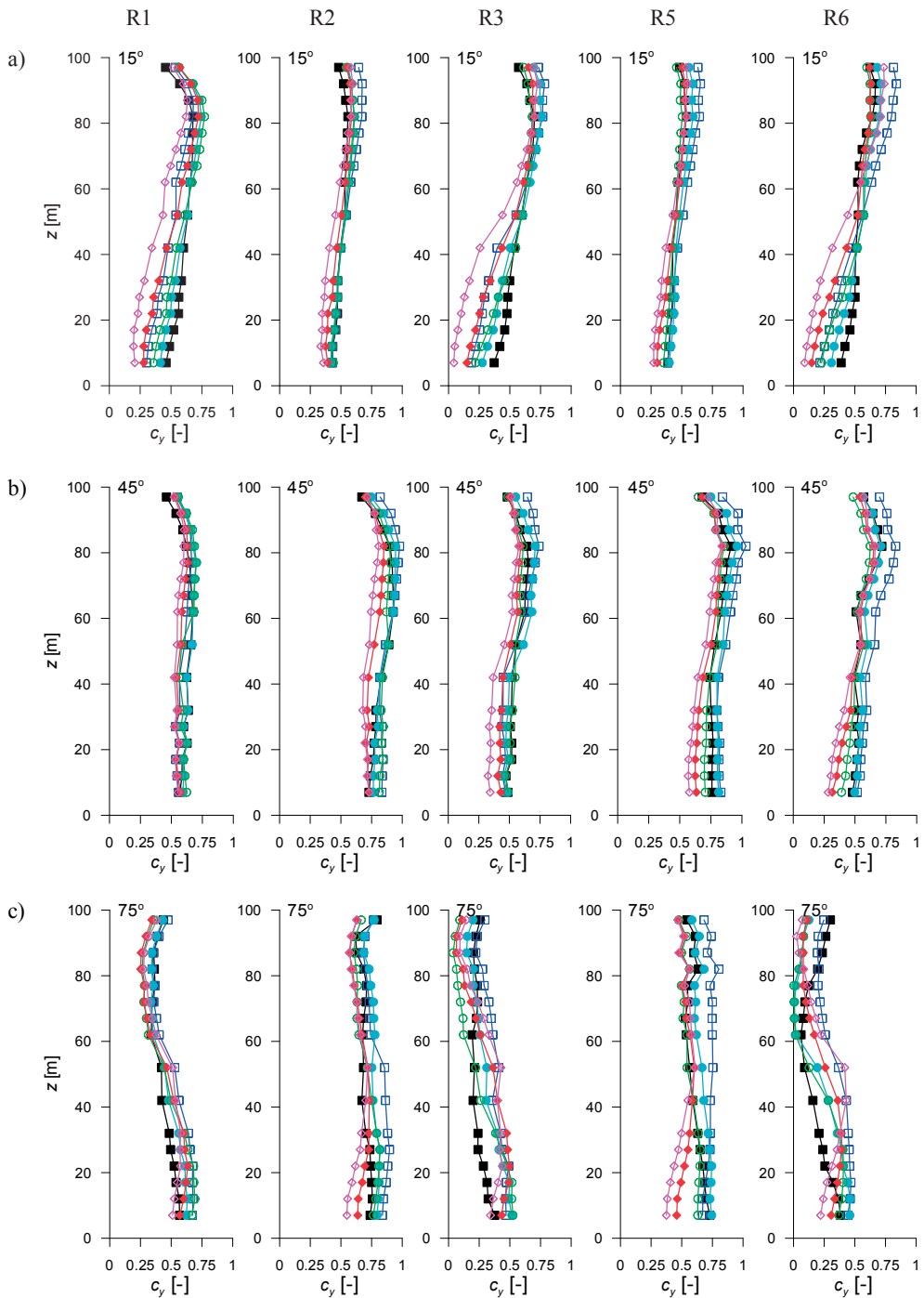
Rys. 178. Różnice wartości lokalnych współczynników c_x między modelami, w stosunku do R2, $\alpha_w = 90^\circ$, a) δ_1 , b) δ_2 , Oznaczenia jak na Rys. 177.

15.3. Lokalne współczynniki siły bocznej c_y

15.3.1. Zmiany pionowe

Na Rys. 179 pokazano zmiany pionowe lokalnych współczynników siły bocznej c_y , dla kolejnych modeli i kątów natarcia wiatru, w zależności od wariantu przepływu (p1–p6). Wszystkie rozkłady zestawiono w załączniku nr 20.

W przypadku kątów $\alpha_w = 0^\circ$ i $\alpha_w = 90^\circ$, wartości c_y wzdłuż całej wysokości modeli są zbliżone do 0. Maksymalne współczynniki wyznaczono na wysokości ok. 82–87 cm, dla $\alpha_w = 15^\circ$ – 30° , zaś przy wyższych kątach wartości są mniejsze. Powyżej tej wysokości, następuje spadek c_y spowodowany opływem 3D wokół wierzchołków. Efekt jest wyraźnie widoczny w zasadzie na wszystkich modelach, w zakresie $\alpha_w = 15^\circ$ – 60° , najbardziej dla kąta 30° . Gdy $\alpha_w = 15^\circ$ – 45° , poniżej wysokości, na której osiągnięto maksimum następuje spadek wartości w kierunku podstaw, zaś gdy $\alpha_w = 60^\circ$ i w niektórych wariantach przepływów, pojawia się ponowne niewielkie zwiększenie na poziomach najniższych. Zupełnie inny charakter mają zmiany pionowe c_y , gdy $\alpha_w = 75^\circ$. Na wysokości ok. 87–92 cm występuje wartość najmniejsza i zarówno w kierunku wierzchołka jak i podstawy, współczynniki rosną.

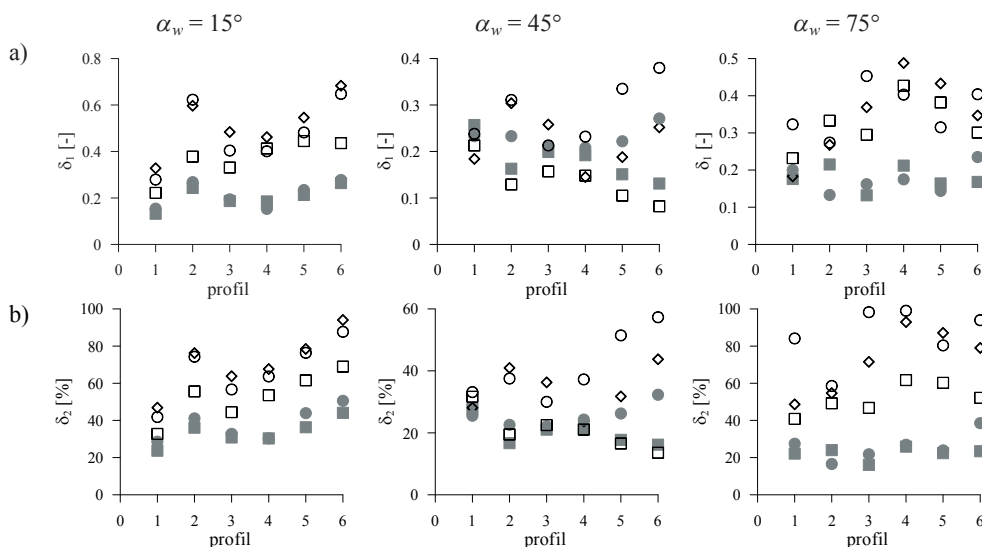


Rys. 179. Zmiany pionowe c_y w zależności od wariantu przepływu, a) $\alpha_w = 15^\circ$, b) $\alpha_w = 45^\circ$, c) $\alpha_w = 75^\circ$, ■ – profil 1, □ – profil 2, ● – profil 3, ○ – profil 4, ◆ – profil 5, ◇ – profil 6.

Różnice wartości współczynników między wariantami przepływów są znaczne, nieco mniejsze, gdy $\alpha_w = 60^\circ$ – 75° . Kolejność c_y według profili jest inna w górnych i dolnych częściach prostopadłościennych. Dla kątów w zakresie 15° – 45° można przyjąć, że przy wierzchołkach największe c_y obliczono dla profilu p2, następnie p3, p4, p5, p6 i najmniejsze dla p1. Kolejność na dole zmienia się, największe wartości obliczono dla p1, następnie p3, p2, p4 i zdecydowanie najniższe dla p5 i p6. W przypadku $\alpha_w = 60^\circ$ uzyskano inną kolejność, uszeregowaną od największych, na górze: p2, p3, p4, p1, p5, p6, na dole: p2, p3, p4, p5, p6, p1. Gdy $\alpha_w = 75^\circ$ różnice się pogłębiają, wartości c_y zmieniają kolejność na różnych poziomach, ale można przyjąć, że na górze uporządkowanie profili od największych jest: p2, p1, p3, p6, p5, p4, zaś na dole: p2, p3, p4, p1, p5, p6.

Przykładowe zmiany δ_1 i δ_2 , dotyczące różnic między maksymalnymi i minimalnymi wartościami c_y w pionie (według 15.1, 15.2), zestawiono w Tabeli 36 i Rys. 180. Komplet wykresów umieszczono w załączniku nr 21.

W przypadku c_y nie można zauważyć zdecydowanie większych zmian pionowych, dla któregoś z kątów natarcia w zakresie 15° – 75° . W większości przypadków, największe różnice bezwzględne δ_1 obliczono dla $\alpha_w = 15^\circ$, następnie $\alpha_w = 75^\circ$ i mniejsze dla kątów pośrednich, ale nie jest to regułą. Podobne sformułowanie można zastosować do zmian względnych δ_2 – największe występują dla kątów 75° i 15° . Niższe wartości c_y obliczono dla $\alpha_w = 75^\circ$, co skutkuje relatywnie wyższymi różnicami δ_2 dla tego kąta, które sięgają maksymalnie 99,02% (R5, p4). Można zauważyć, że dla modeli o stosunku wymiarów $D/B = 2$ (R1, R3, R5), zmiany δ_2 dla kątów 15° i 75° są dużo większe, niż w przypadku modeli $D/B = 4$ (R2 i R4). Gdy $\alpha_w = 15^\circ$, największe różnice δ_2 obliczono dla wariantu p6, następnie p5 i p2, w dalszej kolejności p3 i p4 i najmniejsze dla p1, ale wraz ze wzrostem kąta natarcia, kolejność ta ulega zmianie i nie można zauważyć dominującej tendencji.



Rys. 180. Maksymalne różnice wartości c_y w pionie, a) δ_1 , b) δ_2 , \square – model R1, \blacksquare – model R2, \diamond – model R3, \bullet – model R4, \circ – model R5.

Tabela 36. Maksymalne różnice wartości c_y w pionie, dla modelu R1, ze względu na wariant przepływu.

	profil 1		profil 2		profil 3		profil 4		profil 5		profil 6	
	δ_1 [-]	δ_2 [%]	δ_1 [-]	δ_2 [%]	δ_1 [-]	δ_2 [%]	δ_1 [-]	δ_2 [%]	δ_1 [-]	δ_2 [%]	δ_1 [-]	δ_2 [%]
15°	0,222	32,74	0,378	55,59	0,331	44,43	0,413	53,57	0,445	61,55	0,436	68,99
45°	0,213	31,65	0,129	19,46	0,157	22,49	0,148	21,05	0,105	16,56	0,082	13,58
75°	0,232	40,85	0,333	49,19	0,295	46,75	0,427	61,71	0,382	60,25	0,301	52,17

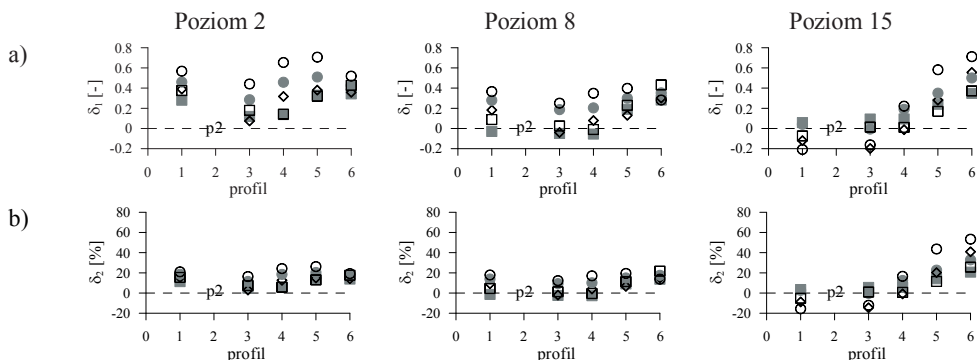
15.3.2. Różnice między wariantami przepływów

W Tabeli 37 i na Rys. 181–182 zestawiono zmiany bezwzględne δ_1 i względne δ_2 , obliczone między wartościami współczynników siły bocznej c_y na danym poziomie pomiarowym, dla kolejnych kątów natarcia wiatru i wariantów przepływu, w stosunku do profilu p2 (według 15.3 i 15.4). Komplet wyników znajduje się w załączniku 22.

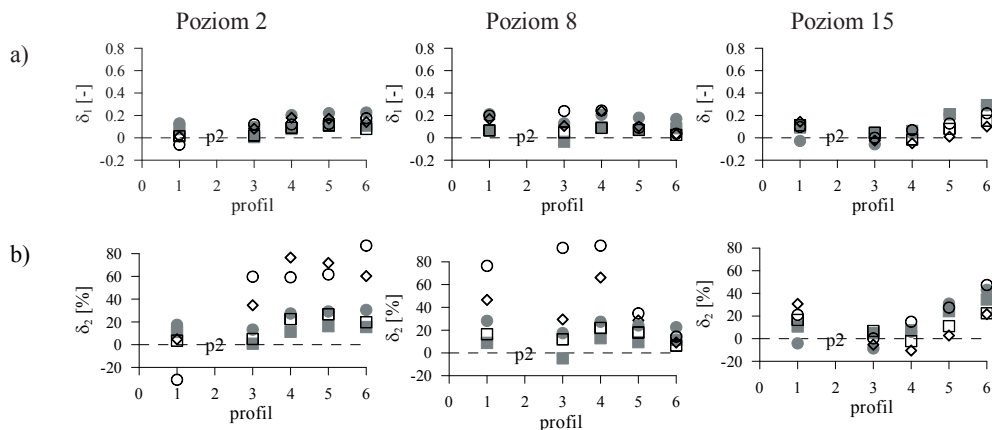
Różnice bezwzględne δ_1 w wartościach c_y , wydają się wyższe dla kątów w przedziale 45°–75° i sięgają maksymalnie dla R1: 0,152 (22,45%) w stosunku do p6 ($\alpha_w = 75^\circ$), R2: 0,293 (34,59%) do p6 ($\alpha_w = 75^\circ$), R3: 0,239 (66,2%) do p4 ($\alpha_w = 75^\circ$), R4: 0,248 (30,39%) do p6 ($\alpha_w = 45^\circ$), R5: 0,244 (94,21%) do p4 ($\alpha_w = 75^\circ$). Największe różnice δ_1 w stosunku do p2 występują dla profili p5 i p6, mniejsze dla pozostałych. Podobnie, jak w przypadku współczynników oporu, maksymalne różnice bezwzględne δ_1 nie przekładają się na maksymalne różnice względne δ_2 , które wahają się od kilku do kilkudziesięciu procent, a największe są dla przepływów p5 i p6, zaś najmniejsze dla p3.

Tabela 37. Różnice δ_1 i δ_1 lokalnych współczynników c_y między profilami, w stosunku do p2, model R1.

		$i = 1$		$i = 3$		$i = 4$		$i = 5$		$i = 6$	
α_w	Poz.	δ_1 [-]	δ_2 [%]	δ_1 [-]	δ_2 [%]	δ_1 [-]	δ_2 [%]	δ_1 [-]	δ_2 [%]	δ_1 [-]	δ_2 [%]
15°	2	0,062	9,81	-0,041	-6,49	-0,046	-7,28	-0,03	-4,59	0,033	5,22
	8	-0,115	-21,30	-0,111	-20,56	-0,13	-24,07	-0,05	-9,26	0,088	16,30
	15	-0,171	-54,11	-0,114	-36,08	-0,063	-19,94	0,04	12,03	0,12	37,97
45°	2	0,075	12,25	0,002	0,33	-0,009	-1,47	0,03	4,08	0,038	6,21
	8	-0,046	-7,34	-0,047	-7,50	-0,055	-8,77	0,04	6,86	0,078	12,44
	15	-0,039	-7,14	-0,053	-9,71	-0,064	-11,72	-0,01	-1,28	0,006	1,10
75°	2	0,014	3,49	0,02	4,99	0,09	22,44	0,11	26,68	0,079	19,70
	8	0,066	16,42	0,048	11,94	0,088	21,89	0,07	17,91	0,026	6,47
	15	0,112	16,54	0,046	6,79	-0,015	-2,22	0,08	11,08	0,152	22,45



Rys. 181. Różnice wartości lokalnych współczynników c_y między profilami, w stosunku do p2, $\alpha_w = 15^\circ$, a) δ_1 , b) δ_2 , □ – model R1, ■ – model R2, ◇ – model R3, ● – model R4, ○ – model R5.



