

Cezary KOLASA

## WŁAŚCIWOŚCI SWOBODNYCH ŚLABOBURZLIWYCH IZOTERMICZNYCH STRUMIENI POWIETRZA

**Streszczenie.** Ograniczenie burzliwego rozprzestrzeniania się zanieczyszczeń w pomieszczeniach wentylowanych o wymaganym wysokim stopniu czystości związane jest stosowaniem ślaboburzliwych strumieni powietrza. W pracy przedstawiono rezultaty badań niektórych turbulentnych parametrów swobodnego izotermicznego strumienia nawiewanego o niskiej burzliwości początkowej, w różnych odległościach od nasadki nawiewnej. W wyniku otrzymano zależności pozwalające na dobór wielkości nasadki nawiewnej i prędkości początkowej powietrza w zależności od cech geometrycznych układu.

### Wprowadzenie

Właściwa wentylacja tzw. "czystych pomieszczeń" [1] stanowi podstawowy warunek utrzymania wymaganej, wysokiej czystości powietrza, rozumianej w zależności od zastosowania jako czystość pyłowa (przemysł półprzewodników, optyczny, kosmiczny itp.) lub też mikrobiologiczna (sale oprecyjne, sterylne pomieszczenia produkcyjne w przemyśle farmaceutycznym, inkubatory, pomieszczenia do hodowli zwierząt SPP i inne).

Rozwiązanie tego zagadnienia wymaga jednoczesnego spełnienia następujących postulatów:

- wprowadzenia do pomieszczenia powietrza o określonej wymaganiami czystości,
- właściwego ukształtowania pola prędkości średnich w pomieszczeniu,
- stworzenia pożądanej turbulentnej struktury pola prędkości w całym pomieszczeniu lub jego części,
- stworzenia właściwych warunków mikroklimatu w przestrzeni przebywania ludzi.

Wysoką czystość powietrza stosunkowo najłatwiej uzyskać w obrębie strumienia nawiewanego, a dokładniej w obrębie tej części, która nie uległa wymieszaniu z powietrzem wewnętrznym, zwykle zanieczyszczonym na skutek istnienia wewnętrznych źródeł zanieczyszczeń pyłowych i mikrobiologicznych (ludzie, urządzenia). Wynika stąd wniosek, że struktura pola prędkości strumienia nawiewanego powinna być zbliżona do laminarnej, dzięki czemu penetracja zanieczyszczeń z otoczenie w obręb strumienia odbywać się może

tylko poprzez dyfuzję molekularną, której intensywność jest w stosunku do dyfuzji turbulენტnej pomijalnie mała.

Kolą badacza jest zatem:

- zbadanie warunków i możliwości uformowania strumienia nawiewanego o niskim poziomie turbulencji w otworze nawiewnym (strumień szaboburzliwy),
- określenie turbulენტnej struktury pola prędkości strumienia w celu wyróżnienia tej jego części, w której utrzymuje się niski poziom turbulencji (tzw. jądro bezfluktacyjne).

Badania te podjęto w ramach prac prowadzonych w Instytucie Ciepłownictwa, Wentylacji i Ochrony Powietrza Politechniki Śląskiej.

#### Program i metodyka badań

Badania obejmowały dwa etapy. W pierwszym z nich - przygotowawczym - dokonano analizy struktury pola prędkości tuż za nasadką nawiewną dla różnych materiałów porowatych, stanowiących uzbrojenie końcowe nasadki. W efekcie końcowym wytypowano gąbkę poliuretanową o grubości 20 mm jako to uzbrojenie otworu nawiewnego, które zapewni uzyskanie bezfluktacyjnej struktury początkowej strumienia i wyrównanego profilu prędkości średnich. Dodac można, że materiał ten posiada również dobre właściwości filtracyjne [2].

W drugim etapie badań celem było określenie zależności wiążących prędkość średnią strumienia i jej pulsacje z odległością od płaszczyzny otworu oraz średnią prędkością w otworze nawiewnym. W szczególności starano się ustalić kształt i zasięg jądra bezfluktacyjnego.

