

STRUKTURA TURBULENCJI I BILANS JEJ ENERGII W WARSTWIE PRZYŚCIENNEJ NA POWIERZCHNI PRZEPUSZCZALNEJ

ALICJA JARŻA

Politechnika Częstochowska

Wykaz oznaczeń

- B_f — parametr wymiany masy,
 c_f — współczynnik tarcia powierzchniowego,
 F — intensywność odsysania,
 G — parametr kształtu Clausera,
 $H = \delta_1/\delta_2$ — parametr kształtu,
 k — liczba falowa,
 $Re_M = \frac{U_\infty \cdot \delta_2}{\nu}$
 $Re_x = \frac{U_\infty \cdot x}{\nu}$
 $Re_\lambda = \frac{\sqrt{u'^2} \lambda}{\nu}$
 U — składowa wzdłużna prędkości średniej,
 U_∞ — prędkość średnia przepływu niezakłóconego,
 u_τ^* — prędkość tarcia,
 $u^+ = U/u_\tau$ — bezwymiarowa prędkość wzdłużna,
 v_w — prędkość normalna na ścianie,
 u', v', w' — składowe fluktuacji prędkości,
 $\frac{\overline{q^2}}{2} = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$ — energia kinetyczna turbulencji,
 $y^+ = \frac{y \cdot u_\tau}{\nu}$ — bezwymiarowa współrzędna normalna,
 δ — grubość warstwy przyściennej,
 δ_1, δ_2 — miary liniowe straty wydatku i pędu,
 ν — lepkość kinematyczna,

ε	— dysypacja energii,
L	— skala czasowa turbulencji,
τ	— czas,
λ	— mikroskala Taylora,
A	— skala całkowita turbulencji.

1. Wstęp

Oddziaływanie na przebieg zjawisk zachodzących w warstwie przyściennej prowadzić może do poprawy własności aerodynamicznych opływanych ciał oraz do wzrostu efektywności procesów termicznych i chemicznych w przepływie przyściennym.

Jedną ze znanych i wykorzystywanych w praktyce inżynierskiej form sterowania przepływem w warstwie przyściennej jest powierzchniowa wymiana masy. Odsysanie i wydmuch w warstwie przyściennej umożliwiają ingerencję w poszczególne fazy jej rozwoju. Taki sposób sterowania warstwą przyścienną stosowany jest od dawna w konstrukcjach lotniczych do polepszania charakterystyk aerodynamicznych samolotów. Zainteresowanie turbulentną warstwą przyścienną z wydmuchem wynika ponadto z faktu praktycznego stosowania transpiracji w celu ochrony opływanych powierzchni przed działaniem wysokich temperatur. Odsysanie natomiast jest formą sterowania warstwą przyścienną o szczególnym znaczeniu w zapobieganiu oderwaniu.

Oceniając dotychczasowy stan wiedzy o przepływach z powierzchniową wymianą masy stwierdzić można, że w większości prac analizie poddano przypadek laminarnego ruchu płynu. Efekty tej grupy opracowań podsumowano m.in. w monografii Changa [1]. Nieliczne są natomiast prace dotyczące, dominującego w rzeczywistości, turbulentnego charakteru zjawisk zachodzących w warstwie przyściennej na powierzchni przepuszczalnej, przy czym najbardziej kompleksowe analizy przeprowadzone zostały dla przypadku z wydmuchem. Wymienić tu należy prace Stevensona [2], Simpsona [3] i Pimenty [4] oraz przede wszystkim monograficzne omówienie badań Kaysa [5] oraz Kaysa i Moffata [6] z Uniwersytetu Stanforda. Dotychczas opublikowane prace zawierają sformułowanie praw oporu i tarcia powierzchniowego przy opływie ciał przepuszczalnych oraz prezentują różne koncepcje opisu pól prędkości średniej, przy czym najbardziej znane są tu propozycje Tennekesa [7] i Heada [8]. Analiza ruchu średniego w warstwach przyściennych na powierzchniach przepuszczalnych rozszerzona została na przypadek opływu z gradientem ciśnienia — prace McLeana i Mellora [9] oraz Andersena, Kaysa i Moffata [10].

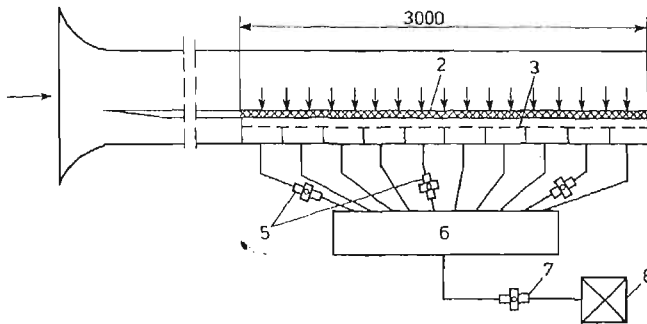
Istniejące opracowania nie określają jednakże struktury turbulencji w tego typu przepływie lecz ograniczają się do podania podstawowych jej charakterystyk (Rotta [11]), a zaproponowany przez Cebeciego i Smitha [12] zero-równaniowy model turbulencji nie ma charakteru ogólnego dla całej klasy przepływów przyściennych z odsysaniem i wydmuchem.

W tym stanie zagadnienia celowym wydaje się poznanie energetycznych mechanizmów turbulentnego transportu pędu w warstwie przyściennej na powierzchni przepuszczalnej. Eksperymentalne określenie cech mikrostruktury turbulencji wykorzystane być może do sformułowania postaci członów równania bilansowego energii kinetycznej turbulencji,

a w dalszej fazie do stworzenia modelu turbulencji, umożliwiającego ilościowy opis przepływu przyściennego z powierzchniową wymianą masy.