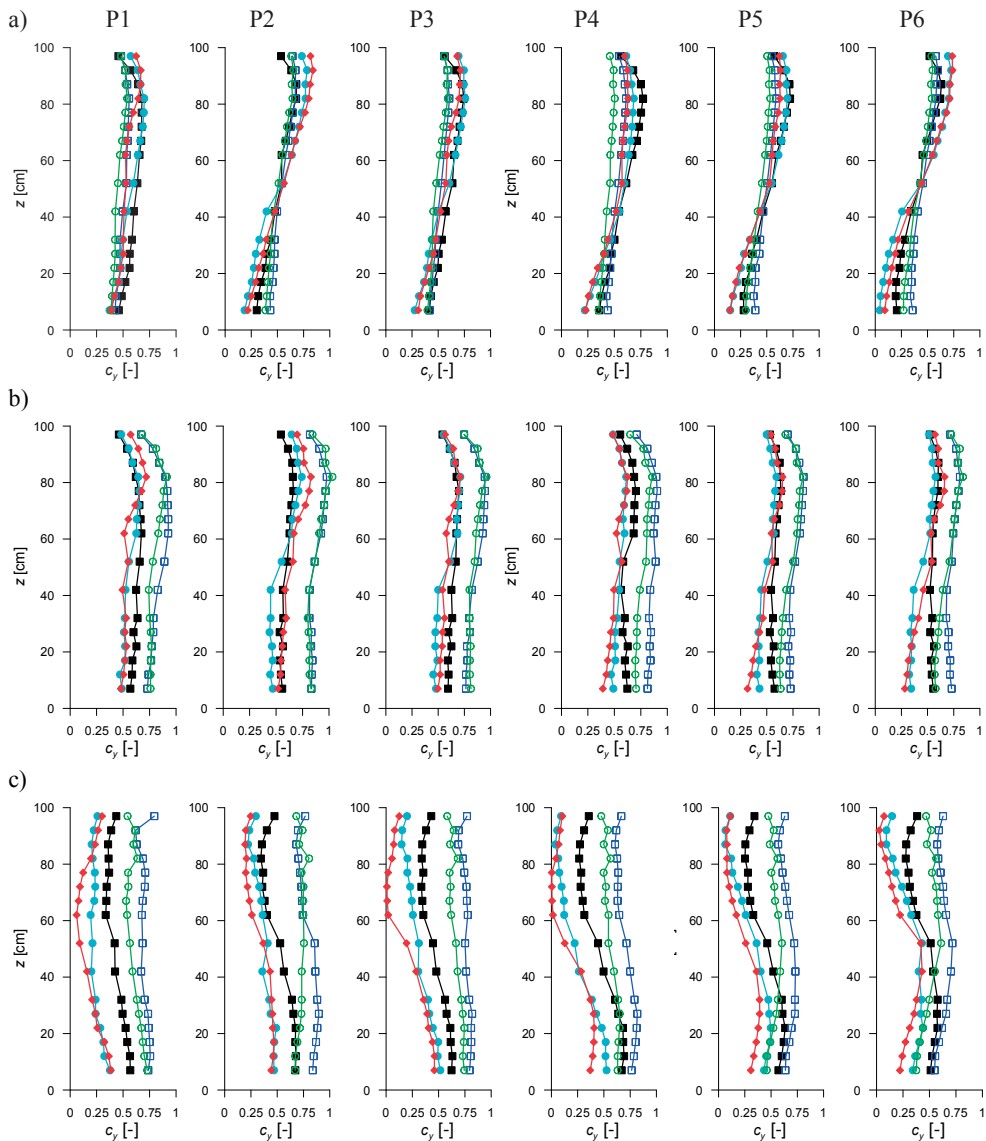
Rys. 182. Różnice wartości lokalnych współczynników c_y między profilami, w stosunku do p2, $\alpha_w = 75^\circ$, a) δ_1 , b) δ_2 , Oznaczenia jak na Rys. 181.

15.3.3. Różnice między modelami

Na Rys. 183 zestawiono rozkłady pionowe współczynników siły bocznej dla wybranych kątów natarcia wiatru i kolejnych profili (p1–p6), w celu zilustrowania różnic między modelami. Wszystkie wykresy umieszczono w załączniku nr 23.

Różnice w pionowych rozkładach c_y między modelami są bardzo duże, większe wraz ze zwiększającym się kątem natarcia wiatru w zakresie od 15° do 75° . Dla $\alpha_w = 15^\circ$, największe wartości c_y uzyskano przeważnie w kolejności modeli: R1, R3 i R5 ($D/B = 2$), a następnie R2 i R4 ($D/B = 4$). Taka kolejność jest zachowana na wysokościach powyżej 40–50 cm, natomiast poniżej, zmienia się i najwyższe wartości obliczono dla modeli R2 i R4 ($D/B = 4$), a mniejsze dla R1, R3 i R5 ($D/B = 2$). Kolejność wartości współczynników siły bocznej nie zmienia się tylko w przypadku przepływu p1, a więc wariantu o najmniejszej turbulencji i najniższym wykładniku profilu średniej prędkości wiatru, dla którego pozostaje mniej więcej taka jak w częściach górnych. W przypadku kątów w przedziale 30° – 75° , różnice między modelami zwiększają się i wyraźnie można zauważyć, że dla modeli $D/B = 4$ uzyskano dużo wyższe wartości c_y , niż dla $D/B = 2$. Ponadto, dla kątów w zakresie 30° – 45° , wartości w grupach obiektów o smukłościach przekroju 2 i 4 są do siebie dość zbliżone, natomiast dla $\alpha_w = 60^\circ$ – 75° , zarówno różnice między grupami, jak i w obrębie grupy zwiększają się. W większości przypadków kolejność jest następująca: zdecydowanie największe współczynniki obliczono dla R2 i R4, a następnie dla R1, R3 i R5. Efekt swobodnego wierzchołka, wyrażający się spadkiem c_y , jest wyraźnie zaznaczony dla kątów w przedziale 15° – 60° . Gdy $\alpha_w = 75^\circ$ rozkład pionowy współczynników wykazuje, na poziomach zlokalizowanych przy wierzchołkach, nawet nieznaczny wzrost wartości.

Przykłady różnic bezwzględnych δ_1 i względnych δ_2 między wartościami współczynników siły bocznej, w stosunku do modelu R2 (według 15.5 i 15.6), na wybranych poziomach pomiarowych, dla kolejnych kątów natarcia, zestawiono w Tabeli 38 i na Rys. 184–185.



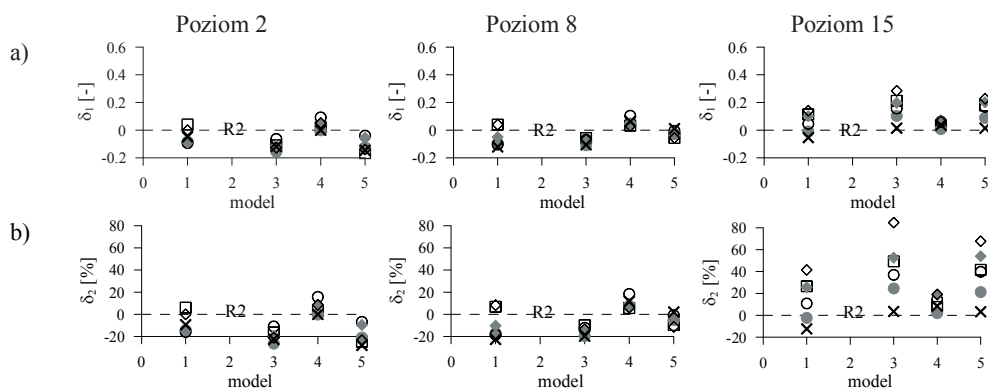
Rys. 183. Zmiany pionowe lokalnych współczynników c_y w zależności od modeli, α_w : a) 15° , b) 45° , c) 75° , ■ – model R1, □ – model R2, ● – model R3, ○ – model R4, ◆ – model R5.

Zmiany bezwzględne δ_1 i względne δ_2 między wartościami c_y , są mniejsze w porównaniu do c_x , ale oczywiście i wartości współczynników są na niższym poziomie. Maksymalne różnice w stosunku do R2, uzyskano dla prostopadłościanu R5 w jego części górnej i dla $\alpha_w = 90^\circ$ wynoszą one odpowiednio: dla p1, 0,616 (90,99%), p2: 0,496 (71,16%), p3: 0,757 (97,43%), p4: 0,631 (97,68%), p5: 0,507 (86,82%), p6: 0,563 (95,59%). Różnice względne i bezwzględne rosną, wraz ze wzrostem kąta natarcia wiatru. Podobnie jak w przypadku c_x widać, że rozbieżności między modelami R2 i R4 są najmniejsze i sięgają maksymalnie

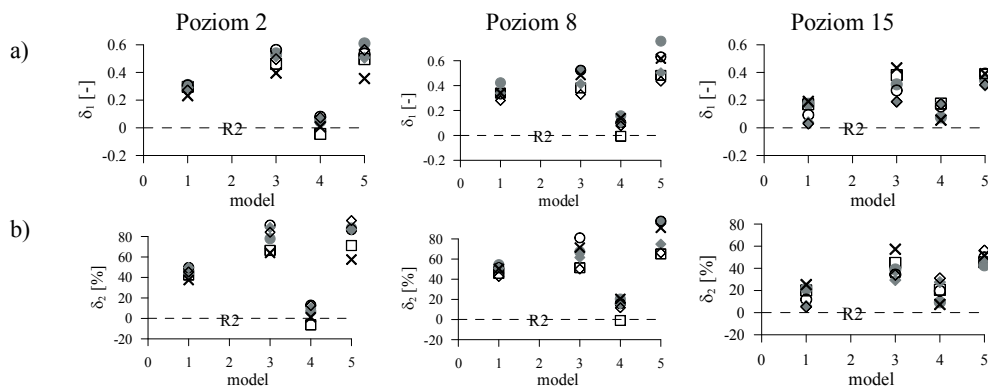
20% w przypadku wariantów p4, p5 i p6 i dużych kątów natarcia. Natomiast różnice między R2, a modelami z grupy $D/B = 2$ są większe, przy czym pogłębiają się wraz ze wzrostem kąta natarcia. Najbardziej zbliżone do R2 wartości uzyskano dla modelu największego R1, następnie R3 i najbardziej odbiegające dla modelu R5.

Tabela 38. Różnice δ_1 i δ_2 lokalnych współczynników c_y między modelami, w stosunku do R2, profil p1.

		$i = 1$		$i = 3$		$i = 4$		$i = 5$	
α_w	Poz.	δ_1 [-]	δ_2 [%]	δ_1 [-]	δ_2 [%]	δ_1 [-]	δ_2 [%]	δ_1 [-]	δ_2 [%]
15°	2	-0.049	-9.40	-0.118	-22.65	0	0.00	-0.146	-28.02
	8	-0.121	-22.66	-0.105	-19.66	0.063	11.80	0.011	2.06
	15	-0.054	-12.47	0.015	3.46	0.037	8.55	0.014	3.23
45°	2	0.244	31.24	0.228	29.19	-0.031	-3.97	0.137	17.54
	8	0.253	27.32	0.301	32.51	0.093	10.04	0.416	44.92
	15	0.155	20.95	0.269	36.35	-0.019	-2.57	0.236	31.89
75°	2	0.232	37.48	0.396	63.97	0.007	1.13	0.356	57.51
	8	0.341	50.37	0.484	71.49	0.139	20.53	0.616	90.99
	15	0.191	25.26	0.433	57.28	0.056	7.41	0.391	51.72



Rys. 184. Różnice wartości lokalnych współczynników c_y między modelami, w stosunku do R2, $\alpha_w = 15^\circ$, a) δ_1 , b) δ_2 , x – p1, □ – p2, ● – p3, ○ – p4, ◆ – p5, ◇ – p6.



Rys. 185. Różnice wartości lokalnych współczynników c_y między modelami, w stosunku do R2, $\alpha_w = 75^\circ$, a) δ_1 , b) δ_2 , Oznaczenia jak na Rys. 184.

16. Podsumowanie

Obciążenie wiatrem w przypadku wysokich budynków stanowi często obciążenie wymiarujące. Przy konstruowaniu obiektów coraz wyższych, wykorzystanie norm obciążeniowych często nie jest wystarczające. Eurokod 1 zaleca stosowanie podawanych wzorów do wysokości 200 m, zaś ESDU do 300 m. W związku z tym, konieczne jest wykorzystanie dostępnych narzędzi, które umożliwią realne przyjęcie obciążenia wiatrem. Jednym ze sposobów pozwalających je określić są badania modelowe w tunelach aerodynamicznych. W monografii przedstawiono szczegółową analizę oddziaływania wiatru na budynki wysokie lub średniej wysokości. Opracowanie zostało oparte na cyklu eksperymentów, wykonanych w tunelu aerodynamicznym z warstwą przyścienną Laboratorium Inżynierii Wiatrowej Politechniki Krakowskiej, w trakcie których zmierzono:

- Pole wiatru w przestrzeni pomiarowej tunelu.
- Ciśnienie zewnętrzne na ścianach pionowych i dachach pięciu modeli prostopadłościennych przedstawiających budynki wysokie.
- Globalne siły aerodynamiczne przy podstawach pięciu modeli.

Na podstawie pomiarów pola wiatru wyznaczono:

- Profile średniej prędkości wiatru.
- Profile intensywności turbulencji.
- Profile skali długości turbulencji.
- Funkcje gęstości widmowej mocy.

Opracowano sześć wariantów struktury wiatru, znacząco różniących się między sobą parametrami i odpowiadających różnym rodzajom terenu, od słabo zabudowanego do centr wielkich miast. Dwa warianty przyjęte w badaniach (profile p5 i p6) wykraczają poza obecnie używane w normach. Opracowano procedurę opisu warstwy przyściennej w tunelu aerodynamicznym i dokonano walidacji przyjętych krzywych opisujących profile średniej prędkości wiatru, intensywności i skali turbulencji na podstawie dostępnych badań i wymogów normowych. Zwrócono uwagę na problemy generowania profili wiatru, zgodnych z krzywą logarytmiczną rekomendowaną przez Eurokod, głównie dla przypadków terenów gęsto zabudowanych.

Na podstawie pomiarów ciśnienia zewnętrznego obliczono:

- Współczynniki średniego ciśnienia C_p .
- Odchylenia standardowe współczynników średniego ciśnienia σ_p .
- Współczynniki korelacji przestrzenno-czasowej ciśnienia R_{ij} .

Wykonano analizy współczynników C_p i σ_p , w następującym ujęciu:

- Rozkładów powierzchniowych na każdej ze ścian.
- Rozkładów w przekrojach poziomych na każdej ze ścian.
- Rozkładów w przekrojach pionowych na każdej ze ścian.

Korelacje ciśnienia zewnętrznego R_{ij} określono:

- W kierunku poziomym, na poszczególnych poziomach pomiarowych, na każdej ze ścian.
- W kierunku pionowym, w przekrojach pionowych wykonanych w środku i przy krawędziach każdej ze ścian.

Szczegółowo określono zależności C_p , σ_p oraz R_{ij} od następujących czynników:

- Kąta natarcia wiatru α_w , zmieniającego się od 0° (ściana szersza prostopadła do przepływu) do 90° (ściana węższa prostopadła do przepływu), co 15° .
- Parametrów zmierzonej struktury przepływów.
- Smukłości przekroju poprzecznego i smukłości całego modelu.

Dodatkowo zbadano zależność korelacyjną między kolejnością wartości współczynników C_p i σ_p na powierzchniach ścian modeli, a kolejnością wartości odpowiednich parametrów opisujących strukturę wiatru w przestrzeni pomiarowej.

Na podstawie pomiarów sił aerodynamicznych przy podstawach modeli wyznaczono:

- Globalne średnie współczynniki sił i momentów aerodynamicznych, skupiając się głównie na współczynnikach oporu c_x i siły bocznej c_y , których wartości potwierdzono na podstawie pomiarów ciśnienia.