Dla zrealizowania tego programu badań wykonano, na specjalnie w tym celu zbudowanym stanowisku doświadczalnym (rys. 1), pomiary niektórych parametrów turbulენტnych pola prędkości:

- prędkości średniej  $\bar{w}$ ,
- skutecznej wartości fluktuacji prędkości  $w''$

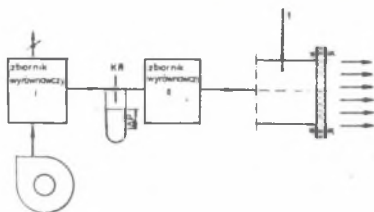
w różnych odległościach od płaszczyzny otworu wylotowego.

Na rys. 2 przedstawiono użyty w tym celu zestaw aparatury pomiarowej. Badania przeprowadzono dla otworu nawiewnego o rozmiarach:

$$h_0 = 0,36 \text{ m}$$

$$s_0 = 0,212 \text{ m}$$

$$\frac{s_0}{h_0} = 0,58$$



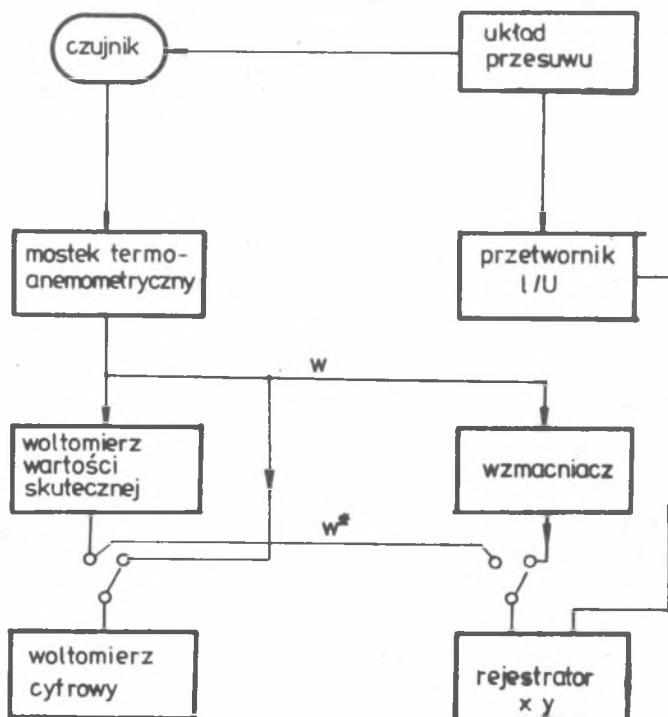
Rys. 1. Schemat stanowiska badawczego

Średnia prędkość w otworze nawiewnym zmieniana była w granicach od 0,2 do 0,7 m/s co ok. 0,1 m/s, co odpowiada zmianom liczby Reynoldsa w otworze nawiewnym do około 1700 do 117000.