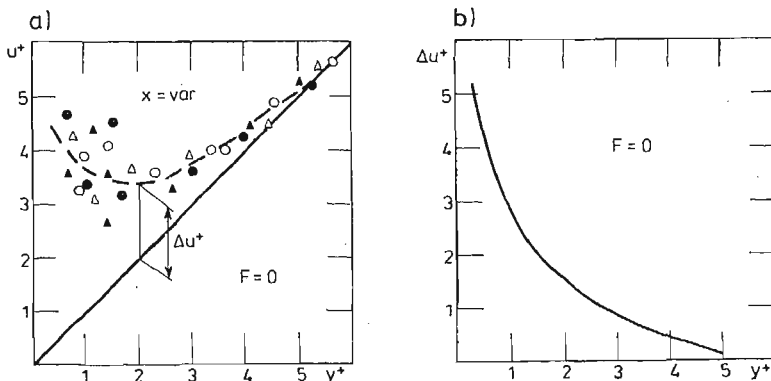
2. Metodyka eksperymentu

Omawiane badania doświadczalne przeprowadzone zostały przy użyciu stanowiska pomiarowego, którego schemat przedstawia rys. 1. Płyta pomiarowa (2) o długości $\cong 3000$ mm stanowiła dno komory tunelu aerodynamicznego o przekroju poprzecznym 400×400 mm. Przepuszczalna część płyty ułożona została z segmentów porowatych o dłu-



Rys. 1. Schemat stanowiska pomiarowego

gości 100 mm każdy, wykonanych ze spiekanych kulek brązu, których średnica zawarta była w przedziale $(300 \div 330) \mu\text{m}$. Znajdująca się pod powierzchnią przepuszczalną komora podciśnieniowa podzielona została na segmenty (100 mm) połączone przez kolektor (6) z wentylatorem odciągowym (8). Sumaryczny przepływ powietrza odsysanego z całej powierzchni płyty przepuszczalnej określano przy użyciu rotametu (7), kontrolując jednocześnie ilość czynnika odsysanego z każdego segmentu przy pomocy rotametrów (5), włączonych do poszczególnych przewodów odsysających. Intensywność odsysania zmieniana była w zakresie $F = -v_w/U_\infty = -0.001 \div -0.0094$ poprzez regulację sumarycznego



Rys. 2 a) Wyjaśnienie sposobu korekcji wskazań sondy w bezpośrednim sąsiedztwie ścianki, b) Krzywa korekcyjna

przepływu czynnika odprowadzanego przez powierzchnię porowatą. Prędkość przepływu niezakłóconego utrzymywano na poziomie $U_\infty = 12$ m/s.

Do pomiaru rozkładów zarówno prędkości średniej jak i wielkości fluktuacyjnych stosowano metodę termoanemometryczną. Wyniki pomiarów zakłócone oddziaływaniem ścianki skorygowano przy użyciu krzywej korekcyjnej (rys. 2a i b), sporządzonej dla używanej w czasie pomiarów sondy zgodnie z metodyką podaną w pracach [13] i [14]. Stwierdzono przy tym, że ze względu na małe wartości prędkości na ściance, odpowiadające objętemu badaniami zakresowi zmian intensywności odsysania, nie zachodziła potrzeba stosowania żmudnej metody korekcji, zalecanej przez Vlasowa i Polyaeva [15] dla płyty przepuszczalnej.

3. Określenie współczynnika tarcia powierzchniowego

Jedną z podstawowych informacji w badaniach warstw przyściennych, niezbędną do wyjaśnienia całokształtu procesów w niej zachodzących, jest znajomość naprężeń stycznych na ściance, wyrażonych poprzez współczynnik tarcia powierzchniowego.

Charakter zmienności współczynnika c_f był wielokrotnie analizowany, zarówno w przypadku odsysania jak i wydmuchu przez powierzchnię przepuszczalną. Uzyskano szereg zależności empirycznych, ujmujących wpływ powierzchniowej wymiany masy na wartość tarcia powierzchniowego. Formuły te mają różną postać w zależności od zastosowanej przez autorów metody określania c_f . Do najczęściej cytowanych w literaturze, należą dane uzyskane przez Simpsona [5, 6] i Andersena [10, 6].

Wynikająca z opracowania profili prędkości średniej zależność Simpsona:

$$\frac{c_f}{2} = 0.013(\text{Re}_M)^{-0.25} \left[\frac{\ln(1+B_f)}{B_f} \right]^{0.77}, \quad (1)$$

gdzie:

$$B_f = \frac{v_w/U_\infty}{c_f/2}$$

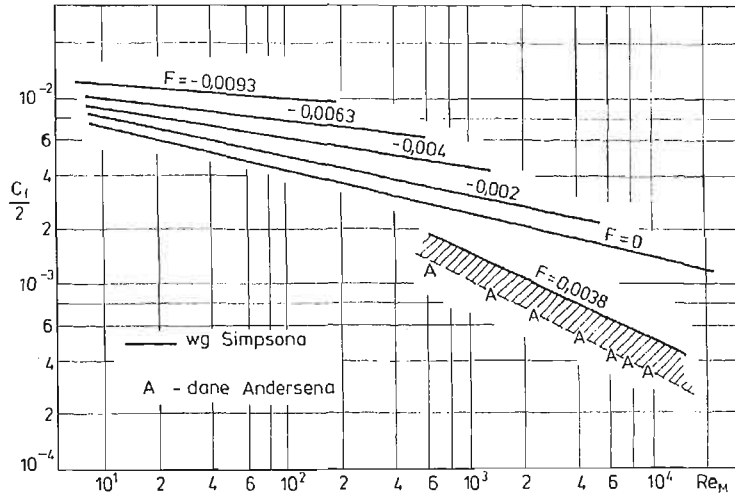
posłużyła do wykreślenia przedstawionych na rys. 3 nomogramów, umożliwiających odczyt współczynnika tarcia powierzchniowego dla objętych badaniami intensywności odsysania.

Andersen wyznaczał współczynnik tarcia powierzchniowego w sposób pośredni, poprzez pomiar profili naprężeń tnących Reynoldsa i ich ekstrapolację w kierunku ścianki za pomocą związku wynikającego z całkowitej postaci równania warstwy przyściennej [10, 4]:

$$\frac{c_f}{2} = \frac{-\overline{u'v'(y)}}{U_\infty^2} - \frac{U(y) \cdot v_w}{U_\infty^2},$$

Omówienie dokładności założeń tej metody zawiera praca [10]. Zestawione na rys. 3 dane (dla możliwych do porównania warunków słabego wydmuchu) świadczą o znacznych różnicach wartości współczynnika c_f otrzymanych przez cytowanych wyżej autorów.