Dodatkowo, na podstawie pomiarów ciśnienia, wyznaczono:

- Lokalne współczynniki aerodynamiczne oporu i siły bocznej na poszczególnych poziomach pomiarowych modeli.

Szczegółowo analizowano zależności globalnych i lokalnych wartości c_x i c_y od:

- Kąta natarcia wiatru α_w , zmieniającego się od 0° do 90° , co 5° lub 15° .
- Parametrów zmierzonej struktury przepływu.
- Smukłości przekroju poprzecznego i smukłości całego modelu.

Analiza rozkładów ciśnienia średniego p , współczynników średniego ciśnienia C_p oraz odchylenia standardowego σ_p na powierzchniach zewnętrznych ścian pionowych, pozwoliła stwierdzić m.in., że:

- Dla przyjętych modeli i przypadków rozpatrywanej struktury wiatru, rozkłady są podobne, dla wszystkich kątów natarcia wiatru, ale różnice w wartościach są znaczne.
- W przypadku ustawień symetrycznych modeli ($\alpha_w = 0^\circ$ i 90°), rozkłady są również niemal symetryczne, a nieznaczne odchyłki spowodowane są błędami pomiarowymi oraz niepełną symetrią przepływu.
- Największe wartości ciśnienia p i współczynnika C_p występują na ok. 70–90% wysokości modelu.
- Wyraźnie zaznaczony jest efekt 3D spowodowany opływem trójwymiarowym wokół swobodnego wierzchołka modelu, przy czym jest on wyraźniejszy w przypadku prostopadłościanów o większych wymiarach ścian, a więc o mniejszej smukłości.
- Na poziomach bliższych podstawy, wzrasta wpływ chropowatości terenu wywołując spadek prędkości wiatru i parcia na ścianę nawietrzną. W przypadkach przepływów o wysokiej turbulencji, na najniższych poziomach pomiarowych przy krawędziach, pojawia się nawet ssanie.
- Na ścianie nawietrznej wartości współczynników C_p zmniejszają się również wzdłuż szerokości boku, od środka w kierunku krawędzi.
- Na ścianach bocznych i zawietrznej, wskutek odrywających się na krawędziach nawietrznych wirów, występuje ssanie. Największe wartości ssania są na ścianach bocznych blisko krawędzi nawietrznej, co szczególnie jest widoczne, gdy ściana dłuższa jest równoległa do przepływu.

- Gdy α_w jest w zakresie 15° – 75° można zauważyć, że izobary układają się mniej więcej równolegle do pionowych krawędzi modeli, z dość wyraźnym spadkiem zarówno parcia jak i ssania na górnych poziomach, spowodowanym opływem 3D.
- Gdy $\alpha_w = 15^\circ$ – 30° na ścianie szerszej nawietrznej (A) oraz $\alpha_w = 75^\circ$ na ścianie węższej nawietrznej (D), zaznaczony jest wyraźnie obszar maksymalnego ciśnienia (punkt spiętrzenia), podobnie jak odpowiednio dla $\alpha_w = 0^\circ$ i 90° .
- Większe bezwzględne różnice między wartościami maksymalnymi i minimalnymi współczynników średniego ciśnienia, wyznaczonymi przy danej konfiguracji pomiarowej, występują na ścianach, na których pojawia się parcie. Na powierzchniach, na których występuje ssanie różnice są mniejsze. W niektórych przypadkach, minimalne ssanie dla danego przepływu, jest większe od maksymalnego dla innego. Wyjątkiem jest kąt 90° , dla którego na ścianach bocznych (dłuższych w tym położeniu), różnica między największym i najmniejszym ssaniem jest bardzo wyraźna.
- Rozrzut wartości maksymalnych współczynników średniego parcia lub ssania na danej ścianie, między wariantami przepływu, dla danego modelu, jest największy dla położenia, w którym ściana szersza jest nawietrzną ($\alpha_w = 0^\circ$ – 30°) oraz dla ściany węższej nawietrznej ($\alpha_w = 90^\circ$).
- Rozrzut wartości maksymalnych współczynników średniego parcia lub ssania na danej ścianie, między modelami, w obrębie danego profilu, jest najmniejszy w przypadku ścian dłuższych nawietrznych ($\alpha_w = 0^\circ$ – 30°) oraz ścian krótszych nawietrznych ($\alpha_w = 60^\circ$ – 90°). Duży rozrzut występuje na ścianach ze ssaniem (bocznych i zawietrznej). Największe różnice wartości współczynników ciśnienia $C_{p,max}$ między modelami, występują dla profili p2, p6, p5.
- Na ścianach, na których występuje wyłącznie parcie, największe wartości współczynników średniego parcia $C_{p,max}$ uzyskano dla przepływów p2, p6, p5, a następnie dla p3, p4, p1. Lokalizacja punktów, w których zmierzono wartości maksymalne znajduje się na poziomach górnych od 2–4.
- Na ścianach, na których występuje parcie i ssanie (ukośne kąty przepływu), kolejność jest bardziej zmienna niż w przypadku występowania tylko parcia, a lokalizacja punktów z największym ssaniem, znajduje się na poziomach najniższych 15 i 16.
- Na ścianach tylko ze ssaniem, kolejność profili, dla których zmierzono maksymalne wartości współczynnika średniego ssania $C_{p,max}$, od najwyższych jest przeważnie: p4, p1, p3, a następnie p2, p5, p6. Lokalizacja punktów znacząco różni się między sobą, z lekką tendencją uzyskiwania wartości maksymalnych na poziomach górnych.
- W przypadku ścian tylko z parciem, zauważono następującą tendencję dotyczącą $C_{p,max}$: największe wartości otrzymano dla R5, R4, R2, a najmniejsze dla R1 i R3.
- Największe wartości współczynnika średniego ssania, w przypadku ścian tylko ze ssaniem, uzyskano dla modeli R1 i R2 oraz R3, najmniejsze dla R5 i R4.
- W przypadku ścian z parciem, największe odchylenia standardowe $\sigma_{p,max}$ uzyskano dla profili w kolejności: p2, p6, p3, następnie p5, p1 i najmniejsze dla p4. W przypadku porównania między modelami trudno jest wychwycić wyraźną prawidłowość, ale największe wartości otrzymano przeważnie dla modeli R5 i R4.

- W przypadku ścian, na których występuje ssanie, największe $\sigma_{p,max}$ otrzymano zawsze dla p2, p6, następnie dla p3 lub p5 i najmniejsze dla p1 lub p4. W przypadku modeli, największe wartości $\sigma_{p,max}$ obliczono dla R5 ($\alpha_w = 30^\circ-75^\circ$) oraz dla R5 na ścianie zewnętrznej i R1 na ścianach bocznych ($\alpha_w = 0^\circ-15^\circ$ i $\alpha_w = 90^\circ$). Gdy $\alpha_w = 0^\circ-15^\circ$ i $\alpha_w = 90^\circ$, najmniejsze $\sigma_{p,max}$ wyznaczono dla modeli R2 i R4, zaś dla kątów pośrednich, dla R2 i R1.
- Zdecydowanie mniejsze różnice między wartościami $\sigma_{p,max}$ w obrębie jednego profilu wyznaczono na ścianach nawietrznych, a więc gdy występuje na nich parcie oraz na ścianach bocznych, na których występuje ssanie w przypadku, gdy tą ściana jest ściana szersza ($\alpha_w = 75^\circ-90^\circ$). Największy rozrzut $\sigma_{p,max}$ między profilami, dla tego samego modelu, występuje dla ścian bocznych (węższych) i zewnętrznej ($\alpha_w = 0^\circ-45^\circ$). Najmniejsze $\sigma_{p,max}$ otrzymano na ścianie węższej zewnętrznej, dla $\alpha_w = 75^\circ$ i 90° . Różnice w wartościach odchył standardowych, w obrębie jednego profilu, między modelami są zbliżone na ścianach z parciem i wykazują duży rozrzut na ścianach ze ssaniem.

Na podstawie wyznaczonych zależności korelacyjnych, wyrażonych z pomocą współczynnika Spearmana R_s , między kolejnością parametrów ciśnienia na ścianie i kolejnością parametrów struktury wiatru w przestrzeni pomiarowej można stwierdzić, że:

- Wysoką korelację uzyskano między współczynnikami C_p , a prędkością wiatru, mniejszą z intensywnością turbulencji oraz z maksimum funkcji gęstości widmowej mocy i bardzo różną, niepozwalającą sformułować miarodajnych wniosków, z kolejnością wystąpienia maksimum funkcji gęstości.
- W przypadku ciśnienia, większe współczynniki korelacji R_s , rozłożone w sposób bardziej uporządkowany, uzyskano dla kątów natarcia bliższych $\alpha_w = 90^\circ$, a więc w ustawieniach, w których ściana krótsza jest nawietrzną.
- Wyższe współczynniki korelacji R_s i większe uporządkowanie wartości, obliczono między parametrami struktury wiatru i odchyleniami standardowymi σ_p . Wysoką lub bardzo wysoką korelację wyznaczono między odchyleniami standardowymi, a intensywnością turbulencji oraz maksimum funkcji gęstości widmowej mocy, a także prędkością średnią.

Na podstawie analizy rozkładów współczynników średniego ciśnienia zewnętrznego C_p na dachach zauważono, że:

- Większe ssanie pojawia się w przypadku kąta natarcia $\alpha_w = 90^\circ$ niż $\alpha_w = 0^\circ$, dla większości przepływów, za wyjątkiem wariantu p1 odpowiadającemu terenowi najbardziej zbliżonemu do otwartego. Taka tendencja ma miejsce w przypadku obu grup modeli o wymiarach przekrojów poziomych $D/B = 2$ i 4 , przy czym różnice w wartościach są wyraźniejsze dla obiektów mniejszych R3 i R4.
- Dużo większe zmiany współczynników C_p wzdłuż rozpiętości dachu można zaobserwować, gdy $\alpha_w = 90^\circ$, a więc w położeniu, w którym ściana węższa jest nawietrzną. Występuje wtedy znaczna redukcja ssania w obszarze w pobliżu krawędzi zewnętrznej, gdzie odrywająca się z krawędzi nawietrznej warstwa przyścienna przylega ponownie do powierzchni.
- Przy kątach natarcia wiatru różnych od prostopadłych do ścian, można zauważyć obszar charakteryzujący się podwyższonym ssaniem, spowodowanym wirami narożnymi.

mi. Znacznie zwiększone obszary ssania zauważono dla modeli $D/B = 2$, dla kątów $\alpha_w = 15^\circ$ – 60° i dla modeli $D/B = 4$, dla kątów $\alpha_w = 30^\circ$ – 60° .

- Największy wzrost współczynników ssania spowodowany wirami narożnymi występuje na dachu, bezpośrednio przy krawędzi nawietrznej ($\alpha_w = 15^\circ$ i $\alpha_w = 30^\circ$). Przy wyższych kątach natarcia $\alpha_w = 45^\circ$ – 60° , obszar maksymalnego ssania jest nieznacznie przesunięty w kierunku dłuższej krawędzi dachu, która staje się krawędzią boczną w stosunku do przepływu. W przypadku modeli R1 i R3, wzrost C_p dla $\alpha_w = 15^\circ$ – 30° występuje dokładnie w narożu. Gdy $\alpha_w = 45^\circ$ – 60° największe ssanie pojawia w $0,3D$ (D – wymiar ściany szerszej). W przypadku modelu R2 ($D/B = 4$) i $\alpha_w = 30^\circ$, największe ssanie jest w narożu nawietrznym, dla $\alpha_w = 45^\circ$ w $0,2D$, zaś dla $\alpha_w = 60^\circ$ w $0,3D$. Podobne lokalizacje uzyskano na dachu R4, ale dla $\alpha_w = 60^\circ$ największe ssanie było przesunięte do $0,4D$.

Analiza globalnych i lokalnych współczynników aerodynamicznych sił c_x i c_y , wyznaczonych na podstawie pomiarów tensometrycznych na wadze aerodynamicznej i zweryfikowanych pomiarami ciśnienia pozwala stwierdzić, że:

- Wraz ze wzrostem kąta natarcia wiatru (liczonego od przepływu prostopadłego do ściany szerszej, $\alpha_w = 0^\circ$) maleje globalny współczynnik c_x .
- Względne różnice w wartościach globalnego współczynnika c_x między wariantami przepływu są nieznacznie mniejsze dla modeli większych R1 i R2, niż dla mniejszych R3, R4 i R5.
- Największe wartości globalnego współczynnika c_x uzyskano dla profilu p2, następnie podobne dla p4, p3 i p1 i najmniejsze, dość odbiegające od pozostałych dla p5 i p6. Różnice wartości między wariantami przepływu sięgają ponad 20%, dla $\alpha_w = 0^\circ$.
- Największe różnice między wartościami maksymalnymi globalnego współczynnika c_x (obliczonymi dla $\alpha_w = 0^\circ$) i minimalnymi ($\alpha_w = 90^\circ$), występują przeważnie dla przepływów p2 i p3, dla których uzyskano też najwyższe c_x , a najmniejsze dla p6, dla którego zmierzono wartości najniższe.
- W przypadku globalnego współczynnika c_x , nie zauważono wyraźnej zależności od smukłości λ_m , a wartości są stosunkowo stałe. Gdy $\alpha_w = 0^\circ$ – 15° nieznacznie większe c_x uzyskano dla modeli o smukłościach $\lambda_m = 5$ i 10 ($D/B = 4$). W przypadku $\alpha_w = 30^\circ$ wartości dla wszystkich smukłości są podobne, natomiast dla $\alpha_w > 45^\circ$ zaznacza się zdecydowana różnica – większe c_x uzyskano dla modeli o smukłościach $\lambda_m = 3,53$, $7,07$, 14 , 14 ($D/B = 2$).
- Przy kątach natarcia $\alpha_w = 0^\circ$ i 90° , globalne współczynniki c_y są bliskie zera, gdyż modele są symetryczne względem kierunku średniej prędkości wiatru. Nieznaczne odchyłki od zera wynikają z pewnych niedokładności, które mogły powstać w trakcie montowania modeli oraz z bocznej turbulencji przepływu, która występuje w tunelu.
- Nieznacznie mniejsze różnice wartości globalnego współczynnika c_y między wariantami przepływu występują dla modeli $D/B = 2$ (R1, R3 i R5).
- Największe wartości globalnych współczynników c_y uzyskano przeważnie w przypadku p2, ale różnice między wariantami p2, p3, p1 i p4 są niewielkie, natomiast dość wyraźnie niższe obliczono dla przepływu p5 i najmniejsze dla p6.

- Największe, dość podobne do siebie wartości globalnego współczynnika c_y zmierzono dla kątów natarcia $\alpha_w = 15^\circ$ – 60° (modele $D/B = 2$).
- Maksymalne wartości globalnego współczynnika c_y osiągane są przy kątach natarcia $\alpha_w = 30^\circ$ – 75° ($D/B = 4$).
- Gdy $\alpha_w = 15^\circ$, współczynniki globalne c_y są w zasadzie niezależne od smukłości modeli. Gdy $\alpha_w = 30^\circ$ – 75° , wyraźnie wyższe wartości c_y zostały wyznaczone dla modeli o smukłościach $\lambda_m = 5$ i 10 ($D/B = 4$). Dla $\alpha_w = 30^\circ$ występuje nieznaczna tendencja wzrostu współczynników wraz ze smukłością modeli w danej grupie ($D/B = 4$ i 2), przy większych kątach wartości c_y maleją wraz ze smukłością, najbardziej dla $\alpha_w = 75^\circ$.
- Lokalne wartości współczynników c_x i c_y różnią się znacznie wzdłuż wysokości, w obrębie jednego profilu i modelu.
- Różnice wartości lokalnych c_x w pionie, w ramach jednego profilu sięgają do 70% ($\alpha_w = 0^\circ$, p6) oraz ponad 90% ($\alpha_w = 90^\circ$, p6). Różnice występują również, na danym poziomie pomiarowym, między profilami i w niektórych punktach sięgają maksymalnie ponad 25% (R5, $\alpha_w = 0^\circ$) i ponad 55% (R5, $\alpha_w = 90^\circ$).
- W przypadku lokalnych współczynników c_y , różnice wartości w pionie w ramach profilu sięgają 100% ($\alpha_w = 75^\circ$, p4), zaś między profilami, na danym poziomie, niemal 95% (R5, $\alpha_w = 75^\circ$).