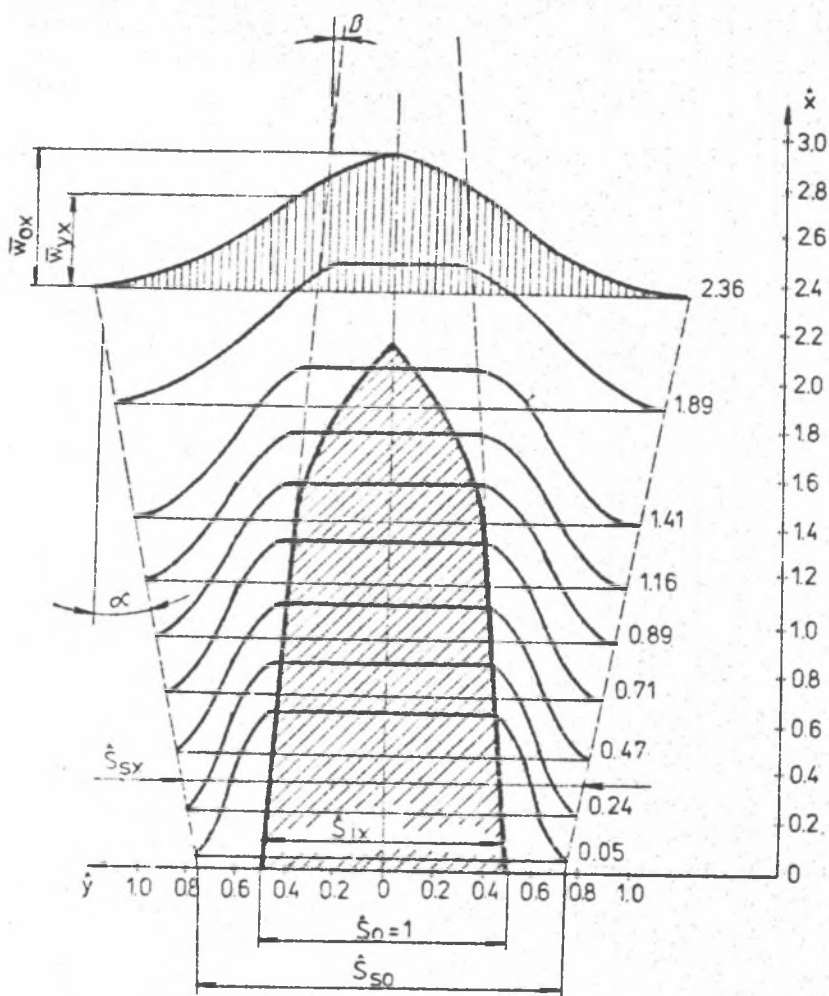
### Wyniki badań

#### 1. Prędkość średnia

Badano profile prędkości średnich w wybranych odległościach od płaszczyzny wylotu. Na rys. 3 przedstawiono przykładowo zestaw takich profili dla prędkości w otworze nawiewnym  $\bar{w}_{on} = 0.3$  m/s.



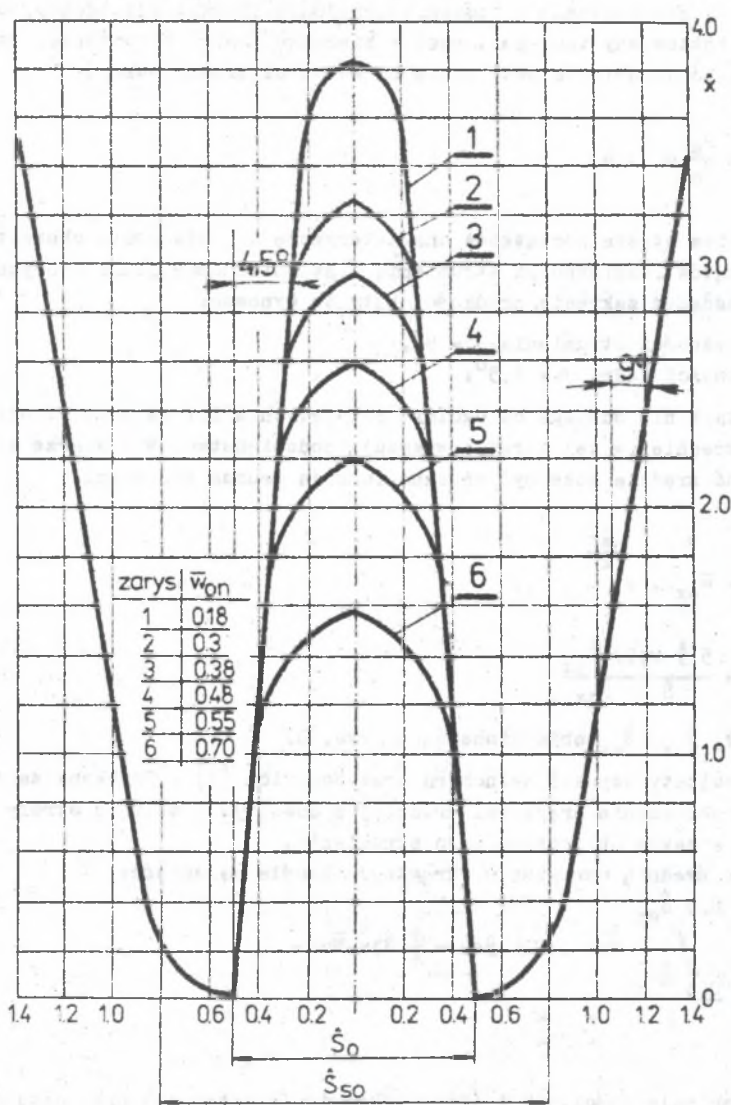
Rys. 2. Schemat blokowy aparatury pomiarowej