Inna stosowana metoda określania współczynnika tarcia powierzchniowego na gładkiej płycie nieprzepuszczalnej [16] oparta jest na zmodyfikowanym równaniu profilu prędkości Clausera, w którym wielkość c_f występuje jako parametr. W przypadku warstwy przyściennej z powierzchniową wymianą masy, do opisu profilu prędkości średniej w obszarze



Rys. 3. Przebieg zmienności współczynnika c_f w funkcji Re_M wg Simpsona [6] i Andersena [10]

logarytmicznym wykorzystywana jest często zależność Stevensona [2, 11]:

$$\frac{U}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + B - \frac{1}{4} \left(\frac{v_w}{u_\tau} \right) \left(\frac{1}{\kappa} \ln y^+ + B \right)^2 \tag{2}$$

Uwzględniając, że:

$$\frac{U}{u_\tau} = \frac{U}{U_\infty} \sqrt{\frac{2}{c_f}}, \quad \frac{v_w}{u_\tau} = \frac{v_w}{U_\infty} \sqrt{\frac{2}{c_f}},$$

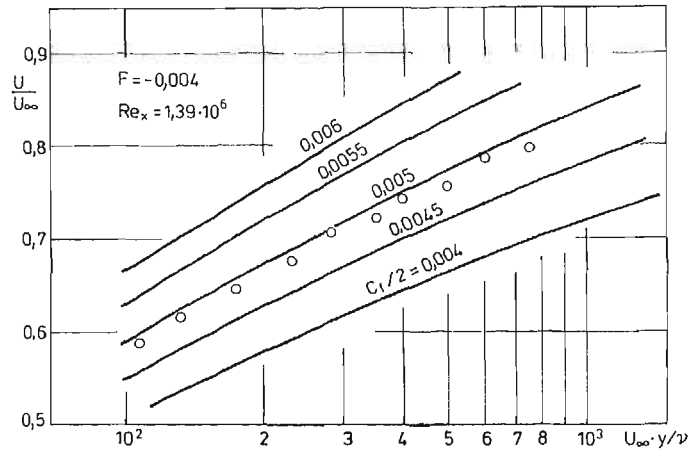
oraz:

$$y^+ = \frac{y \cdot u_\tau}{\nu} = \frac{U_\infty \cdot y}{\nu} \sqrt{\frac{c_f}{2}}$$

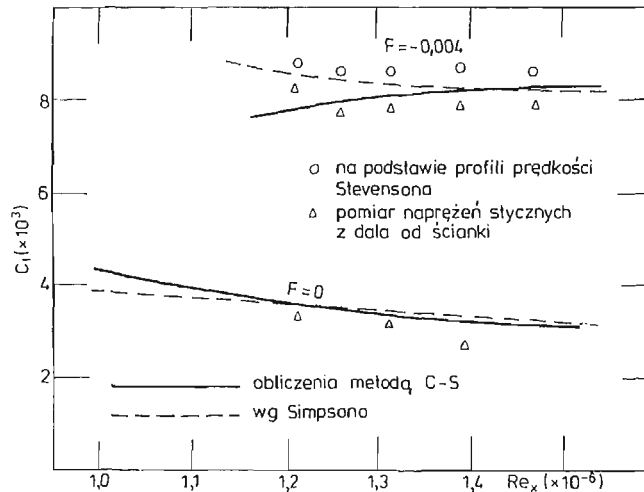
„prawo ściany” Stevensona zapisać można w postaci:

$$\frac{U}{U_\infty} = \sqrt{\frac{c_f}{2}} \left[\frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{U_\infty \cdot y}{\nu} \sqrt{\frac{c_f}{2}} \right) + B \right] - \frac{1}{4} \frac{v_w}{U_\infty} \left[\frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{U_\infty \cdot y}{\nu} \sqrt{\frac{c_f}{2}} \right) + B \right]^2,$$

gdzie, zgodnie z zaleceniami autora formuły, B jest stałą, niezależną od powierzchniowej wymiany masy, przyjmowaną na poziomie $B = 4.8$. Przykład graficznego przedstawienia tej formuły, dla intensywności odsysania $F = -0.004$, ukazuje rys. 4. Nanosząc w tym układzie punkty pomiarowe z profilu prędkości dla analizowanego trawersu określić można, z dobrym przybliżeniem, odpowiadającą mu wartość współczynnika tarcia powierzchniowego.



Rys. 4. Wyznaczanie współczynnika tarcia powierzchniowego w oparciu o równanie profilu Stevensona



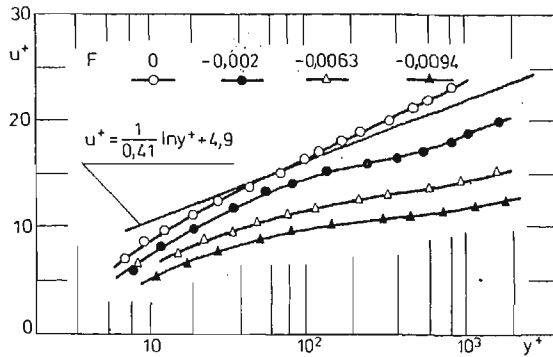
Rys. 5. Porównanie wartości c_f uzyskanych przy użyciu różnych metod

Rys. 5 przedstawia zestawienie porównawcze wartości współczynnika tarcia powierzchniowego wyznaczonych przy użyciu omówionych wyżej metod, uzupełnione rozkładem c_f określonym przy pomocy procedury Cebeciego-Smitha [17]. Dane te wskazują, że wyniki zastosowania rozważanych tu sposobów określania c_f grupują się we wspólnym paśmie z dość znacznym (13%) rozrzutem. W prezentowanej w pracy analizie wykorzystano wartości naprężeń na ścianie otrzymane metodą zalecaną przez Andersena [10].

4. Wyniki badań

Podjęta w pracy analiza dotyczyła zarówno podstawowych charakterystyk ruchu średniego jak i wielkości opisujących strukturę turbulencji w warstwie przyściennej z jed-

norodnym odsysaniem powierzchniowym. Rys. 6 przedstawia profile prędkości średniej we współrzędnych $u^+ - y^+$, określone w trawersie $Re_x = 1.7 \cdot 10^6$ i reprezentujące cztery poziomy intensywności odsysania. Na wykresie tym naniesiono również zależność Clausera, słuszną dla gładkiej płyty nieprzepuszczalnej. Stwierdzić można, że w warunkach odpowiadających danym na wykresie, wpływ odsysania obejmuje swym zasięgiem wszystkie strefy warstwy przyściennej, a układ klasycznych współrzędnych „prawa ściany” dla powierzchni nieprzepuszczalnej traci w tym przypadku swą uniwersalność.