Reasumując, w pracy obszernie opisano wyniki pomiarów struktury wiatru, ciśnienia zewnętrznego i sił aerodynamicznych. Przeprowadzone analizy stanowią istotne rozszerzenie obecnego stanu wiedzy w tym temacie. Wyniki mogą służyć do weryfikacji modeli normowych obciążenia wiatrem. Materiały dołączone w załącznikach elektronicznych, stanowią obszerną bazę pozwalającą walidować wyniki symulacji numerycznych, uzyskanych z wykorzystaniem metod CFD.

Wykaz głównych oznaczeń

- Oznaczenia związane z opisem struktury wiatru:

z	– wysokości ponad terenem
f, t	– częstotliwość, czas
ρ, μ, ν	– gęstość powietrza, lepkość dynamiczna i kinematyczna powietrza
$i = x, y, z$	
$i = u, v, w$	– składowe odpowiednich wielkości: zgodna ze średnim kierunkiem wiatru, pozioma poprzeczna, pionowa
i	– krok czasowy w pomiarach zależnych od czasu; punkt na powierzchni
\bar{U}, \bar{U}_i	– wartość średnia prędkości wiatru
U', U'_i	– fluktuacje prędkości wiatru wokół prędkości średniej
U'_{max}, \hat{U}	– prędkość szczytowa wiatru
u^*	– prędkość tarciowa
U_b	– prędkość bazowa, 10-cio minutowa, mierzona na wysokości 10 m
U_{geo}, U_{grad}	– prędkość wiatru geostroficznego i gradientowego
u_{ref}	– prędkość odniesienia na wysokości z_{ref}
σ_{U_i}	– odchylenie standardowe odpowiedniej składowej prędkości U_i
I_{U_i}, I_u, I_v, I_w	– intensywność fluktuacji (turbulencji) składowych U_i prędkości,
I_u^x, I_u^y, I_u^z	– skala długości turbulencji składowej u prędkości, wzdłuż osi x, y, z
I_u^x, I_v^x, I_w^x	– skala długości turbulencji składowych u, v, w prędkości, wzdłuż osi x
G, g	– współczynniki porywów i szczytowy
α	– wykładnik zależny od rodzaju terenu
z_0	– parametr chropowatości zależny od rodzaju terenu
d	– przemieszczenie płaszczyzny zerowej
$R_{ii}(\mathbf{r}, \tau), R_{uu}(x)$	– czasowa funkcja korelacji własnej (autokorelacji)
$R_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$	– przestrzenna funkcja korelacji wzajemnej
$R_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau)$	– przestrzenno-czasowa funkcja korelacji wzajemnej
$\rho_i(\mathbf{r}, \tau)$ i inne	– współczynniki korelacji
$G_i(f)$	– funkcja własnej jednostronnej gęstości widmowej mocy
$S_i(f)$	– funkcja własnej dwustronnej gęstości widmowej mocy
$G_u(f), G_u(z, f)$	– funkcje gęstości widmowej mocy, niezależne i zależne od wysokości
$G_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, f)$	– funkcja wzajemnej jednostronnej gęstości widmowej mocy
$S_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, f)$	– funkcja wzajemnej dwustronnej gęstości widmowej mocy
$Coh_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, f)$	– funkcja koherencji
$\varphi_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, f)$	– kąt przesunięcia fazowego
$m_{\bar{U}}, m_{\hat{U}}$	– mnożniki topograficzne prędkości średniej i szczytowej
• Oznaczenia związane z oddziaływaniem wiatru na modele:	
D, B, H, L	– wymiary przekroju poprzecznego, wysokość, rozpiętość
D/B	– smukłość przekroju

$H/D, H/(BD)^{1/2}$	– smukłość modelu
$p_i, p_i(t)$	– ciśnienie zewnętrzne w punkcie "i" rozpatrywanej powierzchni
p_{max}, p_{min}	– wartości maksymalna i minimalna średniego ciśnienia zewnętrznego
p, q, \bar{p}	– ciśnienie statyczne i ciśnienie prędkości wiatru, średnie ciśnienie
p_∞, q_∞	– ciśnienie statyczne i ciśnienie prędkości w przepływie niezaburzonym
σ_p	– odchylenie standardowe ciśnienia prędkości wiatru
$C_{p,mean}, \bar{C}_p, C_p$	– współczynnik średniego ciśnienia
$C_{p,fluk}(t)$	– współczynnik fluktuacji ciśnienia
$C_{p,rms}, C'_p(t), \sigma_p$	– wartości rms fluktuacji ciśnienia, odchylenie standardowe
$C_{p,max}, C_{p,min}$	– wartość maksymalna i minimalna fluktuacji ciśnienia; także wartość maksymalna i minimalna C_p w danej konfiguracji pomiarowej
P_x, P_y, P_z	– siły aerodynamiczne: oporu, boczna, nośna
M_x, M_y, M_z	– momenty aerodynamiczne: zginające względem osi x i y , skręcający
C_x, C_y, C_z	– bezwymiarowe współczynniki aerodynamiczne oporu, siły bocznej i nośnej
C_{mx}, C_{my}, C_{mz}	– bezwymiarowe współczynniki aerodynamiczne składowych momentu
C_D, C_L	– współczynnik oporu (drag) i siły bocznej (lift)
Je, St, Re	– liczba Jensena, Strouhala, Reynoldsa
S	– współczynnik skalowania wielkości modelowych do rzeczywistych
α_w	– kąt natarcia wiatru
R_s	– współczynnik korelacji rang według Spearmana
R_{ij}	– współczynnik korelacji według Pearsona
δ_1, δ_2	– różnice bezwzględna i względna między danymi wartościami
• Oznaczenia związane z opisem metod numerycznych	
τ_s	– naprężenia styczne (ścinające)
κ	– stała von Karmana
u_s	– składowa styczna wektora prędkości (prędkość ścinania)
$\bar{u}_i, u'_i, \bar{p}_i, p'_i$	– składowe średnie i fluktuacyjne prędkości i ciśnienia
$-\rho \bar{u}_j \bar{u}_i$	– naprężenia turbulentne lub naprężenia Reynoldsa
μ_T, ν_T	– turbulentny dynamiczny i kinematyczny współczynnik lepkości
S_{ij}, Ω_{ij}	– tensory prędkości odkształceń kątowych i wirowości pola
k	– energia kinetyczna turbulencji
ε	– dyssypacja energii kinetycznej turbulencji
ω	– dyssypacja na jednostkę energii kinetycznej turbulencji
δ_{ij}	– delta Kroneker'a (1, gdy $i = j$, 0, gdy $i \neq j$).
P_k	– produkcja energii kinetycznej turbulencji
$C_\mu, C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2},$	
$\sigma_k, \sigma_\varepsilon, C_1, \eta,$	
$C_2, \beta, \beta^*, \alpha,$	
σ, σ^*, C_s i inne	– stałe modeli RANS i LES

Literatura

- Abdi D.S., Bitsuamlak G.T. *Wind flow simulations on idealized and real complex terrain using various turbulence models*. Advances in Engineering Software 75 (2014) 30–41
- AIJ-RBL-1996. *Recommendations for loads on buildings*. Architecture Institute of Japan, 2004
- Akins R.E., Cermak J.E. *Wind pressures on buildings*. Report CER76-77REA-JEC15. Fluid dynamics and Diffusion Laboratory, Colorado State University, Fort Collins, USA, 1975
- Aly A.M. *Pressure integration technique for predicting wind-induced response in high-rise buildings*. Alexandria Engineering Journal 52(4) (2013) 717–731
- ASCE. *Minimum design loads for buildings and other structures*. Revision of ASCE 7-98, Reston, Virginia, USA, 2003
- Baines W.D. *Effects of velocity distribution on wind loads and flow patterns on buildings*. Proc. 1st Conference on Wind Effects on Building and Structures, National Physical Laboratory, Teddington, England, 1965, 197–224
- Balendra T., Shah D.A., Tey K.L., Kong S.K. *Evaluation of flow characteristics in the NUS-HDB Wind Tunnel*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 90 (2002) 675–688
- Banks D. *The role of corner vortices in dictating peak wind loads on tilted flat solar panels mounted on large, flat roofs*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 123 (2013) 192–201
- Banks D., Meroney R.N., Sarkar P.P., Zhao Z., Wu F. *Flow visualization of conical vortices on flat roofs with simultaneous surface pressure measurement*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 84 (2000) 65–85
- Banks D., Meroney R.N. *A model of roof-top surface pressures produced by conical vortices: model development*. Wind and Structures 4(3) (2001) 227–246
- Barriga A.R., Crowe C.T., Robertson J.A. *Pressure distribution of a square cylinder at a small angle of attack in a turbulent cross flow*. Proc. 4th International Conference on Wind Effects on Buildings and Structures, London, UK, 1975, 89–93
- Bartoli G., Riciardelli F. *Characterisation of pressure fluctuations on the leeward and side faces of rectangular buildings and accuracy of the quasi-steady loads*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 98 (2010) 512–519
- Bashor R., Bobby S., Kijewski-Correa T., Kareem A. *Full-scale performance evaluation of tall buildings under wind*. Journal of Wind Engineering Industrial Aerodynamics 104–106 (2012) 88–97
- Baskaran A., Stathopoulos T. *Roof corner wind loads and parapet configurations*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 29 (1988) 79–88
- Bearman P.W., Trueman D.M. *An investigation of the flow around rectangular cylinders*. Aeronautical Quarterly 23 (1972) 229–237
- Bearman P.W., Obasaju E.D. *An experimental study of pressure fluctuations on fixed and oscillating square-section cylinders*. Journal of Fluid Mechanics 119 (1982) 297–321
- Bęc J., Lipecki T., Błazik-Borowa E., *Research on wind structure in the wind tunnel of Wind Engineering Laboratory of Cracow University of Technology*. Journal of Physics: Conference Series 318 (2011a) 072003, doi: 10.1088/1742-6596/318/7/072003
- Bęc J., Lipecki T., Błazik-Borowa E., Szulej J. *Badania struktury przepływu w tunelu aerodynamicznym Laboratorium Inżynierii Wiatrowej Politechniki Krakowskiej*. Fizyka Budowli w Teorii i Praktyce 6(4) (2011b) 5–10
- Becker S., Lienhart H., Durst F. *Flow around three-dimensional obstacles in boundary layers*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 90 (2002) 265–279
- Bendat J.S., Piersol A.G. *Random data: analysis and measurement procedures*. John Wiley & Sons, USA, 2010, 604s

- Bergstrom D.J., Wang J. *Discrete vortex model of flow over a square cylinder*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 67–68 (1997) 37–49
- Bienkiewicz B., Sun Y. *Wind-tunnel study of wind loading on loose-laid roofing system*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 43 (1992) 1817–1828
- Bitsuamlak G.T., Stathopoulos T., Bédard C. *Numerical evaluation of wind flow over complex terrain: review*. Journal of Aerospace Engineering 17 (2004) 135–145
- Błazik-Borowa E. *Problemy związane ze stosowaniem modelu turbulencji $k-\epsilon$ do wyznaczania parametrów opływu budynków*. Wydawnictwo Politechniki Lubelskiej, Lublin, 2008, 252s
- Blessing C., Chowdhury A.G., Lin J., Huang P. *Full-scale validation of vortex suppression techniques for mitigation of roof uplift*. Engineering Structures 31 (2009) 2936–2946
- Borri C. *Generation procedures of stationary random processes simulating wind time series*. Sezione Strutture 11 (1988) 1–36
- Borri C., Crocchini F., Facchini L., Spinelli P. *Numerical simulation of stationary and nonstationary stochastic processes: a comparative analysis for turbulent wind fields*. Proc. 9th International Conference on Wind Engineering, Retrospect and Prospects, vol. 1, New Delhi, India, 1995, 47–55
- Bortoli M.E., Natalini B., Paluch M.J., Natalini M.B. *Part-depth wind tunnel simulations of the atmospheric boundary layer*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 90 (2002) 281–291
- Bosch G., Rodi W. *Simulation of vortex shedding past a square cylinder near a wall*. International Journal of Heat and Fluid Flow 17 (1996) 267–275
- Bottema M. *Roughness parameters over regular rough surfaces: experimental requirements and model validation*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 64 (1996) 249–65
- Bouris D., Bergeles G. *2D LES of vortex shedding from a square cylinder*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 80 (1999) 31–46
- Bowen A.J. *Modelling of strong wind flows over complex terrain at small geometric scales*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 91 (2003) 1859–1871
- Braun A.L., Awruch A.M. *Aerodynamic and aeroelastic analyses on the CAARC standard tall building model using numerical simulation*. Computers and Structures 87 (2009) 564–581
- Browne M.T.L., Gibbons M.P., Gamble S., Galsworthy J. *Wind loading on tilted roof-top solar arrays: The parapet effect*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 123 (2013) 202–213
- Bruno L., Fransos D., Coste N., Bosco A. *3D flow around a rectangular cylinder: a computational study*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 98 (2010) 263–276
- Bruno L., Coste N., Fransos D. *Simulated flow around a rectangular 5:1 cylinder: Spanwise discretisation effects and emerging flow features*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 104–106 (2012) 203–215
- Buckingham E. *On physically similar systems; illustrations of the use of dimensional equations*. Physical Review 4 (1914) 345–376
- Bukowski J. *Mechanika płynów*. PWN, Warszawa, 1976, 444s
- Burnett J., Bojić M., Yik F. *Wind-induced pressure at external surfaces of a high-rise residential building in Hong Kong*. Building and Environment 40 (2005) 765–777
- Butler K., Kareem A. *Characteristics of pressure and integral loads on prisms in boundary layer flows*. Proc. 12th International Conference on Wind Engineering, Cairns, Australia, 2007, 487–494
- Butler K., Cao S., Kareem A., Tamura Y., Ozono S. *Surface pressure and wind load characteristics on prisms immersed in a simulated transient gust front flow field*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 98 (2010) 299–316
- Cao J., Tamura Y., Yoshida A. *Wind pressures on multi-level flat roofs of medium-rise buildings*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 103 (2012) 1–15

- Cao J., Tamura Y., Yoshida A. *Wind tunnel investigation of wind loads on rooftop model modules for green roofing systems*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 118 (2013a) 20–34
- Cao J., Yoshida A., Saha P.K., Tamura Y. *Wind loading characteristics of solar arrays mounted on flat roofs*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 123 (2013b) 214–225
- Cao S., Nishi A., Kikugawa H., Matusuda Y. *Reproduction of wind velocity history in a multiple fan wind tunnel*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 90 (2002) 1719–1729
- Cao S., Tamura T. *Experimental study on roughness effects on turbulent boundary layer flow over a two-dimensional steep hill*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 94 (2006) 1–19
- Cao S., Tamura T. *Effects of roughness blocks on atmospheric boundary layer flow over a two-dimensional low hill with/without sudden roughness change*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 95 (2007) 679–695
- Cao S., Wang T., Ge Y., Tamura Y. *Numerical study on turbulent boundary layers over two-dimensional hills – Effects of surface roughness and slope*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 104–106 (2012) 342–349
- Cao S. *Strong winds and their characteristics*. [w]: Tamura Y., Kareem A. *Advanced structural wind engineering*. Springer, 2013, s. 1–25
- Cebeci T. *Turbulence models and their application: efficient numerical methods with computer programs*. Horizons Publishing Inc., Long Beach, California 2004, 118s
- Chakrabarty D., Brahma R. *Fluid flow and heat transfer characteristics for a square prism (blockage ratio = 0.1) placed inside a wind tunnel*. Heat Mass Transfer 44 (2008) 325–330
- Chen J.H., Chen D.H. *The surface pressures of 2-D rectangular cylinder with small angle of oncoming flow*. Proc. 4th European-African Conference on Wind Engineering (eds. Naprstek J., Fischer C.), ITAM AS CR, Prague, 2005, CD
- Chen K., Jin X.Y., Zhao J.D. *Design and characteristics of a large boundary layer wind tunnel with two test sections*. Proc. 7th Asia-Pacific Conference on Wind Engineering, Taipei, Taiwan, 2009, CD
- Chen L., Letchford C.W. *Parametric study on the along-wind response of the CAARC building to downbursts in the time domain*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 92(9) (2004) 703–724
- Cheng C.M., Lu P.C., Chen R.H. *Wind loads on square cylinder in homogenous turbulent flows*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 41–44 (1992) 739–749
- Cheng C.M., Tsai M.S. *Along wind design wind load for tall buildings (I) Results of wind tunnel tests*. 5th International Advanced School on Wind Engineering, The GCOE Program at Tokyo Polytechnic University, Opole, Poland, 2009, 5–29
- Cheung J.C.K., Holmes J.D., Melbourne W.H., Lakshmanan N., Bowditch P. *Pressures on a 110 scale model of the Texas Tech Building*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 69–71 (1997) 529–538
- Chorin A.J. *Numerical study of slightly viscous flow*. Journal of Fluid Mechanics 57(4) (1973) 785–796
- Cluni F., Gusella V., Spence S.M.J., Bartoli G. *Wind action on regular and irregular tall buildings: Higher order moment statistical analysis by HFFB and SMPSS measurements*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 99 (2011) 682–690
- Cochran L.S., Cermak J.E. *Full-and model-scale cladding pressures on the Texas Tech University experimental building*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 43(1–3) (1992) 1589–1600
- Cochran L., Derickson R. *A physical modeler's view of Computational Wind Engineering*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 99 (2011) 139–153
- Cook N.J. *A boundary layer wind tunnel for building aerodynamics*. Journal of Industrial Aerodynamics 1 (1975) 3–12