Rys. 3. Profile prędkości średniej dla  $\bar{w}_{on} = 0.3 \text{ m/s}$

Na tej podstawie wyznaczono charakterystyczne geometryczne cechy strumienia, tzn. kształt i zasięg jądra stałych prędkości oraz kształt i granice obszaru mieszania. Dane te przedstawiono na rys. 4. W badanym zakresie strumienia, obejmującym zasadniczo tzw. strefę początkową wyróżnić można trzy następujące po sobie części.

a) Strefa formowania strumienia o długości  $(0,3 - 0,5) S_0$  charakteryzuje się występowaniem stosunkowo znacznych gradientów prędkości średniej, co związane jest z niejednorodnością materiału filtracyjnego. Wzajemne



Rys. 4. Zarys granic strumienia i jądra stałych prędkości

oddziaływania między drobnymi strugami powietrza powodują stopniowe wyrównanie profilu prędkości. Na pobocznicę jądra stałych prędkości generuje się turbulentna warstwa mieszania, której obrys wyznacza granica strumienia. Przekrój poprzeczny strumienia przyjmuje kształt eliptyczny, czemu towarzyszy intensywny transport pędu w kierunku granic strumienia. Dzięki temu szerokość strumienia ustala się na wartości zredukowanej:

$$\bar{S}_{80} = \frac{S_8}{S_0} = 1,6$$

b) Właściwa strefa początkowa charakteryzuje się stałością charakterystycznych kątów rozbieżności strumienia oraz zbieżności jądra stałych prędkości. W zbadanym zakresie prędkości kąty te wynoszą:

- kąt rozbieżności strumienia  $\alpha = 9^\circ$ ,
- kąt zbieżności jądra  $\beta = 4,5^\circ$ .

Wartość kąta  $\alpha$  nie odbiega od ogólnie przyjętych w literaturze. Profile prędkości średniej w tej strefie wykazują podobieństwo. W obszarze mieszania prędkość średnia może być opisana funkcją Gaussa w postaci:

$$\bar{w}_{yx} = \bar{w}_{0x} \cdot e^{-\frac{z^2}{2}} \quad (1)$$

$$\text{gdzie } z = \frac{5(\hat{y}-0,5) \cdot \hat{S}_{jx}}{\hat{S}_{sx} - \hat{S}_{jx}} \quad (2)$$

wielkości  $\hat{y}$ ,  $\hat{S}_{jx}$ ,  $\hat{S}_{sx}$  objaśnione są na rys. 3.

Podobne rezultaty uzyskał Reinhard oraz Soehrich [3]. Uzyskana zależność pozwala na obliczenie prędkości średniej w dowolnym przekroju strefy początkowej, a także obliczenia pędu strumienia.

Prędkość średnią strumienia okrągłego określa zależność:

$$\hat{w}_x = \frac{0,5 \hat{S}_{sx} \int_0^{\hat{S}_{jx}} \bar{w}_{yx} \cdot 2\pi \cdot \hat{y} d\hat{y} + \frac{\pi}{4} \hat{S}_{jx}^2 \bar{w}_{0x}}{\frac{\pi}{4} \hat{S}_{sx}^2} \quad (3)$$

Wprowadzając zależności (1) i (2) i dokonując niezbędnych przekształceń, otrzymujemy:

$$\hat{w}_x = \bar{w}_{0x} \left[ 0,32 \left( 1 - \frac{\hat{S}_{jx}}{\hat{S}_{sx}} \right)^2 + \frac{\hat{S}_{jx}}{\hat{S}_{sx}} \left( 1 - \frac{\hat{S}_{jx}}{\hat{S}_{sx}} \right) + \left( \frac{\hat{S}_{jx}}{\hat{S}_{sx}} \right)^2 \right] \quad (4)$$

Podobnie dla pędu otrzymujemy:

$$J_x = \int_{0,5 \hat{S}_{jx}}^{0,5 \hat{S}_{sx}} \frac{\hat{S}_{sx}^2}{W_{yx}} \cdot 2\pi \hat{y} d\hat{y} + \rho \frac{\pi}{4} \cdot \hat{S}_{jx}^2 \cdot \bar{w}_{on}^2 \quad (5)$$