Rys. 6. Profile prędkości średniej w warstwie przyściennej z odsysaniem

Jak już wcześniej wspomniano, Stevenson zaproponował zależność opisującą profil prędkości w wewnętrznym obszarze warstwy przyściennej z powierzchniową wymianą masy. Jego równanie prezentowane już tutaj w formie (2), zapisywane jest najczęściej w postaci:

$$u_p^+ \equiv \left(\frac{2}{v_w^+} \right) [(1 + v_w^+ \cdot u^+)^{0.5} - 1] = \left(\frac{1}{\kappa} \right) \ln y^+ + C \quad (3)$$

Stevenson dokonał eksperymentalnej weryfikacji tego związku, opierając się głównie na wynikach badań warstwy z wydmuchem [12, 17] i na tej podstawie stwierdził, że stałe κ i C są niezależne od intensywności wymiany masy i wynoszą odpowiednio: 0,41 oraz 5,8.

Konfrontacja zależności Stevensona z danymi eksperymentalnymi uzyskanymi w warunkach odsysania (rys. 7) wskazuje, że dla zapewnienia lepszej uniwersalności związku (3) wymagane byłoby funkcyjne związanie składnika C z intensywnością odsysania.

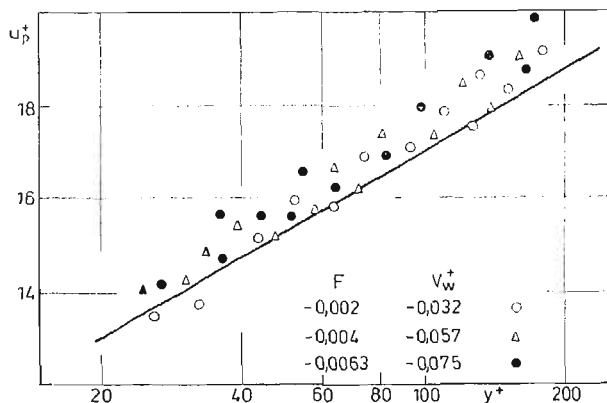
Formułując zależność opisującą profil prędkości w obszarze zewnętrznym:

$$\left(\frac{2}{v_w^+} \right) [(1 + v_w^+ \cdot u^+)^{0.5} - 1] = \left(\frac{1}{\kappa} \right) \ln y^+ + C + \left(\frac{H}{\kappa} \right) \cdot W \left(\frac{y}{\delta} \right), \quad (4)$$

Coles [18] zaleca empiryczny warunek dla C w postaci:

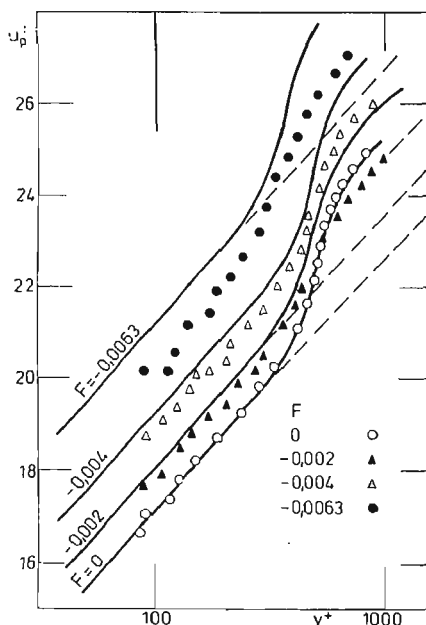
$$C = C_0 + \left(\frac{2}{v_w^+} \right) [(1 + K v_w^+)^{0.5} - 1] - K, \quad (5)$$

gdzie: $C_0 = 5$, natomiast $K = 10,805$.



Rys. 7. Porównanie danych doświadczalnych z „prawem ściany” Stevensona

Coles nie uzależnił, występujących w równaniu (4), parametru profilu II jak również funkcji śladu $W(y/\delta)$ od intensywności wymiany masy, przyjmując: $II = 0,55$ (jak dla warstwy równowagowej na powierzchni nieprzepuszczalnej) oraz $W(y/\delta) = 1 - \cos(\pi y/\delta)$. Na rys. 8 naniesiono linie wynikające z „prawa defektu” Colesa (4) oraz odpowiadające tym warunkom profile eksperymentalne. Poważne rozbieżności, notowane szczególnie dla większych wartości parametrów odsysania, tłumaczyć można faktem, że empiryczna postać związku (5) wyznaczona została głównie w oparciu o dane eksperymentu z wydmuchem i niewielkim odsysaniem. Równanie (5) traci bowiem sens gdy $-v_w^+ \leq 1/K$, natomiast składnik $(II/\kappa) \cdot W(y/\delta)$ przyjmuje na granicy warstwy stałą, niezależną od inten-



Rys. 8. Profile prędkości średniej w obszarze zewnętrznym — zestawienie linii wg Colesa z punktami eksperymentalnymi

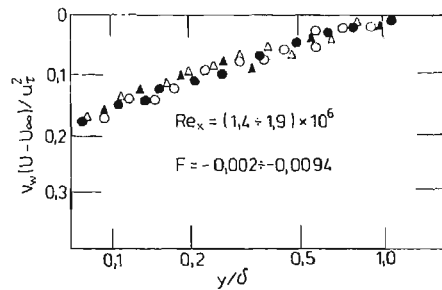
sywności odsysania wartość $(0,55/0,41) \cdot 2 = 2,68$, co jest sprzeczne z wynikami doświadczeń.

Analiza profili prędkości średniej wykazała, że zaproponowana przez Clausera [16] koncepcja równowagowej warstwy przyściennej może być rozszerzona na klasę przepływów z powierzchniową wymianą masy. Warunkiem, jaki musi być spełniony, jest zachowanie cech podobieństwa przepływu średniego w rejonie zewnętrznym, czyli uniwersalność profili prędkości we współrzędnych „defektu”. Parametr kształtu zaproponowany przez Clausera w postaci związku:

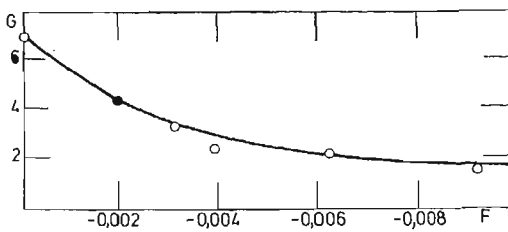
$$G = \frac{\int_0^\infty \left(\frac{U_\infty - U}{u_\tau} \right)^2 dy}{\int_0^\infty \frac{U_\infty - U}{u_\tau} dy} \quad (6)$$

osiąga w stanie równowagowym warstwy stałą, niezależną od współrzędnej x , wartość.