- Cook N.J. *Wind tunnel simulation of the adiabatic atmospheric boundary layer by roughness, barrier and mixing device methods*. Journal of Industrial Aerodynamics 3 (1978) 157–176
- Cóstola D., Blocken B., Hensen J.L.M. *Overview of pressure coefficient data in building energy simulation and airflow network programs*. Building and Environment 44 (2009) 2027–2036
- Counihan J. *An improved method of simulating an atmospheric boundary layer in a wind tunnel*. Atmospheric Environment 3(2) (1969) 197–214
- Counihan J. *Wind tunnel determination of the roughness length as a function of the fetch and the roughness density of three dimensional roughness elements*. Atmospheric Environment 5 (1971) 637–642
- Counihan J. *Simulation of an adiabatic urban boundary layer in the wind tunnel*. Atmospheric Environment 7 (1973) 673–689
- Counihan J. *Adiabatic atmospheric boundary layers – a review and analysis of data from the period 1880–1972*. Atmospheric Environment 9 (1975) 871–905
- Courchesne J., Laneville A. *A comparison of correction methods used in the evaluation of drag coefficient measurements for two-dimensional rectangular cylinders*. Journal of Fluids Engineering 101 (1979) 506–510
- Craft T.J., Launder B.E. *New wall reflection model applied to the turbulent impinging jet*. AIAA Journal 30(12) (1992) 2970–2972
- Craft T.J., Launder B.E., Suga K. *Development and application of a cubic eddy-viscosity model of turbulence*. International Journal of Heat and Fluid Flow 17 (1996) 108–115
- Dagnew A.K., Bitsuamlak G.T. *LES evaluation of wind pressures on a standard tall building with and without a neighboring building*. Proc. 5th International Symposium on Computational Wind Engineering, Chapel Hill, North Carolina, USA, 2010, 23–27
- Dalgliesh W.A. *Comparison of model/full-scale wind pressures on a high-rise building*. Journal of Industrial Aerodynamics 1 (1975) 55–66
- Dalgliesh W.A., Templin J.T., Cooper K.R. *Comparisons of wind tunnel and full-scale building surface pressures with emphasis on peaks*. Proc 5th International Conference on Wind Engineering, Fort Collins, USA, 1979 [W]: *Wind Engineering* (ed. Cermak J.E.), Pergamon Press Oxford and New York 1980, 553–565
- Dalgliesh W.A., Cooper K.R., Templin J.T. *Comparison of model and full-scale accelerations of a high-rise building*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 13 (1983) 217–228
- Dalley S. *Surface pressure spectra on a model of the Silsoe structures building and comparison with full-scale*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 60 (1996) 177–187
- Daniels S.J., Castro I.P., Xie Z.T. *Peak loading and surface pressure fluctuations of a tall model building*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 120 (2013) 19–28
- Davenport A.G. *Rationale for determining design wind velocities*. ASCE Journal of the Structural Division 86(5) (1960) 39–68
- Davenport A.G. *The spectrum of horizontal gustiness near the ground in high winds*. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society 87 (1961) 194–211
- Davenport A.G. *The buffeting of structures to gusts*. Proc. 1st International Conference on Wind Effects on Buildings and Structure, National Physical Laboratory, Teddington, UK, 1965b, 357–392
- Davenport A.G. *The relationship of wind structure to wind loading*. Proc. 1st Conference on Wind Effects on Building and Structures, National Physical Laboratory, Teddington, England, 1965a, 53–102
- Davenport A.G. *Gust loading factors*. ASCE Journal of Structural Division 93(ST3) (1967) 11–34
- Davenport A.G. *Wind engineering*. [w]: *Engineering structures: Developments in the Twentieth Century* (eds. Bulson P.S., Caldwell J.B., Sevem R.T.), University of Bristol Press, UK, 1983, 41–65
- Domínguez D., Gonzalo J., López D. *A wind speed profile measurement method based on free bubble tracking in the lower atmosphere*. Flow Measurement and Instrumentation 34 (2013) 134–141

- Duchêne-Marullaz P. *Full-scale measurements of atmospheric turbulence in a suburban area*. Proc. 4th International Conference on Wind Effects on Buildings and Structures, Heathrow, 1975, 23–33
- Dyrbye C., Hansen S.O. *Wind loads on structures*. John Wiley & Sons Ltd, England, 1997, 226s
- Easom G.J. *Improved turbulence models for Computational Wind Engineering*. Thesis. University of Nottingham, 2000, 219s
- Ehrhard J., Moussiopoulos N. *On a new nonlinear turbulence model for simulating flows around building-shaped structures*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 88 (2000) 91–99
- Elsner J.W. *Turbulencja przepływów*. PWN, Warszawa, 1987, 379s
- Endo M., Bienkiewicz B., Ham H.J. *Wind-tunnel investigation of point pressure on TTU test building*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 94(7) (2006) 553–578
- ESDU 71016. *Fluid forces, pressures and moments on rectangular blocks*. Engineering Sciences Data Unit Number 71016, 1971
- ESDU 74030. *Characteristics of atmospheric turbulence near the ground. Part I: definitions and general information*. Engineering Sciences Data Unit 74031, 1974
- ESDU 74031. *Characteristics of atmospheric turbulence near the ground. Part II: single point data for strong winds*. Engineering Sciences Data Unit 74031, 1974
- ESDU 82026. *Strong wind in the atmospheric boundary layer. Part 1: mean-hourly wind speeds*. Engineering Sciences Data Unit 82026, 1982
- ESDU 83045. *Strong wind in the atmospheric boundary layer. Part 2: discrete gusts speeds*. Engineering Sciences Data Unit 83045, 1985
- ESDU 85020. *Characteristics of atmospheric turbulence near the ground: strong winds*. Engineering Sciences Data Unit 85020, 1985
- Farrell C., Iyengar A.K.S. *Experiments on the wind tunnel simulation of atmospheric boundary layers*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 79 (1999) 11–35
- Flaga A. *Analiza wzdłużnego, poprzecznego i skrętnego oddziaływania wiatru na smukłe budowle inżynierskie w ujęciu stochastycznym*. Monografia 22, Politechnika Krakowska, Kraków, 1983, 236s
- Flaga A., Błazik-Borowa E., Podgórski J. *Aerodynamika smukłych budowli i konstrukcji ciągnowo-prętowych*. Wydawnictwo Politechniki Lubelskiej, Lublin, 2004, 392s
- Flaga A., Lipeccki T. (eds) *Environmental effects on buildings, structures, materials and people*. Lublin University of Technology, Lublin, 2007, 404s
- Flaga A. *Inżynieria wiatrowa. Podstawy i zastosowania*. Arkady, Warszawa, 2008, 719s
- Flaga A. (red.) *Eksperymentalne wspomaganie projektowania przy wpływach środowiskowych na budowlę i ludzi*. Polskie Stowarzyszenie Inżynierii Wiatrowej, Kraków, 2011, 464s
- Flay R.G.J. *Bluff body aerodynamics*. [w]: Tamura Y., Kareem A. *Advanced structural wind engineering*. Springer, 2013, 59–84
- Franck N. *Model law and experimental techniques for determination of wind loads on buildings*. Proc. 1st Conference on Wind Effects on Building and Structures, National Physical Laboratory, Teddington, England, 1965, 181–196
- Frank W. *Three-dimensional numerical calculation of the turbulent flow around a sharp-edged body by means of large-eddy-simulation*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 65 (1996) 415–424
- Fu S., Launder B.E., Leschziner M.A. *Modeling strongly swirling recirculating jet flow with Reynolds Stress transport closures*. Proc. 6th Symposium on Turbulent Shear Flows, Toulouse, France, 1987, 17-6-1–17-6-6
- Fu J.Y., Lia Q.S., Xie Z.N. *Prediction of wind loads on a large flat roof using fuzzy neural networks*. Engineering Structures 28 (2006) 153–161

- Fu J.Y., Li Q.S., Wu J.R., Xiao Y.Q., Song L.L. *Field measurements of boundary layer wind characteristics and wind-induced responses of super-tall buildings*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 96 (2008) 1332–1358
- Fu J.Y., Wu J.R., Xu A., Li Q.S., Xiao Y.Q. *Full-scale measurements of wind effects on Guangzhou West Tower*. Engineering Structures 35 (2012) 120–139
- Gao Y., Chow W.K. *Numerical studies on air flow around a cube*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 93 (2005) 115–135
- Gerhardt H.J., Kramer C. *Effect of building geometry on roof wind loading*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 41–44 (1992) 1765–1773
- Germano M., Piomelli U., Moin P., Cabot W.H. *A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model*. Physics of Fluids A 3 (1991) 1760–1765
- Germano M. *A statistical formulation of the dynamic model*. Physics of Fluids 8(2) (1996) 565–570
- Geurts C.P.W. *Full-scale and wind-tunnel measurements of the wind and wind-induced pressures over suburban terrain*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 64 (1996) 89–109
- Geurts C.P.W. *Wind induced pressure fluctuations on building facades*. PhD thesis, Technische Universiteit Eindhoven, 1997, 257s
- Geurts C.P.W., Rutten H.S., Wisse J.A. *Coherence of wind-induced pressures on buildings in urban areas: Set up of a full-scale experiment*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 65 (1996) 31–41
- Geurts C.P.W., Rutten H.S., Wisse J.A. *Spectral characteristics of wind induced pressures on a full-scale building in suburban terrain*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 69–71 (1997) 609–618
- Gibson M.M., Launder B.E. *Ground effects on pressure fluctuations in the atmospheric boundary layer*. Journal of Fluid Mechanics 86(3) (1978) 491–511
- Glanville M.J., Kwok K.C.S. *Measurements of topographic multipliers and flow separation from a steep escarpment. Part II. Model-scale measurements*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 69–71 (1997) 893–902
- Goliger A.M., Milford R.V. *Sensitivity of the CAARC standard building model to geometric scale and turbulence*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 31(1) (1988) 105–123
- Gonzalo J., Domínguez D., López D., Fernández J. *Lighter-than-air particle velocimetry for wind speed profile measurement*. Renewable and Sustainable Energy Reviews 33 (2014) 323–332
- Gousseau P., Blocken B., van Heijst G.J.F. *Quality assessment of Large-Eddy Simulation of wind flow around a high-rise building: Validation and solution verification*. Computers and Fluids 79 (2013) 120–133
- Gu M., Quan Y. *Across-wind loads of typical tall buildings*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 92 (2004) 1147–1165
- Guo Y.L., Kareem A., Ni Y.Q., Liao W.Y. *Performance evaluation of Canton Tower under winds based on full-scale data*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 104–106 (2012) 116–128
- Hanjalić K., Kenhereš S. *Some developments in turbulence modeling for wind and environmental engineering*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 96 (2008) 1537–1570
- Harikrishna P., Abraham A., Arunachalam S., Rajan S.S., Babu G.R., Lakshmanan N. *Pressure measurement studies on a model of a tall building with different plan shapes along the height*. Proc. 7th Asia-Pacific Conference on Wind Engineering, Taipei, Taiwan, 2009, CD
- Harris R.I. *On the spectrum and auto-correlation function of gustiness in high wind*. Electrical Research Association. Report 5273. 1968

- Harris R.I., Deaves D.M. *The structure of strong wind*. Proc. Conference on Wind Engineering in the Eighties. CIRIA, London, 1981
- He Y.C., Chan P.W., Li Q.C. *Wind characteristics over different terrains*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 120 (2013) 51–69
- Henkes R.A.W.M. *Overview of turbulence models for external aerodynamics*. Delft University Press. Series 01: Aerodynamics 13 (1998) 1–35
- Hitchcock P.A., Kwok K.C.S., Wong K.S., Shum K.M. *The effects of topography on local wind-induced pressures of a medium-rise building*. Wind and Structures 13(5) (2010) 433–449
- Holmes J.D. *Wind loading of structures*. Taylor and Francis Group, 2004, 356s
- Huang G., Chen X. *Wind load effects and equivalent static wind loads of tall buildings based on synchronous pressure measurements*. Engineering Structures 29 (2007) 2641–2653
- Huang M.F., Lau I.W.H., Chan C.M., Kwok K.C.S., Li G. *A hybrid RANS and kinematic simulation of wind load effects on full-scale tall buildings*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 99 (2011) 1126–1138
- Huang S.H., Li Q.S., Xu S. *Numerical evaluation of wind effects on a tall steel building by CFD*. Journal of Constructional Steel Research 63 (2007) 612–627
- Huang S.H., Li Q.S., Wu J.R. *A general inflow turbulence generator for large eddy simulation*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 98 (2010) 600–617
- Hui M.C.H., Larsen A., Xiang H.F. *Wind turbulence characteristics study at the Stonecutters Bridge site: Part I: Mean wind and turbulence intensities*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 97(1) (2009a) 22–36
- Hui M.C.H., Larsen A., Xiang H.F. *Wind turbulence characteristics study at the Stonecutters Bridge site: Part II: Wind power spectra, integral length scales and coherences*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 97(1) (2009b) 48–59
- Hui Y., Tamura Y., Yoshida A. *Mutual interference effects between two high-rise building models with different shapes on local peak pressure coefficients*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 104–106 (2012) 98–108
- Hui Y., Yoshida A., Tamura Y. *Interference effects between two rectangular-section high-rise buildings on local peak pressure coefficients*. Journal of Fluids and Structures 37 (2013a) 120–133
- Hui Y., Tamura Y., Yoshida A., Kikuchi H. *Pressure and flow field investigation of interference effects on external pressures between high-rise buildings*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 115 (2013b) 150–161
- Hunt J.C.R., Fernholz H. *Wind-tunnel simulation of the atmospheric boundary layer: a report on Euromech 50*. Journal of Fluid Mechanics 70(3) (1975) 543–559
- Ishihara T., Hibi K., Oikawa S. *A wind tunnel study of turbulent flow over a three-dimensional steep hill*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 83 (1999) 95–107
- ISO 4354:2009. *Wind actions on structures*. International Organization for Standardization ISO, 2009
- Iyengar A.K.S., Farell C. *Experimental issues in atmospheric boundary layer simulations: roughness length and integral length scale determination*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 89 (2001) 1059–1080
- Jackson P.S. *A theory for flow over escarpments*. Proc. 4th International Conference on Wind Effects on Buildings and Structures, London, UK, 1975, 33–40
- Jackson P.S., Hunt J.C.R. *Turbulent flow over a low hill*. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society 101 (1975) 929–955
- Jamińska P., Lipecki T., Błazik-Borowa E. *CFD study and wind tunnel measurements of flow around prism*. Proc. 6th Computational Wind Engineering, Hamburg, Germany, 2014, CD