Pęd wyrazić można również w odniesieniu do pędu w otworze nawiewnym. Otrzymujemy wtedy następujące wyrażenia na pęd względny:

$$\frac{J_x}{J_0} = \hat{J}_x = \hat{S}_{sx}^2 \left(\frac{S_0}{b_0}\right) \left[ 0,708 \frac{\hat{S}_{ix}}{\hat{S}_{sx}} \left(1 - \frac{\hat{S}_{ix}}{\hat{S}_{sx}}\right) + 0,16 \left(1 - \frac{\hat{S}_{ix}}{\hat{S}_{sx}}\right)^2 + \left(\frac{\hat{S}_{jx}}{\hat{S}_{sx}}\right)^2 \right] \quad (6)$$

Równania (6) może posłużyć do kontroli otrzymanych z pomiarów zależności geometrycznych:

dla  $\alpha = 9^\circ$  i  $\beta = 4,5^\circ$  (rys. 4)

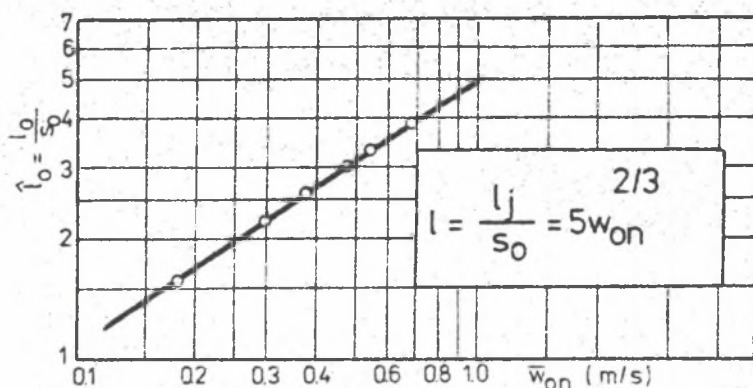
$$\frac{\hat{S}_{ix}}{\hat{S}_{sx}} = \frac{1 - 0,1574 \hat{x}}{1,6 - 0,317 \hat{x}} \quad (7)$$

W tabelicy 1 przedstawiono obliczone wg zależności (4) i (6) wartości względnego pędu strumienia i średniej prędkości powietrza dla różnych odległości od nasadki nawiewnej. Stopniowy wzrost pędu strumienia wykazany w tabelicy wynika z płynnej zmiany kształtu przekroju poprzecznego z eliptycznego na kołowy, co powoduje, że dopiero w końcu strefy rzeczywisty kształt strumienia odpowiada dokładnie założeniu modelu obliczeniowego.

Tabela 1

Zestawienie obliczeń zmian pędu strumienia w zależności od odległości od płaszczyzny otworu nawiewnego

$\hat{x}$	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0
$\frac{\bar{w}_x}{\bar{w}_{on}}$	0,594	0,54	0,496	0,46	0,432	0,408
$\hat{J}_x$	0,88	0,91	0,922	0,944	0,97	0,99



Rys. 5. Zasięg jądra stałych prędkości w osi strumienia

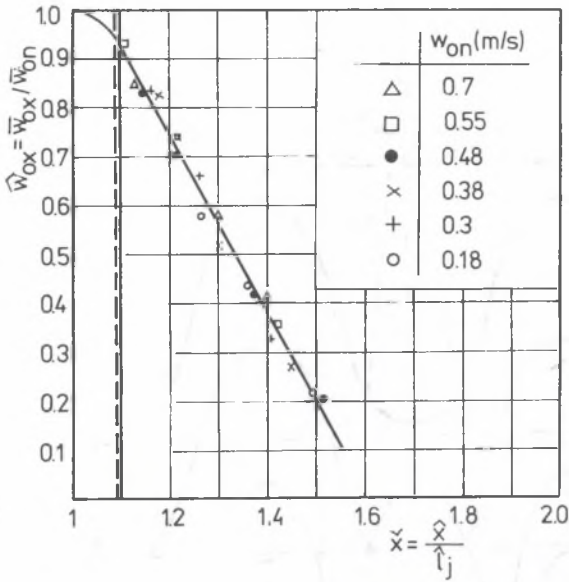
c) Strefa zaniku jądra stałych prędkości o długości ok.  $0,4 S_0$ . Zasięg jądra stałych prędkości uzależniony jest od prędkości nawiewu powietrza, co pokazano na rys. 5. Na rysunku tym podano również analityczny zapis tej zależności. Podłużne profile prędkości osiowej  $w_{ox}$  wykazują podobieństwo, które zbadano, przedstawiając na rys. 6 zależność:

$$\frac{\bar{w}_{ox}}{\bar{w}_{ou}} = \hat{w}_{ox} = f\left(\frac{x}{l_j}\right) \quad (a)$$

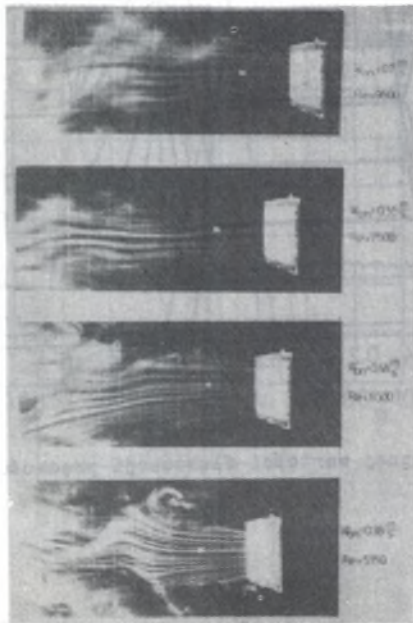
Z rysunku tego wynika, że w strumieniu nie występuje praktycznie strefa przejściowa, a bezpośrednio za strefą początkową występuje strefa główna.

Końcowe odcinki strefy początkowej cechuje wzrost kąta zbieżności jądra stałych prędkości. Jest to spowodowane z jednej strony ustaleniem się charakterystycznych dla głównej strefy strumienia zależności geometrycznych. Wzrostowi kąta rozwarcia strumienia do wartości  $\alpha = 12,5^\circ$  towarzyszy transport pędu od jądra do obszaru mieszania, a więc zmniejszenie szerokości jądra. Z drugiej strony pewien wpływ na uzyskany w pomiarach kształt jądra stałych prędkości ma zaobserwowane zjawisko niestabilności przestrzennej strumienia. Na rys. 7 przedstawiono uzyskany w drożdże wizualizacji obraz strumienia dla różnych prędkości średnich. Można zauważyć widoczne falowanie strumienia, wskutek czego jego oś podłużna nie jest linią prostą lecz falistą. Zjawisko to powoduje, że w przypadku umieszczenia czujnika pomiarowego na teoretycznej granicy jądra stałych prędkości w rzeczywistości będzie on okresowo "wypadał" z obszaru jądra do strefy mieszania. W efekcie pomiar prędkości średniej obliczony jest pewnym błędem, tym większym, im dłuższy jest czas przebywania czujnika poza jądrem i im mniejsza jest średnia prędkość w obszarze poza jądrem.