Rys. 9 stanowi potwierdzenie uniwersalności profili prędkości w obszarze zewnętrznym warstwy przyściennej z odsysaniem, w końcowej części analizowanej drogi jej rozwoju. Na rys. 10 natomiast, ukazano wartości parametru G uzyskane przy różnych intensywno-



Rys. 9. Uniwersalność profili prędkości w układzie współrzędnych „defektu”



Rys. 10. Parametr Clausera w funkcji intensywności odsysania

nościach odsysania. Przykładowo, w warunkach zerowej wymiany masy, parametr ten przyjmuje wartość $G = 6,5$ co jest zgodne z danymi zawartymi w literaturze, m.in. w [6]. Clauser [16] i Coleman [19] wiązali parametr G z parametrem kształtu $H_{12} = \delta_1/\delta_2$ zależnością:

$$G = \frac{H-1}{H} \sqrt{\frac{2}{c_f}} \quad (7)$$

Oprócz podanego równaniem (1) związku określającego współczynnik tarcia powierzchniowego, Simpson sformułował również empiryczną formułę opisującą zmienność parametru

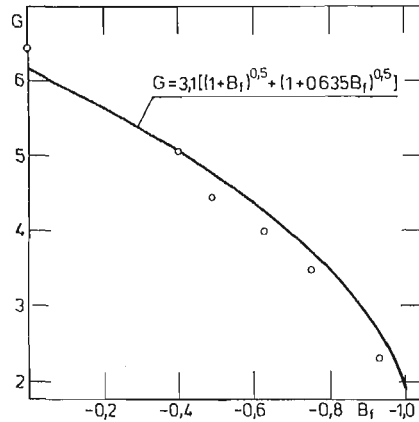
kształtu H w funkcji intensywności odsysania:

$$H = \frac{1}{1 - 3.1 \sqrt{\frac{c_f}{2} [(1+B_f)^{0.5} + (1+0.635B_f)^{0.5}]}} \quad (8)$$

Wynikającą z powiązania równań (1), (7) i (8) zależność:

$$G = 3.1[(1+B_f)^{0.5} + (1+0.635B_f)^{0.5}], \quad (9)$$

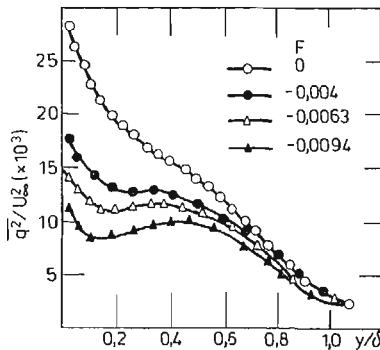
zobrazowano graficznie na rys. 11 gdzie naniesiono również punkty z rys. 10. Porównując te dane zauważyć można, że formuła (9) określa z dość dobrym przybliżeniem, związek między parametrem Clausera i intensywnością odsysania powierzchniowego.



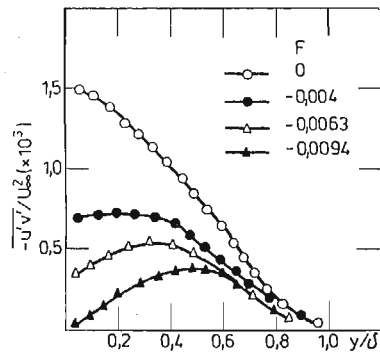
Rys. 11. Porównanie eksperymentalnych wartości parametru G z zależnością (9)

Kolejna część rozważań dotyczy wpływu odsysania powierzchniowego na wielkości charakteryzujące strukturę turbulencji w warstwie przyściennej na płaskiej płycie porowatej.

Z przedstawionych na rys. 12 i 13 zredukowanych rozkładów energii kinetycznej turbulencji oraz naprężeń Reynoldsa, określonych w poprzek warstwy dla kilku intensywności



Rys. 12. Rozkłady kinetycznej energii turbulencji w funkcji odległości od ścianki dla różnych intensywności odsysania



Rys. 13. Naprężenia Reynoldsa w warstwie przyściennej z odsysaniem

ności odsysania wynika, że ten typ oddziaływania na warstwę obniża zarówno ogólny poziom energii fluktuacji jak i turbulentnych naprężeń stycznych. Znajduje to swój wyraz w bilansie kinetycznej energii turbulencji, której równanie dla ustalonego przepływu płynu nieściśliwego, po zastosowaniu uproszczeń typowych dla dwuwymiarowej warstwy przyściennej bez podłużnego gradientu ciśnienia zapisane być może w postaci bezwymiarowej:

$$\underbrace{\left[U \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\overline{q^2}}{2} \right) + V \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\overline{q^2}}{2} \right) \right]}_{(1)} \frac{\delta}{U_\infty^3} + \underbrace{\frac{\delta}{U_\infty^3} \overline{u'v'}}_{(2)} \frac{\partial U}{\partial y} + \underbrace{\frac{\delta}{U_\infty^3} \frac{\partial}{\partial y} \overline{v' \left(\frac{q^2}{2} + \frac{p}{\rho} \right)}}_{(3)} + \underbrace{\frac{\delta}{U_\infty^3} \varepsilon}_{(4)} = 0 \quad (10)$$

(1) — konwekcja, (2) — produkcja, (3) — dyfuzja, (4) — dysypacja.

Eksperymentalna weryfikacja bilansu energii kinetycznej nastęrcza wiele trudności. Praktycznie niemierzalna jest bowiem korelacja ciśnieniowo-prędkościowa $\overline{v'p'}$, wyznaczana z reguły jako wielkość zamykająca równanie energii. Poważny problem metrologiczny stanowi określenie dysypacji energii turbulencji [20]. Podstawą oszacowania tego składnika w omawianych badaniach był związek:

$$E_u(k, \tau) = \alpha \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (11)$$

obowiązujący w obszarze lokalnej izotropii.

Wielkość α w tym równaniu oznaczająca dla $Re_\lambda \geq 100$ pewną stałą uniwersalną [20], przyjęta została $\alpha = 0,53$, zgodnie z propozycją Lawna [21].