- Jamróz P., Socha K., *ATU 2001. Program ver. 3.1. Program obsługi czterokanałowego modułu termotanomometru stałotemperaturowego i termometru stałoprądowego do zastosowań w laboratoryjnych systemach pomiarowych – instrukcja obsługi programu*, 2007
- Jensen M., Franck N. *Model-scale tests in turbulent wind. Part 2. Phenomena dependent on the velocity pressure. Wind loads on buildings*. The Danish Technical Press, Copenhagen, 1965, 170s
- Jeong U.Y., Koh H.M., Lee H.S. *Finite element formulation for the analysis of turbulent wind flow passing bluff structures using the RNG k- ϵ model*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 90 (2002) 151–169
- Jia Y., Sill B.L., Reinhold T.A. *Effects of surface roughness element spacing on boundary-layer velocity profile parameters*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 73 (1998) 215–230
- Kaimal J.C., Wyngaard J.C., Izumi Y., Coté O.R. *Spectral characteristics of surface-layer turbulence*. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society 98(417) (1972) 563–589
- Kareem A. *Measurements of pressure and force fields on building models in simulated atmospheric flows*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 36 (1990) 589–599
- Kareem A. *Dynamic response of high-rise buildings to stochastic wind loads*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 41–44 (1992) 1101–1112
- Kareem A. *Correlation structure of random pressure fields*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 69–71 (1997) 507–516
- Kareem A., Cermak J.E. *Pressure fluctuations on a square building model in boundary-layer flows*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 16 (1984) 17–41
- Kareem A., Lu P.C. *Pressure fluctuations on flat roofs with parapets*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 41–44 (1992) 1775–1786
- Karimpour A., Kaye N.B., Baratian-Ghorghi Z. *Modeling the neutrally stable atmospheric boundary layer for laboratory scale studies of the built environment*. Building and Environment 49 (2012) 203–211
- Kawai H. *Pressure on three dimensional prisms in a turbulent boundary layer*. Proc. 7th National Symposium on Wind Engineering, Japan, 1982, 67–74
- Kawai H. *Structure of conical vortices related with suction fluctuation on a flat roof in oblique smooth and turbulent flows*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 69–71 (1997) 579–588
- Kawai H. *Local peak pressure and conical vortex on building*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 90 (2002) 251–263
- Kawai H., Okuda Y., Ohashi M. *Near wake structure behind a 3D square prism with the aspect ratio of 2.7 in a shallow boundary layer flow*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 104–106 (2012) 196–202
- Kijewski-Correa T., Kilpatrick J., Kareem A., Kwon D.K., Bashor R., Kochly M., Young B.S., Abdelrazaq A., Galsworthy J., Isyumov N., Morrish D., Sinn R.C., Baker W.F. *Validating wind-induced response of tall buildings: synopsis of the Chicago full-scale monitoring program*. Journal of Structural Engineering ASCE 132(10) (2006a) 1509–1523
- Kijewski-Correa T., Kareem A., Kochly M. *Experimental verification and full-scale deployment of Global Positioning Systems to monitor the dynamic response of tall buildings*. Journal of Structural Engineering 132(8) (2006b) 1242–1253
- Kikitsu H., Kanda J., Iwasaki R. *Flow simulation by wind tunnel with computer-controlled multiple fans*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 83 (1999) 421–429
- Kikuchi H., Tamura Y., Ueda H., Hibi K. *Dynamic wind pressures acting on a tall building model – proper orthogonal decomposition*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 69–71 (1997) 631–646

- Kim Y.C., Kanda J. *Characteristics of aerodynamic forces and pressures on square plan buildings with height variations*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 98 (2010) 449–465
- Kim Y.C., Kanda J. *Wind pressures on tapered and set-back tall buildings*. Journal of Fluids and Structures 39 (2013) 306–321
- Kim Y.C., Tamura Y., Yoshida A. *Shielding effects on wind force correlations and quasi-static wind load combinations for low-rise building in large group*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 112 (2013) 58–70
- Kim Y.C., Castro I.P., Xie Z.T. *Divergence-free turbulence inflow conditions for large-eddy simulations with incompressible flow solvers*. Computers & Fluids 84 (2013) 56–68
- Kim Y.M., You K.P. *Dynamic responses of a tapered tall building to wind loads*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 90 (2002) 1771–1782
- Kim Y.M., You K.P., Ko N.H. *Across-wind responses of an aeroelastic tapered tall building*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 96 (2008) 1307–1319
- Kogaki T., Kobayashi T., Taniguchi N. *Large eddy simulation of flow around a rectangular cylinder*. Fluid Dynamics Research 20 (1997) 11–24
- Kondo K., Tsuchiya M., Sanada S. *Evaluation of effect of micro-topography on design wind velocity*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 90 (2002) 1707–1718
- Kopp G.A., Farquhar S., Morrison M.J. *Aerodynamic mechanisms for wind loads on tilted, roof-mounted, solar arrays*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 111 (2012) 40–52
- Kozmar H. *Natural wind simulation in the TUM boundary layer wind tunnel*. Proc. 5th European-African Conference on Wind Engineering, Florence, Italy, 2009, CD
- Kozmar H. *Scale effects in wind tunnel modeling of an urban atmospheric boundary layer*. Theoretical and Applied Climatology 100(1–2) (2010) 153–162
- Kozmar H. *An alternative approach to experimental simulation of wind characteristics in urban environments*. Procedia Environmental Sciences 4 (2011a) 43–50
- Kozmar H. *Truncated vortex generators for part-depth wind-tunnel simulations of the atmospheric boundary layer flow*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 99 (2011b) 130–136
- Kozmar H. *Characteristics of natural wind simulations in the TUM boundary layer wind tunnel*. Theoretical and Applied Climatology 106 (2011c) 95–104
- Kozmar H. *Physical modeling of complex airflows developing above rural terrains*. Environmental Fluid Mechanics 12 (2012) 209–225
- Kuroda M., Tamura T., Suzuki M. *Applicability of LES to the turbulent wake of a rectangular cylinder – Comparison with PIV data*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 95 (2007) 1242–1258
- Lakehal D., Rodi W. *Calculation of the flow past a surface-mounted cube with two-layer turbulence models*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 67–68 (1997) 65–78
- Lakehal D. *Application of $k-\epsilon$ model to flow over a building placed in different roughness sublayers*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 73 (1998) 59–77
- Laneville A., Gartshore I.S., Parkinson G.V. *An explanation of some effects of turbulence on bluff bodies*. Proc. 4th International Conference on Wind Effects on Buildings and Structures, London, U.K., 1977, 333–341
- Larose G.L., D'Auteuil A. *Experiments on 2D rectangular prisms at high Reynolds numbers in a pressurised wind tunnel*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 96 (2008) 923–933
- Larsen A., Walther J.H. *Aeroelastic analysis of bridge girder sections based on discrete vortex simulations*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 67–68 (1997) 253–265
- Larsen A., Walther J.H. *Discrete vortex simulation of flow around five generic bridge deck sections*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 77–78 (1998) 591–602

- Launder B.E., Spalding J.L. *Lectures in mathematical models of turbulence*. Academic Press, New York, 1972, 169s
- Launder B.E., Reece G.J., Rodi W. *Progress in the development of a Reynolds-stress turbulence closure*. Journal of Fluid Mechanics 68 (1975) 537–566
- Lawson T. *Building Aerodynamics*. Imperial College Press, London, 2001, 286s
- Lee B.E. *The effect of turbulence on the surface pressure field of a square prism*. Journal of Fluid Mechanics 69(2) (1975) 263–282
- Lee B.E. *The simulation of atmospheric boundary layers in the Sheffield University 1.2 m x 1.2 m boundary layer wind tunnel*. Report BS 38, University of Sheffield, 1977
- Lee B.E. *Some observations of the effect of aspect ratio on the influence of turbulence on the drag of rectangular cylinders*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 33 (1990) 107–111
- Lee S. *Unsteady aerodynamic force prediction on a square cylinder using k- ϵ turbulence models*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 67–68 (1997) 79–90
- Lee S.J., Kang J.H. *Wind load on a container crane located in atmospheric boundary layers*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 96 (2008) 193–208
- Levitan M.C., Mehta K.C. *Texas Tech field experiments for wind loads. Part I. Building and pressure measuring system*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 43(1–3) (1992a) 1565–1576
- Levitan M.C., Mehta K.C. *Texas tech field experiments for wind loads. Part II. Meteorological instrumentation and terrain parameters*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 43(1–3) (1992b) 1577–1588
- Levitan M.L. *Analysis of reference pressure systems used in field measurements of wind loads*. PhD Thesis, Texas Tech University, 1993, 156s
- Li Q.S., Melbourne W.H. *Effects of turbulence on surface pressures of the flat plate and rectangular cylinders in separated and reattaching flows*. Proc. 9th International Conference on Wind Engineering, New Delhi, 1995, 165–176
- Li Q.S., Fang J.Q., Jeary A.P., Wong C.K. *Full scale measurements of wind effects on tall buildings*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 74–76 (1998) 741–750
- Li Q.S., Melbourne W.H. *The effects of large scale turbulence on pressure fluctuations in separated and reattaching flows*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 83 (1999) 159–169
- Li Q.S., Calderone I., Melbourne W.H. *Probabilistic characteristics of pressure fluctuations in separated and reattaching flows for various free-stream turbulence*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 82 (1999) 125–145
- Li Q.S., Fang J.Q., Jeary A.P., Wong C.K., Liu D.K. *Evaluation of wind effects on a supertall building based on full-scale measurements*. Earthquake Engineering Structural Dynamics 29 (2000a) 1845–62
- Li Q.S., Wong C.K., Fang J.Q., Jeary A.P., Chow Y.W. *Field measurements of wind and structural responses of a 70-story tall building under typhoon conditions*. The Structural Design of Tall Buildings 9 (2000b) 325–42
- Li Q.S., Xiao Y.Q., Wong C.K., Jeary A.P. *Field measurements of wind effects on the tallest building in Hong Kong*. The Structural Design of Tall and Special Buildings 12 (2003) 67–82
- Li Q.S., Xiao Y.Q., Wong C.K., Jeary A.P. *Field measurements of typhoon effects on a super tall building*. Engineering Structures 26 (2004a) 233–244
- Li Q.S., Wu J.R., Liang S.G., Xiao Y.Q., Wong C.K. *Full-scale measurements and numerical evaluation of wind-induced vibration of a 63-story reinforced concrete tall building*. Engineering Structures 26 (2004b) 1779–1794

- Li Q.S., Xiao Y.Q., Wong C.K. *Full-scale monitoring of typhoon effects on super tall buildings*. Journal of Fluids and Structures 20 (2005) 697–717
- Li Q.S., Fu J.Y., Xiao Y.Q., Li Z.N., Ni Z.H., Xie Z.N., Gu M. *Wind tunnel and full-scale study of wind effects on China's tallest building*. Engineering Structures 28 (2006) 1745–1758
- Li Q.S., Wu J.R. *Time-frequency analysis of typhoon effects on a 79-storey tall building*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 95 (2007) 1648–1666
- Li Q.S., Xiao Y.Q., Fu J.Y., Li Z.N. *Full-scale measurements of wind effects on the Jin Mao building*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 95 (2007) 445–466
- Li Q.S., Xiao Y.Q., Wu J.R., Fu J.Y., Li Z.N. *Typhoon effects on super-tall buildings*. Journal of Sound and Vibration 313 (2008) 581–602
- Li Q.S., Zhi L., Hu F. *Boundary layer wind structure from observations on a 325 m tower*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 98 (2010) 818–832
- Li Q.S., Hu S.Y., Dai Y.M., He Y.C. *Field measurements of extreme pressures on a flat roof of a low-rise building during typhoons*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 111 (2012) 14–29
- Liang S., Liu S., Li Q.S., Zhang L., Gu M. *Mathematical model of across-wind dynamic loads on rectangular tall buildings*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 90 (2002) 1757–1770
- Liang S., Li Q.S., Liu S., Zhang L., Gu M. *Torsional dynamic wind loads on rectangular tall buildings*. Engineering Structures 26 (2004) 129–137
- Ligeża P. *ATU 2001, Czterokanałowy moduł termoanemometru stałotemperaturowego i termometru stałoprądowego do zastosowań w laboratoryjnych systemach pomiarowych – instrukcja*, 2007
- Lim H.C., Thomas T.G., Castro I.P. *Flow around a cube in a turbulent boundary layer: LES and experiment*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 97 (2009) 96–109
- Lin J.X., Surry D., Tieleman H.W. *The distribution of pressure near roof corners of fat roof low buildings*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 56 (1995) 235–265
- Lin J.X., Surry D. *The variation of peak loads with tributary area near corners on fat low building roofs*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 77–78 (1998) 185–196
- Lin N., Letchford C., Tamura Y., Liang B., Nakamura O. *Characteristics of wind forces acting on tall buildings*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 93 (2005) 217–242
- Lipecki T., Błazik-Borowa E., Bęc J. *Wind structure influence on surface pressures of rectangular cylinders at various angles of wind attack*. Proc. 13th International Conference on Wind Engineering, Amsterdam, Holandia, 2011a, E107, CD
- Lipecki T., Błazik-Borowa E., Bęc J. *The analysis of wind structure influence on the pressure distribution on the surface of a circular cylinder*. Proc. 13th International Conference on Wind Engineering, Amsterdam, Holandia, 2011b, E103, CD
- Lipecki T., Bęc J., Błazik-Borowa E. *Surface pressures on rectangular cylinders – the dependence on aspect ratio, wind structure and angle of wind attack*. Proc. 7th Bluff Body Aerodynamics and Applications, Szanghaj, Chiny, 2012a, 282–291
- Lipecki T., Bęc J., Błazik-Borowa E. *The response of aeroelastic models of circular cross-sections to wind action*. Proc. 7th Bluff Body Aerodynamics and Applications, Szanghaj, Chiny, 2012b, 573–582
- Lipecki T., Bęc J., Błazik-Borowa E. *Wpływ struktury wiatru na rozkład współczynnika ciśnienia na powierzchni modelu o przekroju kołowym o średnicy 20 cm*. Budownictwo i Architektura 10 (2012c) 81–92
- Lipecki T., Bęc J., Błazik-Borowa E. *Wpływ struktury wiatru na rozkład ciśnienia na powierzchni prostopadłościanu o wymiarach przekroju poprzecznego 10 cm x 20 cm*. Budownictwo i Architektura 10 (2012d) 69–80

- Lipecki T., Jamińska P. *Analysis of wind pressure distribution on the surface of 2:1 rectangular cylinder*. Proc. XX Fluid Mechanics Conference, Gliwice, Polska, 2012a, CD
- Lipecki T., Jamińska P. *Influence of wind structure and aspect ratio of circular cylinders on mean wind pressure coefficient*. Task Quarterly 16(3) (2012b) 201–216
- Lipecki T. *Pressure coefficient on flat roofs of rectangular buildings*. Proc. 7th European-African Conference on Wind Engineering, Cambridge, UK, 2013a, CD
- Lipecki T. *Badania modelowe współczynników aerodynamicznych konstrukcji prostopadłościennych*. [w] Klemm K., Klemm P. (eds.) *Building Physics in Theory and Practise*, Łódź, 2013b, 285–290
- Lipecki T. *Oddziaływanie wiatru na budynki wysokie w świetle badań własnych i ujęć normowych*. Budownictwo i Architektura 12(2) (2013c) 143–150
- Lipecki T. *Oddziaływanie wiatru na dachy płaskie*. Budownictwo i Architektura 13(2) (2014a) 239–246
- Lipecki T. *Correlation of pressures on surfaces of rectangular prisms in various boundary layer flows*. Proc. 7th Environmental Effects on Buildings and Structures, Kraków, Polska, 2014b, CD
- Liu G., Xuan J., Park S.U. *A new method to calculate wind profile parameters of the wind tunnel boundary layer*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 91 (2003) 1155–1162
- Lu P.C., Cheng C.M. *The development of separated shear layers of rectangular prisms in turbulent flows*. [W]: Larsen, Larose, Livesey (eds), *Wind Engineering into the 21st Century*, Balkema 1999, Rotterdam, 1693–1698
- Lumley J.L. Panofsky H.A. *The structure of atmospheric turbulence*. Wiley, New York, 1964, 239s
- Lun Y.F., Mochida A., Yoshino H., Murakami S. *Applicability of linear type revised k-ε models to flow over topographic features*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 95 (2007) 371–384
- Luo S.C., Yazdani M.G., Chew Y.T., Lee T.S. *Effects of incidence and afterbody shape on flow past bluff cylinders*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 53 (1994) 375–99
- Lyn D.A., Einav S., Rodi W., Park J.H. *A laser-Doppler velocimetry study of ensemble-averaged characteristics of the turbulent near wake of a square cylinder*. Journal of Fluid Mechanics 304 (1995) 285–319
- MacDonald R.W., Griffiths R.F., Hall D.J. *An improved method for estimation of surface roughness of obstacle arrays*. Atmospheric Environment 32(11) (1998) 1857–1864
- Mackey S., Pius K. *Spatial configuration of gusts*. Proc. 4th International Conference on Wind Effects on Buildings and Structures, Heathrow, UK, 1975, 41–53
- Mannini C., Šoda A., Schewe G. *Unsteady RANS modelling of flow past a rectangular cylinder: Investigation of Reynolds number effects*. Computers and Fluids 39 (2010) 1609–1624
- Mannini C., Šoda A., Schewe G. *Numerical investigation on the three-dimensional unsteady flow past a 5:1 rectangular cylinder*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 99 (2011) 469–482
- Marathe R. *Full-scale study of wind loads on a flat roof with parapets*. PhD, Concordia University at Montreal, Canada, 1993, 127s
- Markatos N.C. *The mathematical modelling of turbulent flows*. Applied Mathematical Modelling 10 (1986) 190–220
- Martinuzzi R., Tropea C. *The flow around surface-mounted prismatic obstacle placed in a fully developed channel flow*. Journal of Fluids Engineering 115 (1993) 85–92
- Maruta E., Kanda M., Sato J. *Effects on surface roughness for wind pressure on glass and cladding of buildings*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 74–76 (1998) 651–663
- Maruyama Y., Tamura T., Okuda Y., Ohashi M. *LES of turbulent boundary layer for inflow generation using stereo PIV measurement data*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 104–106 (2012) 379–388