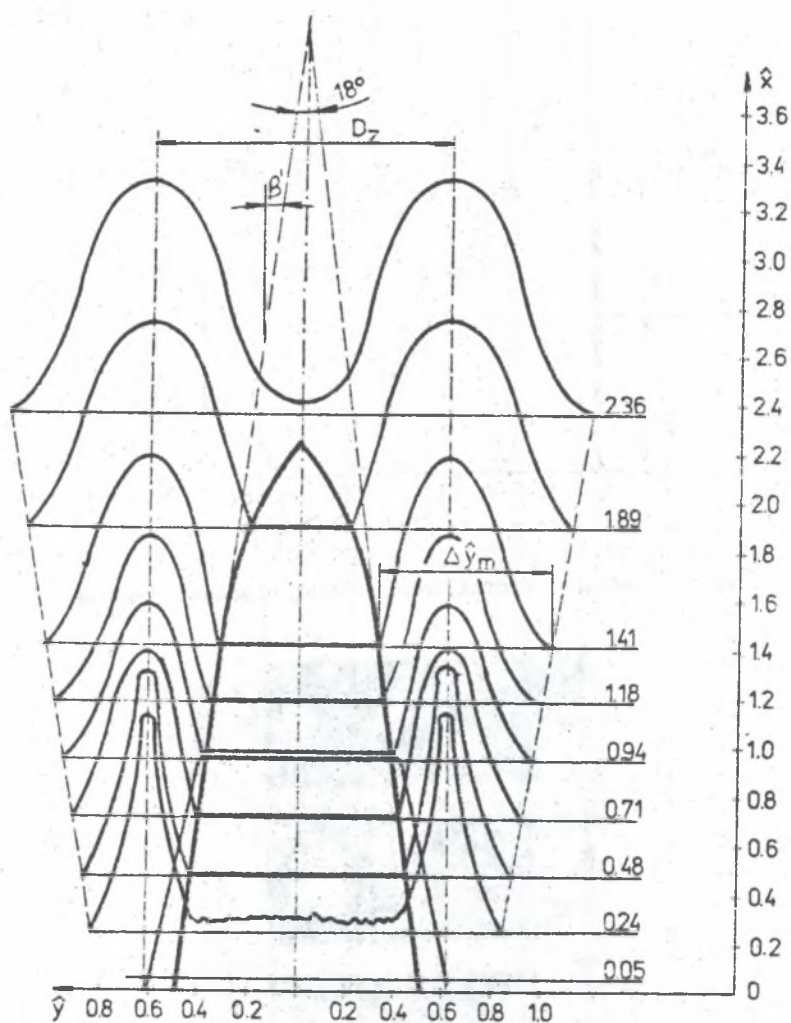




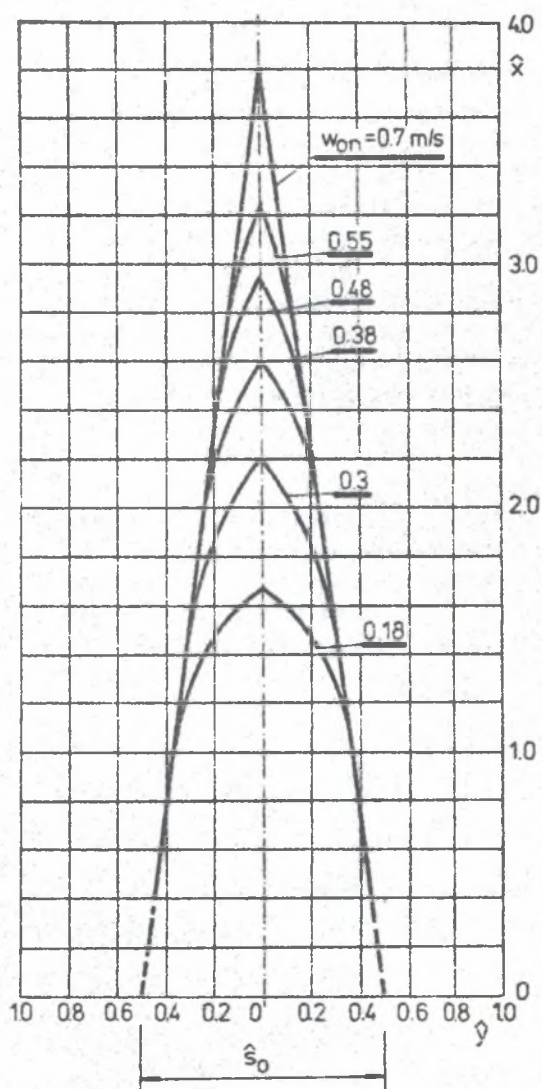
Rys. 6. Podłużny profil zredukowanej prędkości osiowej



Rys. 7. Wizualizacja badanego strumienia



Rys. 8. Profile skutecznej wartości fluktuacji prędkości dla  $\bar{w}_{ou} = 0,3$  m/s