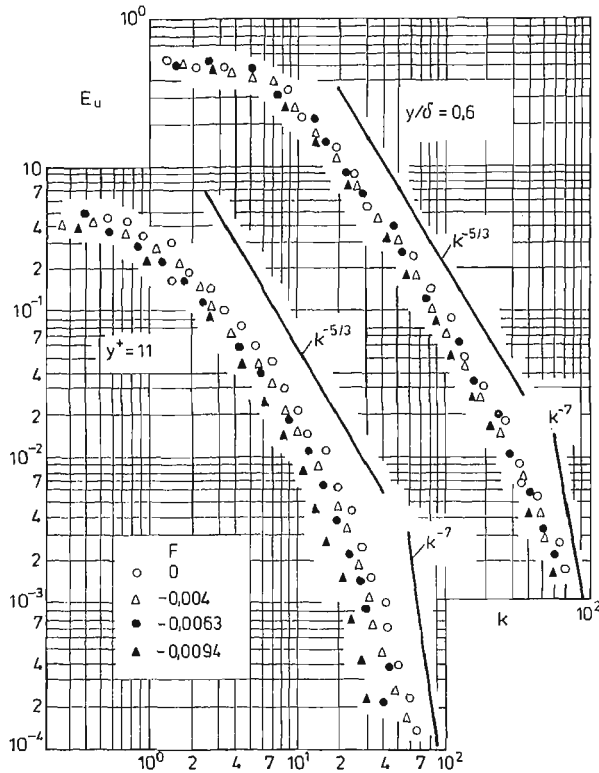
Występowanie cech lokalnej izotropii w warstwie przyściennej z odsysaniem stwierdzono na podstawie analizy spektralnej, która przeprowadzona została dla składowej fluktuacji wzdłużnej:

$$\overline{u'^2} = \int_0^\infty E_u(k) dk \quad \text{gdzie:} \quad k = \frac{2\pi f}{U}$$

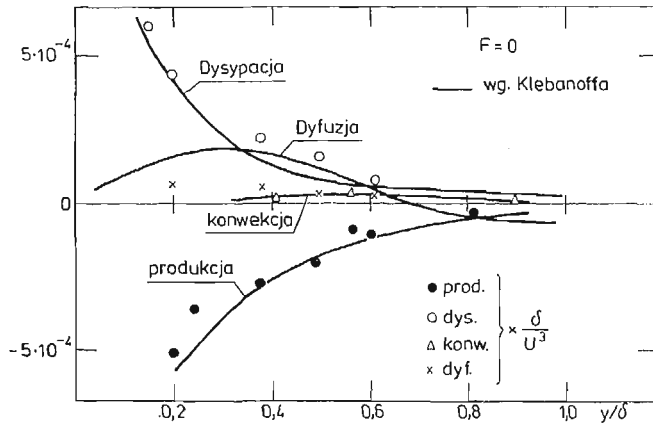
Przedstawione na rys. 14 jednowymiarowe widma energii, uzyskane w dwóch odległościach od ścianki dla kilku wartości intensywności odsysania, skonfrontowane zostały z linią $k^{-5/3}$, charakterystyczną dla stanu lokalnej izotropii Kołmogorowa. Z zestawienia tego wyniku, że „prawo $-5/3$ ”, obowiązuje również w warstwie przyściennej z odsysaniem.

Wpływ odsysania zaobserwować można w obszarze wewnętrznym warstwy, gdzie powoduje ono obniżenie spektralnych rozkładów energii, wyraźniejsze w zakresie większych liczb falowych. W strefie zewnętrznej ($y/\delta = 0,6$) natomiast, punkty pomiarowe grupują się wokół prawie wspólnej dla wszystkich wartości F krzywej spektralnej.

Na rys. 15 zilustrowano bilans energii kinetycznej turbulencji w warstwie przyściennej na płaskiej płycie nieprzepuszczalnej, przeprowadzony na podstawie r. (10). Naniesione tu linie reprezentują wyniki Klebanoffa [22], natomiast punkty pomiarowe odpowiadają rezultatom uzyskanym w niniejszej pracy przy zerowej intensywności odsysania. Z przed-



Rys. 14. Widma energii turbulentnych fluktuacji wzdłużnych w warunkach odsysania powierzchniowego

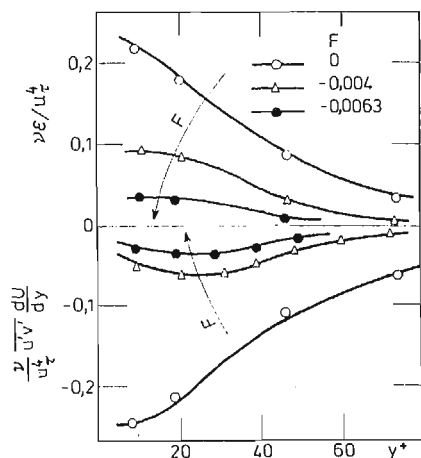


Rys. 15. Bilans energii kinetycznej turbulencji w warstwie przyściennej na płaskiej płycie nieprzepuszczalnej

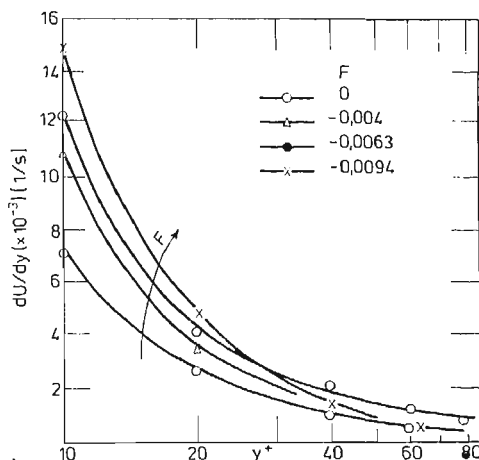
stawionych na rys. 15 przebiegów wynika, że dominujący udział w bilansie energii mają człony produkcji i dysypacji energii kinetycznej turbulencji, szczególnie w strefie wewnętrznej warstwy przyściennej. Składnik konwekcyjny jest nieznaczny w całym jej obszarze, a w części wewnętrznej praktycznie pomijalny. Obserwowana nadwyżka produkcji energii kinetycznej nad jej dysypacją przekazywana jest dyfuzyjnie do rejonu zewnętrznego.

Przedstawione na rys. 16 rozkłady energii dysypacji i produkcji, odpowiadające strefie wewnętrznej, wskazują na silne oddziaływanie odsysania, wyrażające się obniżeniem zarówno intensywności dysypacyjnej konwersji ruchu burzliwego jak i poboru energii z ruchu średniego. Pod wpływem odsysania zmienia się nie tylko rozkład naprężeń stycznych Reynoldsa (rys. 13) ale również profil prędkości średniej, co objawia się m.in. zwiększeniem jej gradientu w pobliżu ścianki (rys. 17). Wypadkowym efektem tych oddziaływań jest jednakże silne osłabienie członu produkcji.