- Maruyama Y., Tamura T., Okuda Y., Ohashi M. *LES of fluctuating wind pressure on a 3D square cylinder for PIV-based inflow turbulence*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 122 (2013) 130–137
- McAuliffe B.R., Larose G.L. *Reynolds-number and surface-modeling sensitivities for experimental simulation of flow over complex topography*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 104–106 (2012) 603–613
- McDonough J.M. *Introductory lectures on turbulence*. Physics, Mathematics and Modeling. University of Kentucky, 2007, 144s
- Melbourne W.H. *Comparison of measurements on the CAARC standard tall building model in simulated model wind flows*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 6(1–2) (1980) 73–88
- Mikkelsen A.C., Livesey F.M. *Evaluation of the use of numerical $k-\varepsilon$ model Kameleon II, for predicting wind pressures on building surfaces*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 57(2–3) (1995) 375–389
- Miyata T., Miyazaki M. *Turbulence effects on aerodynamic response of rectangular bluff cylinders*. Cermak J.E. (Ed.), *Wind Engineering*. Proc. 5th International Conference on Wind Engineering, Fort Collins, Colorado, USA, 1979, 631–642
- Miyazaki M., Miyata T. *Effect of turbulence scale on aerodynamic response of rectangular cylinders*. Proc. 5th Symposium on Wind Effects on Structures, Tokyo, 1978
- Mizota T., Yamada H., Kubo Y., Okajima A., Knisely C.W., Shirato H. *Aerodynamic characteristics of fundamental structures*. Part 1, Section 2, Japan Journal of Wind Engineering 36 (1988) 50–79
- Mochida A., Tominaga Y., Murakami S., Yoshie R., Ishihara T., Ooka R. *Comparison of various $k-\varepsilon$ models and DSM applied to flow around a high-rise building. Report on AIJ cooperative project for CFD prediction of wind environment*. Wind and Structures 5(2–4) (2002) 227–244
- Montazeri H., Blocken B. *CFD simulation of wind-induced pressure coefficients on buildings with and without balconies: Validation and sensitivity analysis*. Building and Environment 60 (2013) 137–149
- Mooneghi M.A., Irwin P., Chowdhury A.G. *Large-scale testing on wind uplift of roof pavers*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 128 (2014) 22–36
- Murakami S. *Comparison of various turbulence models applied to bluff body*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 46–47 (1993) 21–36
- Murakami S., Mochida A. *On turbulent vortex shedding flow past 2D square cylinder predicted by CFD*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 54–55 (1995) 191–211
- Murakami S. *Current status and future trends in computational wind engineering*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 67–68 (1997) 3–34
- Murakami S. *Overview of turbulence models applied in CWE 1997*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 74–76 (1998) 1–24
- Murakami S., Iizuka S., Ooka R. *CFD analysis of turbulent flow past square cylinder using dynamic LES*. Journal of Fluids and Structures 13 (1999a) 1097–1112
- Murakami S., Ooka R., Mochida A., Yoshida S., Kim S. *CFD analysis of wind climate from human scale to urban scale*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 81 (1999b) 57–81
- Nagai K. *Wind tunnel modeling of hourly observed atmospheric diffusion by oscillating blade cascade*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 93 (2005) 99–113
- Nagao F., Utsunomiya H., Murata S. *Improvement of pitching moment estimation of an oscillating body by discrete vortex method*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 67–68 (1997) 337–347
- Nakaguchi H., Hashimoto K., Muto S. *An experimental study on aerodynamic drag of rectangular cylinders*. Journal of the Japan Society of Aeronautical and Space Sciences 16 (1968) 1–5.

- Nakamura Y., Ohya Y. *The effects of turbulence on the mean flow past square rods*. Journal of Fluid Mechanics 137 (1983) 333–347
- Nakamura Y., Ohya Y. *The effects of turbulence on the mean flow past two-dimensional rectangular cylinder*. Journal of Fluid Mechanics 149 (1984) 255–273
- Nakamura Y., Matsukawa T. *Vortex excitation of rectangular cylinders with a long side normal to the flow*. Journal of Fluid Mechanics 180 (1987) 171–191
- Nakamura Y., Hirata K. *Critical geometry of oscillating bluff bodies*. Journal of Fluid Mechanics 208 (1989) 375–393
- Nakamura Y., Hirata K. *Pressure fluctuations on oscillating rectangular cylinders with the long side normal to the flow*. Journal of Fluid and Structures 5 (1991) 165–183
- Ngo T.T., Letchford C.W. *A comparison of topographic effects on gust wind speed*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 96(12) (2008) 2273–2293
- Ngo T.T., Letchford C.W. *Experimental study of topographic effects on gust wind speed*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 97 (2009) 426–438
- Nishi A., Kikugawa H., Matsuda Y., Tashiro D. *Active control of turbulence for an atmospheric boundary layer model in a wind tunnel*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 83 (1999) 409–419
- Noda H., Nakayama A. *Free-stream turbulence effects on the instantaneous pressure and forces on cylinders of rectangular cross section*. Experiments in Fluids 34 (2003a) 332–344
- Noda H., Nakayama A. *Reproducibility of flow past two-dimensional rectangular cylinders in a homogeneous turbulent flow by LES*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 91 (2003b) 265–278
- Norberg C. *Flow around rectangular cylinders: pressure forces and wake frequencies*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 49 (1993) 187–196
- Norris L.H., Reynolds W.C. *Report No. FM-10*. Department of Mechanical Engineering, Stanford University, Stanford, USA, 1975
- Nowicki T., Flaga A. *Modelling aeroelastic response of bridge decks using Discrete Vortex Method*. Proc. 19th International Conference on Computer Methods in Mechanics, Warszawa, Poland, 2011
- Nowicki T. *Wpływ sposobu realizacji warunków brzegowych w Metodzie Wirów Dyskretnych na odpowiedź aeroelastyczną pomostów*. Monografia, Politechnika Lubelska, Lublin 2012a, 192s
- Nowicki T. *Discrete Vortex Method capability to predict aeroelastic response of bridge decks*. Proc. XX Fluid Mechanics Conference KKMP, Gliwice, Poland, 2012b, CD
- Nowicki T. *Numerical estimation of wall pressure distribution using Discrete Vortex Method*. Proc. 20th International Conference on Computer Methods in Mechanics, Poznań, Poland, 2013
- Nozawa K., Tamura T. *Large eddy simulation of the flow around a low-rise building immersed in a rough-wall turbulent boundary layer*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 90 (2002) 1151–1162
- Obasaju E.D. *Measurement of forces and base overturning moments on the CAARC tall building model in a simulated atmospheric boundary layer*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 40(2) (1992) 103–126
- Oka S., Ishihara T. *Numerical study of aerodynamic characteristics of a square prism in a uniform flow*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 97 (2009) 548–559
- Okada H., Ha Y.C. *Comparison of wind tunnel and full-scale pressure measurement tests on the Texas Tech Building*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 43(1–3) (1992) 1601–1612
- Okajima A. *Strouhal numbers of rectangular cylinder*. Journal of Fluid Mechanics 123 (1982) 379–398

- Okajima A., Yi D., Sakuda A., Nakano T. *Numerical study of blockage effects on aerodynamic characteristics of an oscillating rectangular cylinder*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 67–681 (1997) 91–102
- Okuda Y., Taniike Y. *Conical vortices over side face of a three dimensional square prism*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 50 (1993) 163–172
- Okuda Y., Katsura J., Kawamura S. *Local severe suction on the side of a prism model on a field*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 72 (1997) 23–32
- Ono Y., Tamura T., Kataoka H. *LES analysis of unsteady characteristics of conical vortex on a flat roof*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 96 (2008) 2007–2018
- Otsuki Y., Fuji K., Washizu K., Ohya A. *Wind tunnel experiments on aerodynamic forces and pressure distributions of rectangular cylinders in a uniform flow*. Proc. 5th Symposium on Wind Effects on Structures, 1978, 169–176
- Ozimek E. *Podstawy teoretyczne analizy widmowej sygnałów*. PWN, Warszawa, 1985, 247s
- Pindado S., Meseguer J. *Wind tunnel study on the influence of different parapets on the roof pressure distribution of low-rise buildings*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 91 (2003) 1133–1139
- Pindado S., Meseguer J., Franchini S. *Influence of an upstream building on the wind-induced mean suction on the flat roof of a low-rise building*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 99 (2011) 889–893
- PN-77/B-02011. *Obciążenia w obliczeniach statycznych. Obciążenie wiatrem*. PKN, Warszawa, 1977
- PN-88/B-03004. *Kominy murowane i żelbetowe. Obliczenia statyczne i projektowanie*. PKN, Warszawa, 1988
- PN-93/B-03201. *Konstrukcje stalowe. Kominy. Obliczenia i projektowanie*. PKN, Warszawa, 1993
- PN-EN 1991-1-4. *Eurokod 1. Oddziaływania na konstrukcje. Część 1-4: Oddziaływania ogólne. Oddziaływania wiatru*. PKN, Warszawa, 2008
- Prandtl L. *Dynamika przepływów*. PWN, Warszawa, 1956, 554s
- Pratt R.N., Kopp G.A. *Velocity measurements around low-profile, tilted, solar arrays mounted on large flat-roofs, for wall normal wind directions*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 123 (2013) 226–238.
- Rao S.P. *Modeling of turbulent flows and boundary layer* [w] Computational Fluid Dynamics (Ed. Oh H.W.) InTech, 2010, 285–306
- Rasmussen J.T., Hejlesen M.M., Larsen A., Walther J.H. *Discrete vortex method simulations of the aerodynamic admittance in bridge aerodynamics*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 98 (2010) 754–766
- Reinhold T.A., Tieleman H.W., Maher F.J. *Simulation of the urban neutral boundary layer for the model study of wind loads on tall buildings*. Report VPI-E-77-12. Department of Engineering Science and Mechanics, Virginia Polytechnic Institute and State University, 1978
- Richards P.J., Hoxey R.P. *Computational and wind tunnel modelling of mean wind loads on the Silsoe structures building*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 43(1–3) (1992) 1641–1652
- Richards P.J., Hoxey R.P., Short L.J. *Wind pressures on a 6 m cube*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 89(14–15) (2001) 1553–1564
- Richards P.J., Hoxey R.P. *Unsteady flow on the sides of a 6 m cube*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 90(12) (2002) 1855–1866
- Richards P.J., Hoxey R.P. *Quasi-steady theory and point pressures on a cubic building*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 92(14–15) (2004) 1173–1190

- Richards P.J., Hoxey R.P. *Flow reattachment on the roof of a 6 m cube*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 94(2) (2006) 77–99
- Richards P.J., Hoxey R.P., Connell B.D., Lander D.P. *Wind tunnel modelling of the Silsoe Cube*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 95 (2007) 1384–1399
- Richards P.J., Hoxey R.P. *Wind loads on the roof of a 6 m cube*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 96 (2008) 984–993
- Richards P.J., Hoxey R.P. *Pressures on a cubic building: Part 1. Full-scale results*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 102 (2012a) 72–86
- Richards P.J., Hoxey R.P. *Pressures on a cubic building: Part 2. Quasi-steady and other processes*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 102 (2012b) 87–96
- Richardson G.M., Blackmore P.A. *The Silsoe structures building: Comparison of 1:100 model-scale data with full-scale data*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 57(2–3) (1995) 191–201
- Richardson G.M., Surry D. *The Silsoe Building: a comparison of pressure coefficients and spectra at model and full-scale*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 43(1–3) (1992) 1653–1664
- Richardson G.M., Hoxey R.P., Robertson A.P., Short J.L. *The Silsoe Structures Building: Comparisons of pressures measured at full scale and in two wind tunnels*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 72 (1997) 187–197
- Robins A.G. *The development and structure of simulated neutrally stable atmospheric boundary layers*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 4 (1979) 71–100
- Rodi W. *A new algebraic relation for calculating the Reynolds stresses*. Zeitschrift fuer angewandte Mathematik und Mechanik 56 (1976) 219–221
- Rodi W. *Experience with two-layer models combining the k-ε model with a one-equation model near the wall*. AIAA-91-0216, 1991
- Rodi W. *Turbulence models and their application in hydraulics. A state-of-the-art review*. Balkema, Rotterdam, 1993, 104s
- Rodi W. *Comparison of LES and RANS calculations of the flow around bluff bodies*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 69–71 (1997) 55–75
- Rodrigo J.S., van Beeck J., Dezső-Weidinger G. *Wind tunnel simulation of the wind conditions inside bidimensional forest clear-cuts. Application to wind turbine siting*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 95 (2007) 609–634
- Rosa L., Tomasini G., Zasso A., Aly A.M. *Wind-induced dynamics and loads in a prismatic slender building: A modal approach based on unsteady pressure measurements*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 107–108 (2012) 118–130
- Rostamy N., Sumner D., Bergstrom D.J., Bugg J.D. *Instantaneous flow field above the free end of finite-height cylinders and prisms*. International Journal of Heat and Fluid Flow 43 (2013) 120–128
- Roth M. *Review of atmospheric turbulence over cities*. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society 126 (2000) 941–990
- Saathoff P., Melbourne W.H. *Effects of free stream turbulence on streamwise pressure measured on a square-section cylinder*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 79 (1999) 61–78
- Saha A.K., Muralidhar K., Biswas G. *Experimental study of flow past a square cylinder at high Reynolds numbers*. Experiments in Fluids 29 (2000) 553–63
- Schewe G. *Reynolds-number-effects in flow around a rectangular cylinder with aspect ratio 1:5*. Journal of Fluids and Structures 39 (2013) 15–26
- Selvam R.P. *Computation of pressures on Texas Tech Building*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 43(1–3) (1992) 1619–1627

- Selvam R.P. *Computation of flow around Texas Tech building using k - ϵ and Kato-Launder k - ϵ turbulence model*. Engineering Structures 18(11) (1996) 856–860
- Selvam R.P. *Computation of pressures on Texas Tech University building using large eddy simulation*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 67–68 (1997) 647–657
- Senthoooran S., Lee D.D., Parameswaran S. *A computational model to calculate the flow-induced pressure fluctuations on buildings*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 92 (2004) 1131–1145
- Sfintesco D., Wyatt T.A. *A proposed European Code of Practice, current work of the ECCS towards specification of the effect of wind on structures*. Proc. 4th International Conference on Wind Effects on Buildings and Structures, Heathrow, UK, 1975, 643–654
- Shabbir A., Beuther P.D., George W.K. *X-wire response in turbulent flows of high-intensity turbulence and low mean velocity*. Experimental Thermal and Fluid Science 12 (1996) 52–56
- Shah K.B., Ferziger J.B. *A fluid mechanics view of wind engineering: large eddy simulation of flow past a cubic obstacle*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 67–68 (1999) 211–224
- Shao J., Liu J., Zhao J. *Evaluation of various non-linear k - ϵ models for predicting wind flow around an isolated high-rise building within the surface boundary layer*. Building and Environment 57 (2012) 145–155
- Shiau B.S., Chen B.Y. *Observation on wind turbulence characteristics and velocity spectra near the ground at the coastal region*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 90 (2002) 1671–1681
- Shih T.H., Zhu J., Lumley J.L. *A realizable Reynolds stress algebraic equation model*. NASA Tech memo 105993, 1993, 38s
- Shih T.H., Liou W.W., Shabbir A., Yang Z., Zhu J. *A new k - ϵ eddy viscosity model for high Reynolds number turbulent flows*. Computers Fluids 24(3) (1995) 227–238
- Shimada K., Ishihara T. *Application of a modified k - ϵ model to the prediction of aerodynamic characteristics of rectangular cross-section cylinders*. Journal of Fluids and Structures 16(4) (2002) 465–485
- Shimada K., Ishihara T. *Predictability of unsteady two-dimensional k - ϵ model on the aerodynamic instabilities of some rectangular prisms*. Journal of Fluids and Structures 28 (2012) 20–39
- Simiu E., Scanlan R.H. *Wind effects on structures. Fundamentals and applications to design*. John Wiley & Sons, USA, 1996, 689s
- Sitheeque M.M., Iyengar A.K.S., Farell C. *Effect of turbulence and its scales on the pressure field on the surface of a three-dimensional square prism*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 69–71 (1997) 461–471
- Smagorinsky J. *General circulation experiments with the primitive equations. I. The basic experiment*. Monthly Weather Review 91 (1963) 99–164
- Smith J.T., Masters F.J., Liu Z., Reinhold T.A. *A simplified approach to simulate prescribed boundary layer flow conditions in a multiple controlled fan wind tunnel*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 109 (2012) 79–88
- Snæbjörnsson J.T., Geurts C.P.W. *Modelling surface pressure fluctuations on medium-rise buildings*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 94 (2006) 845–858
- Sohankar A. *Flow over a bluff body from moderate to high Reynolds numbers using large eddy simulation*. Computers and Fluids 35 (2006) 1154–1168
- Sohankar A. *Large eddy simulation of flow past rectangular-section cylinders: Side ratio effects*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 96 (2008) 640–655
- Solari G. *Turbulence modelling for gust loading*. Journal of Structural Engineering 113(7) (1987) 1550–1569