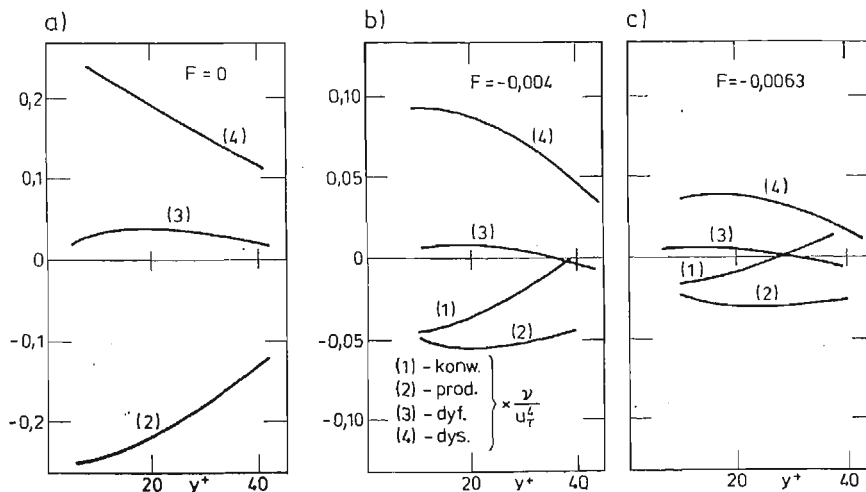
Istnienie składowej normalnej prędkości v_w na ściance powoduje, że w obszarze wewnętrznym pewnego znaczenia nabiera konwekcyjny transport energii (rys 18), pomijalny



Rys. 16. Człony produkcji i dysypacji w strefie wewnętrznej warstwy przyściennej z jednorodnym odsysaniem



Rys. 17. Wpływ odsysania na gradient prędkości średniej

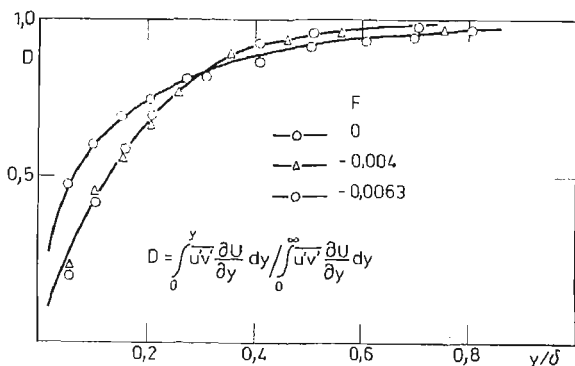


Rys. 18. Bilans energii kinetycznej turbulencji w strefie wewnętrznej warstwy dla różnych intensywności odsysania:

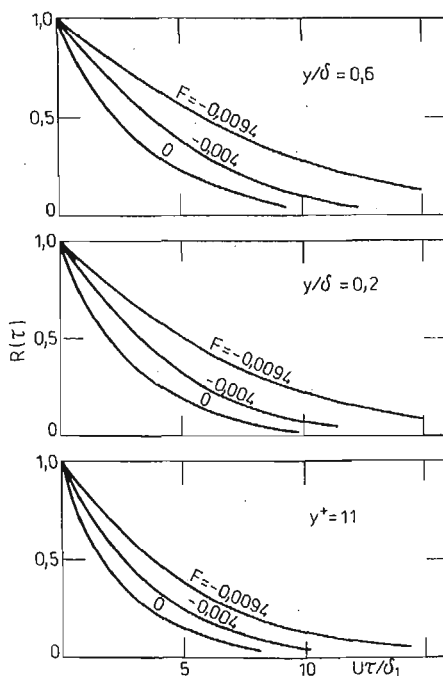
a) $F = 0$; b) $F = -0.004$; c) $F = -0.0063$

w tejże strefie w warunkach braku odsysania. Transport w kierunku ścianki turbulentnej energii kinetycznej zdaje się stanowić ważny mechanizm jej redukcji. Winna ona bowiem ulegać dysypacji na ściance, o czym świadczy również fakt, że człon konwekcyjny ma ten sam znak co człon produkcji, zatem jest on równoważony przez składnik o znaku przeciwnym.

Rys. 19 obrazuje względny udział poszczególnych stref warstwy przyściennej w procesie generacji turbulencji. Znajduje tu potwierdzenie fakt, że zewnętrzne 80% warstwy przy-



Rys. 19. Względny udział poszczególnych obszarów warstwy przyściennej w produkcji energii kinetycznej turbulencji



Rys. 20. Funkcja autokorelacji dla składowej wzdłużnej fluktuacji prędkości w różnych odległościach od ścianki

ściennej wnosi jedynie około 20% całkowitej produkcji energii. Obserwacja ta zgodna jest z danymi Laufera [23] uzyskanymi dla przepływu w rurze i podtrzymuje twierdzenie, że cienki rejon przyścienny odgrywa dominującą rolę w określaniu struktury całej warstwy.

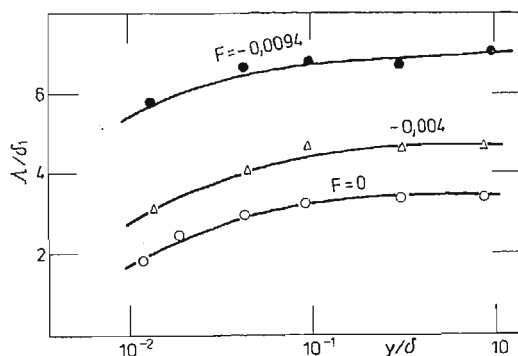
Wpływ odsysania przejawia się tu w nieznacznym odsunięciu od ścianki obszaru o maksymalnym natężeniu produkcji energii turbulencji.

Dodatkowym potwierdzeniem słuszności wniosku o osłabieniu procesów dysypacyjnych w warstwie z odsysaniem, są wyniki pomiarów funkcji autokorelacji. Z przebiegu tych funkcji wnioskować można o skali czasowej, wyrażającej średni czas istnienia wiru:

$$\Gamma = \int_0^{\infty} R(\tau) d\tau \quad (12)$$

Z przedstawionych na rys 20 rozkładów funkcji korelacji czasowej dla składowej wzdłużnej fluktuacji prędkości wynika jakościowa tendencja do wydłużania czasu „życia” wirów ze wzrostem intensywności odsysania. Jednocześnie, wyznaczona przy założeniu słuszności hipotezy Taylora, skala całkowita turbulencji:

$$A = U \cdot \Gamma \quad (13)$$



Rys. 21. Wpływ odsysania na skalę całkowitą turbulencji

odniesiona na rys. 21 do liniowej straty wydatku δ_1 , świadczy o narastaniu względnych rozmiarów wirów w funkcji intensywności odsysania.