- Solari G. *Gust buffeting. I: Peak wind velocity and equivalent pressure*. Journal of Structural Engineering 119(2) (1993) 365–382
- Solari G., Piccardo G. *Probabilistic 3-D turbulence modeling for gust buffeting of structures*. Probabilistic Engineering Mechanics 16 (2001) 73–86
- Speziale C.G. On nonlinear $k-l$ and $k-\varepsilon$ models of turbulence. Journal of Fluid Mechanics 178 (1987) 459–475
- Speziale C.G., Sarker S., Gatski T. *Modelling the pressure-strain correlation of turbulence: an invariant dynamical systems approach*. Journal of Fluid Mechanics 227 (1991) 245–272
- Stathopoulos T., Zhou Y.S. *Numerical evaluation of wind pressures on flat roofs with the $k-\varepsilon$ model*. Building and Environment 30(2) (1995) 267–276
- Stathopoulos T. *Computational wind engineering: Past achievements and future challenges*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 67–68 (1997) 509–532
- Stathopoulos T., Marathe R., Wu H. *Mean wind pressures on flat roof corners affected by parapets: field and wind tunnel studies*. Engineering Structures 21 (1999) 629–638
- Surry D., Djakovich D. *Fluctuating pressures on models of tall buildings*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 58 (1995) 81–112
- Swaddiwudhipong S., Khan M.S. *Dynamic response of wind-excited building using CFD*. Journal of Sound and Vibration 253(4) (2002) 735–754
- Tamura T., Miyagi T. *The effect of turbulence on aerodynamic forces on a square cylinder with various corner shapes*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 83 (1999) 135–145
- Tamura T., Ono Y. *LES analysis on aeroelastic instability of prisms in turbulent flow*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 91 (2003) 1827–1846
- Tamura T., Cao S., Okuno A. *LES study of turbulent boundary layer over a smooth and a rough 2D hill model*. Flow, Turbulence and Combustion 79 (4) (2007) 405–432
- Tamura T. *Towards practical use of LES in wind engineering*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 96 (2008) 1451–1471
- Tamura T., Nozawa K., Kondo K. *AIJ guide for numerical prediction of wind loads on buildings*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 96 (2008) 1974–1984
- Tamura Y., Suda K., Sasaki A., Iwatani Y., Fujii K., Hibi K., Ishibashi R. *Wind speed profiles measured over ground using Doppler sodars*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 83 (1999) 83–93
- Tamura Y., Suda K., Sasaki A., Iwatani Y., Fujii K., Ishibashi R., Hibi K. *Simultaneous measurements of wind speed profiles at two sites using Doppler sodars*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 89 (2001a) 325–335
- Tamura Y., Suda K., Sasaki A., Miyashita K., Iwatani Y., Maruyama T., Hibi K., Ishibashi R. *Simultaneous wind measurements over two sites using Doppler sodars*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 89 (2001b) 1647–1656
- Tamura Y., Kikuchi H., Hibi K. *Extreme wind pressure distributions on low-rise building models*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 89 (2001c) 1635–1646
- Tamura Y., Kikuchi H., Hibi K. *Quasi-static wind load combinations for low- and middle-rise buildings*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 91 (2003) 1613–1625
- Tamura Y., Iwatani Y., Hibi K., Suda K., Nakamura O., Maruyama T., Ishibashi R. *Profiles of mean wind speeds and vertical turbulence intensities measured at sea shore and two in land sites using Doppler sodars*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 95 (2007) 411–427
- Tamura Y., Kikuchi H., Hibi K. *Peak normal stresses and effects of wind direction on wind load combinations for medium-rise buildings*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 96 (2008) 1043–1057

- Tamura Y., Kareem A. *Advanced structural wind engineering*. Springer, 2013, 410s
- Tanaka H., Lawen N. *Test on the CAARC standard tall building model with a length scale 1:1000*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 26 (1986) 15–29
- Tanaka H., Tamura Y., Ohtake K., Nakai M., Kim Y.C. *Experimental investigation of aerodynamic forces and wind pressures acting on tall buildings with various unconventional configurations*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 107–108 (2012) 179–191
- Tang U.F., Kwok K.C.S. *Interference excitation mechanisms on a 3DOF aeroelastic CAARC building model*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 92(14–15) (2004) 1299–1314
- Taylor I.J., Vezza M. *Prediction of unsteady flow around square and rectangular section cylinders using a discrete vortex method*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 82 (1–3) (1999a) 247–269
- Taylor I.J., Vezza M. *Calculation of the flow field around a square section cylinder undergoing forced transverse oscillations using a discrete vortex method*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 82(1–3) (1999b) 271–291
- Taylor I.J., Vezza M. *Application of a discrete vortex method for the analysis of suspension bridge deck section*. Wind and Structures 4(4) (2001) 333–352
- Taylor I.J., Vezza M. *Aeroelastic stability analysis of a bridge deck with added vanes using a discrete vortex method*. Wind and Structures 5(2–4) (2002) 277–290
- Taylor I.J., Vezza M. *A numerical investigation into the aerodynamic characteristics and aeroelastic stability of a footbridge*. Journal of Fluids and Structures 25 (2009) 155–177
- Taylor P.A., Lee R.J. *Simple guidelines for estimating wind speed variation due to small scale topographic features*. Climatological Bulletin 18 (1984) 3–32
- Teunissen H.W. *Characteristics of the mean and turbulence in the planetary boundary layer*. UTIAS Review No 32, 1970
- Thuillier R.H., Lappe U.O. *Wind and temperature profile characteristics from observations on a 1400 ft tower*. Journal of Applied Meteorology 3 (1964) 299–306
- Tian X., Ong M.C., Yang J., Myrhaug D. *Unsteady RANS simulations of flow around rectangular cylinders with different aspect ratios*. Ocean Engineering 58 (2013) 208–216
- Tieleman H.W., Surry D., Mehta K.C. *Full/model-scale comparison of surface pressures on the Texas Tech experimental building*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 61(1) (1996) 1–23
- Tieleman H.W., Reinhold T.A., Hajj M.R. *Detailed simulation of pressures in separated/reattached flows*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 89 (2001) 1657–1670
- Tieleman H.W., Ge Z., Hajj M.R., Reinhold T.A. *Pressures on a surface-mounted rectangular prism under varying incident turbulence*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 91 (2003) 1095–1115
- Tieleman H.W. *Strong wind observations in the atmospheric surface layer*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 96 (2008) 41–77
- Tominaga Y., Yoshie R., Mochida A., Kataoka H., Harimoto K., Nozu T. *Cross comparisons of CFD prediction for wind environment at pedestrian level around buildings. Part 2. Comparison of results for flow field around building complex in actual urban area*. Proc. 6th Asia-Pacific Conference on Wind Engineering, Seoul, Korea, 2005, 2661–2670
- Tominaga Y., Mochida A., Yoshie R., Kataoka H., Nozu T., Yoshikawa M., Shirasawa T. *AIJ guidelines for practical applications of CFD to pedestrian wind environment around buildings*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 96 (2008a) 1749–1761
- Tominaga Y., Mochida A., Murakami S., Sawaki S. *Comparison of various revised k- ϵ models and LES applied to flow around a high-rise building model with 1:1:2 shape placed within the surface boundary layer*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 96 (2008b) 389–411

- Tominaga Y., Stathopoulos T. *Numerical simulation of dispersion around an isolated cubic building: Comparison of various types of k - ϵ models*. Atmospheric Environment 43 (2009) 3200–3210
- Tryggesson H., Lyberg M.D. *Stationary vortices attached to flat roofs*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 98 (2010) 47–54
- Tsuchiya M., Murakami S., Mochida A., Kondo K., Ishida Y. *Development of the new k - ϵ model for flow and pressure fields around bluff body*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 67–68 (1997) 169–182
- Turkiyyah G., Reed D., Yang J. *Fast vortex methods predicting wind-induced pressures on buildings*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 58 (1995) 51–79
- Turkiyyah G., Reed D., Viozat C., Lin C. *Parallel performance of a three-dimensional grid-free vortex method for wind engineering simulations*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 67–68 (1997) 953–954
- Uematsu Y., Watanabe K., Sasaki A., Yamada M., Hongo T. *Wind-induced dynamic response and resultant load estimation of a circular flat roof*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 83 (1999) 251–261
- Uematsu Y., Moteki T., Hongo T. *Model of wind pressure field on circular flat roofs and its application to load estimation*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 96 (2008) 1003–1014
- Uffinger T., Ali I., Becker S. *Experimental and numerical investigations of the flow around three different wall-mounted cylinder geometries of finite length*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 119 (2013) 13–27
- Varshney K., Poddar K. *Experiments on integral length scale control in atmospheric boundary layer wind tunnel*. Theoretical and Applied Climatology 106 (2011) 127–137
- Varshney K. *Tailoring wind properties by various passive roughness elements in a boundary-layer wind tunnel*. International Journal of Physical Sciences 7(8) (2012) 1182 – 1186
- Varshney K., Poddar K. *Prediction of wind properties in urban environments using artificial neural network*. Theoretical and Applied Climatology 107 (2012) 579–590
- Vickery B.J. *Fluctuating lift and drag on a long cylinder of square cross-section in a smooth and in a turbulent stream*. Journal of Fluid Mechanics 25(3) (1966) 481–491
- Vickery B.J. *Wind induced vibrations of towers, stacks and masts*. Proc. 3rd Conference on Wind Effects on Building and Structures, Tokyo, 1971, 657–665
- von Karman T. *Progress in the statistical theory of turbulence*. Proceedings of the National Academy of Sciences 34 (1948) 530–539
- Wacker J. *Towards reliability-based local design wind pressures for simple rectangular-shaped buildings*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 53 (1994) 157–175
- Wall A.S., McAuliffe B.R., Kelly D. *Recent developments in the simulation of representative atmospheric flows*. Proc. 13th International Conference on Wind Engineering, Amsterdam, Holandia, 2011, CD
- Wang Z.Y., Plate E.J., Rau M., Keiser R. *Scale effects in wind tunnel modeling*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 61 (1996) 113–130
- Wang H.F., Zhou Y., Chan C.K. *Flow around a finite length square prism*. Proc. 4th European-African Conference on Wind Engineering (eds. Náprstek J., Fischer C.), ITAM AS CR, Prague, 2005, CD
- Wang H.F., Zhou Y. *The finite-length square cylinder near wake*. Journal of Fluid Mechanics 638 (2009) 453–490
- Watakabe M., Ohashi M., Okada M., Okuda Y., Kikitsu H., Ito S., Sasaki Y., Yasui K., Yoshikawa K., Tonagi M. *Comparison of wind pressure measurements on tower-like structure obtained from full-scale observation, wind tunnel test, and the CFD technology*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 90 (2002) 1817–1829

- Wieringa J., Davenport A.G., Grimond C.S.B., Oke T.R. *New revision of Davenport roughness classification*. Proc. 3rd European-African Conference on Wind Engineering, Eindhoven, Hollandia, 2001
- Wilcox D.C. *Re-assessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models*. AIAA Journal 26(11) (1988) 1299–1310
- Wilcox D.C. *Turbulence modeling for CFD*. DCW Industries Inc., California, USA, 1993, 460s
- Wilcox D.C. *Simulation of transition with a two-equation turbulence model*. AIAA Journal 32(2) (1994) 247–255
- Wilkinson R.H., Chaplin J.R., Shaw T.L. *On the correlation of dynamic pressures on the surface of a prismatic bluff body*. Proc. IUTAM–IAHR Symposium on Flow-Induced Structural Vibrations, 1972, Springer, Karlsruhe, Germany, 1974, 471–487
- Witter A.R., Möller S.V. *Characteristics of the low-speed wind tunnel of the UNNE*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 84 (2000) 307–320
- Wong S.Y., Lam K.M. *Effect of recessed cavities on wind-induced loading and dynamic responses of a tall building*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 114 (2013) 72–82
- Wright N.G., Easom G.J. *Non-linear k-e turbulence model results for flow over a building at full-scale*. Applied Mathematical Modelling 27 (2003) 1013–1033
- Wu F., Sarkar P.P., Mehta K.C., Zhao Z. *Influence of incident wind turbulence on pressure fluctuations near flat-roof corners*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 89 (2001) 403–420
- Xie Z.T., Castro I.P. *Efficient generation of inflow conditions for large eddy simulation of street-scale flow*. Flow, Turbulence and Combustion 81 (2008) 449–470.
- Yakhot V., Thangam S., Gatski T.B., Orszag S.A., Speziale C.G. *Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique*. NASA Contractor Report 187611 S E., ICASE Report No. 91–65, 1991, 27s
- Yakhot V., Orszag S.A., Thangam S., Gatski T.B., Speziale C.G. *Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique*. Physics of Fluids A 4(7) (1992) 1510–1520
- Yawei S. *The effects of turbulence on the aerodynamic properties of two-dimensional rectangular cylinders*. [W] *Recent Advances in Wind Engineering*. Proc. 2nd Asia-Pacific Symposium on Wind Engineering, Beijing, China, 1989, 340–347
- Yee-Tak Ng J. *The structure of the turbulent flow at the test section of BLWT II*. E.S. 400 Project Report, Faculty of Engineering Science, University of Western Ontario, 1986
- Yen S.C., Yang C.W. *Flow patterns and vortex shedding behavior behind a square cylinder*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 99 (2011) 868–878
- Yeo D.H., Simiu E., *High-rise reinforced concrete structures: database-assisted design for wind*. ASCE Journal of Structural Engineering 137(11) (2011) 1340–1349
- Yi J., Zhang J.W., Li Q.S. *Dynamic characteristics and wind-induced responses of a super-tall building during typhoons*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 121 (2013) 116–130
- Yoshie R., Mochida A., Tominaga Y., Kataoka H., Yoshikawa M. *Cross comparisons of CFD prediction for wind environment at pedestrian level around buildings. Part 1. Comparison of results for flow-field around a high-rise building located in surrounding city blocks*. Proc. 6th Asia-Pacific Conference on Wind Engineering, Seoul, Korea, 2005, 2648–2660
- Yoshie R., Mochida A., Tominaga Y., Kataoka H., Harimoto K., Nozu T., Shirasawa T. *Cooperative project for CFD prediction of pedestrian wind environment in the Architectural Institute of Japan*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 95 (2007) 1551–1578
- Yu D., Kareem A. *Two-dimensional simulation of flow around rectangular prisms*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 62 (1996) 131–161

- Yu D., Kareem A. *Numerical simulation of flow around rectangular prism*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 67–68 (1997) 195–208
- Yu D., Kareem A. *Parametric study of flow around rectangular prisms using LES*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 77–78 (1998) 653–662
- Zasso A., Aly A.M., Rosa L., Tomasini G. *Wind induced dynamics of a prismatic slender building with 1:3 rectangular section*. Proc. 6th International Colloquium on Bluff Body Aerodynamics and Applications, Milano, Italy, 2008, CD
- Zhang J., Gu M. *Distribution of background equivalent static wind load on high-rise buildings*. Frontiers of Architecture and Civil Engineering in China 3(3) (2009) 241–248
- Zhou Y., Kijewski T., Kareem A. *Aerodynamic loads on tall buildings: interactive database*. Journal of Structural Engineering 129(3) (2003) 394–404
- Żurański J.A. *Obciążenie wiatrem budowli i konstrukcji*. Arkady, Warszawa, 1978, 200s
- Żurański J.A. *Wpływ warunków klimatycznych i terenowych na obciążenie wiatrem konstrukcji budowlanych*. Prace Naukowe ITB, Rozprawy, Wydawnictwa ITB, Warszawa, 2005, 128s