5. Uwagi końcowe

Przedstawiona w pracy eksperymentalna analiza struktury turbulencji w warstwie przyściennej z odsysaniem wykazała, że ten typ oddziaływania na przepływ obniża ogólny poziom energii turbulencji oraz hamuje intensywność jej konwersji poprzez produkcję i dysypację. Zaobserwowano uaktywnienie procesu konwekcyjnego transportu energii w kierunku ścianki wywołane powierzchniowym odsysaniem. Z rozkładu funkcji autokorelacji określono jakościową tendencję do zwiększania czasu trwania wirów oraz ich względnych rozmiarów ze wzrostem intensywności odsysania. Na podstawie analizy spektralnej stwierdzono istnienie cech lokalnej izotropii w badanym typie przepływu, co uzasadniło zastosowanie „prawa $-5/3$ ” do oszacowania wielkości dysypacji energii.

Literatura

1. K. P. CHANG, *Control of Flow Separation*, Series in Thermal and Fluids Engineering. Mc Graw Hill 1976.
2. T. N. STEVENSON, *Experiments on Injection into an Incompressible Turbulent Boundary Layers*, The College of Aeronautics Cranfield. Report Aero. No. 177 1964.
3. L. R. SIMPSON, *Characteristics of Turbulent Boundary Layers at Low Reynolds Number with and without Transpiration*, J. of Fluid Mech. 1970 vol. 42.
4. M. M. PIMENTA, R. J. MOFFAT, W. M. KAYS, *The Structure of a Boundary Layer on a Rough Wall with Blowing and Heat Transfer*, Trans. ASME. Journal of Heat Transfer. No. 5 1979 vol. 101.
5. W. M. KAYS, *Heat Transfer to the Transpired Turbulent Boundary Layer*, Int. J. of Heat and Mass Transfer. 1972 vol. 15 p. 1023.
6. W. M. KAYS, J. R. MOFFAT, *The Behaviour of Transpired Turbulent Boundary Layers*, Studies in Convection. vol. 1. Ed. by E. Launder Acad. Press 1975.
7. H. TENNEKES, *Similarity Laws for Turbulent Boundary Layers with Suction or Injection*, J. of Fluid Mech. 1965 vol. 21 part 4, p. 689.
8. M. R. HEAD, *The Boundary Layer with Distributed Suction*, Rep. Mem. Aero. Res. Council. London 1951.
9. J. D. MCLEAN, G. L. MELLOR, *The Transpired Turbulent Boundary Layer in an Adverse Pressure Gradient*, Int. J. Heat and Mass Transfer. 1972 vol. 15, p. 2353.
10. P. S. ANDERSEN, W. M. KAYS, *Experimental Results for the Transpired Turbulent Boundary Layer in an Adverse Pressure Gradient*, J. of Fluid Mech. 1975 vol. 69, part 2, p. 35.
11. C. J. ROTTA, *Control of Turbulent Boundary Layers by Uniform Injection and Suction of Fluid*, Jahrbuch der DGLR 1970.
12. T. СЕВЕЦИ, A. M. O. SMITH, *Analysis of Turbulent Boundary Layers*, Acad. Press London 1974.
13. S. OKA, Z. KOSTIČ, *Influence of Wall Proximity on Hot-wire Velocity Measurements*, DISA Information No. 13 1972.
14. K. S. HEBBAR, *Wall Proximity Corrections for Hot-wire Readings in Turbulent Flows*, DISA Information No. 25 1980.
15. D. I. VLASOV, W. M. POLYAEV, *Using Hot-wire Probes for Investigation of Flow in the Boundary Layers Along a Permeable Surface*, DISA Inform. No. 18 1975.
16. F. H. CLAUSER, *Turbulent Boundary Layers in Adverse Pressure Gradients*, Journal of the Aero. Sci. vol. 21 1954.
17. T. СЕВЕЦИ, P. BRADSHAW, *Momentum Transfer in Boundary Layer*, Hemisphere Publishing Corp. London 1977.
18. D. COLES, *A Survey of Data for Turbulent Boundary Layers with Mass Transfer*, AGARD Conf. Proc. No. 93 on Turbulent Shear Flows London 1971.
19. H. W. COLLEMAN, *The Accelerated Fully Rough Turbulent Boundary Layer*, J. of Fluid Mech. 1977 vol. 82, part 3, p. 507.
20. J. W. ELSNER, *Turbulencja Przepływów*, PWN Warszawa 1987.
21. J. B. LAWN, J. of Fluid Mech. 1971 vol. 48, p. 477.
22. P. S. KLEBANOFF, *Characteristics of Turbulence in Boundary Layer with Zero Pressure Gradient*, NACA Rep. 1247, pp. 1135 - 1153 1955.
23. J. LAUFER, *The Structure of Turbulence in Fully Developed Pipe Flow*, NACA Rep. 1174, p. 1 1954.

Резюме

БАЛАНС ЭНЕРГИИ И СТРУКТУРА ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ НА ПРОНИЦАЕМОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Представлено результаты термоанемометрических измерений осредненных и пульсационных характеристик пограничного слоя на проницаемой поверхности при однородном отсосе. При учёте корреляционно-спектрального анализа получено значения членов уравнения кинетической энергии

турбулентности: порождения, диссипации, диффузии и конвекции. Приведенные данные свидетельствуют о существенном искажении внутренней структуры турбулентности и её вихревой картины в пограничном слое при наличии отсоса.

Summary

TURBULENCE STRUCTURE AND BALANCE OF TURBULENT KINETIC ENERGY IN BOUNDARY LAYER ALONG A PERMEABLE SURFACE

The effect of uniform wall suction on the mean flow characteristics and the turbulent structure of boundary layer on a permeable flat plate has been experimentally investigated.

The results discussed have included the mean velocity profiles, turbulent energy and Reynolds stress distributions, time-correlations and energy-spectra in turbulent boundary layer controlled by surface suction.

The energy-exchange processes have been analysed with special attention to the contribution of the production and dissipation terms for the total turbulent kinetic energy balance.

Praca wpłynęła do Redakcji dnia 3 listopada 1986 roku.