Rys. 9. Kształt i zasięg jądra bezfluktacyjnego

## 2. Skuteczna wartość fluktuacji prędkości

Na rys. 8 przedstawiono przykładowo profile skutecznej wartości fluktuacji prędkości  $w^*$  zmierzone dla  $\bar{w}_{on} = 0,3$  m/s. W oparciu o uzyskane w ten sposób dane na rys. 9 przedstawiono kształt i zasięg bezfluktuacyjnego jądra strumienia dla różnych prędkości początkowych. Ze względu na zastosowaną metodę pomiarów czujnikiem jednowłóknowym, profile te przedstawiają wartość skuteczną fluktuacji prędkości efektywnej. Ze względu na niski poziom turbulencji w bliskości jądra bezfluktuacyjnego można wg Popiołka [4] przyjąć, że są to fluktuacje podłużne wektora prędkości. Z publikowanych prac dotyczących turbulentnej struktury strumieni wentylacyjnych [3] wynika, że profile fluktuacji podłużnych i poprzecznych są podobne, co objawia się między innymi tym, że w dowolnym przekroju poprzecznym, odległym o  $x$  od nasadki nawiewnej, maksima fluktuacji poprzecznych i podłużnych leżą w tej samej odległości od osi strumienia. Fluktuacje określają naprężenia styczne zgodnie z zależnością:

$$\tau = -\rho \cdot \overline{w'_x \cdot w'_y} \quad (9)$$

Maksimum naprężeń stycznych wystąpi zatem wtedy, gdy maksimum osiągnie skuteczna wartość fluktuacji prędkości efektywnej  $w$ .

Z analizy profili fluktuacji wynika, że dla całego zbadanego zakresu prędkości maksimum naprężeń stycznych występuje (w obrębie strefy początkowej) na powierzchni cylindrycznej, o średnicy równej zastępczej średnicy otworu nawiewnego:

$$D_z = \frac{2S_0 \cdot h_0}{h_0 + S_0} = 1,26 S_0 \quad (10)$$

$$\hat{D}_z = 1,26$$

Dla dowolnego poprzecznego przekroju poprzecznego strumienia różnica współrzędnych  $y$  i maksimum naprężeń stycznych i granicy jądra bezfluktuacyjnego wynosi:

$$\Delta \hat{y} = 0,4 \Delta \hat{y}_m \quad (11)$$

gdzie  $\Delta \hat{y}_m$  jest szerokością obszaru mieszania (rys. 7). Świadczy to o tym, że szerokość obszaru mieszania nie zależy od prędkości początkowej strumienia. Potwierdza to również słuszność równania (1).

Z klasycznej interpretacji naprężeń stycznych:

$$\tau = -\rho \cdot 1^2 \left( \frac{\partial \bar{w}_x}{\partial y} \right) \frac{\partial w_x}{\partial y} \quad (12)$$

wynika, że maksimum naprężeń stycznych występuje dla maksimum gradientu prędkości. W funkcji Gaussa (równanie (1)) maksymalny gradient występuje w punkcie przegięcia, którego położenie można wyznaczyć z zależności:

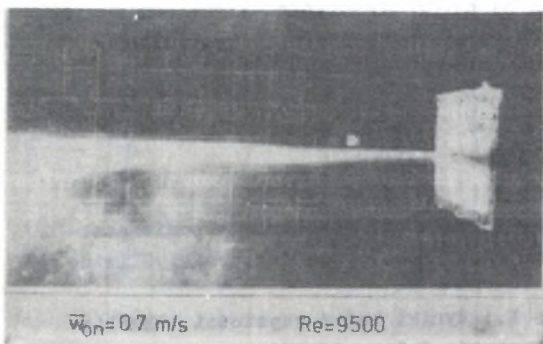
$$\frac{d_2 \left( e^{-\frac{z^2}{2}} \right)}{dy^2} = 0 \quad (13)$$

Z zależności tej otrzymujemy  $z = 1$ .

Ponieważ  $2,5 z \approx \Delta y_m$ , stąd  $z \approx 0,4 \Delta y$ , co znalazło potwierdzenie w doświadczeniu.

Zasięg jądra bezfluktuacyjnego jest zgodny z zasięgiem jądra stałych prędkości.

W strefie formowania strumienia występują gradienty prędkości pomiędzy poszczególnymi drobnymi strumieniami powietrza, wypływającymi z porowatej struktury gąbki. Wskutek ich drobnych przemieszczeń, prostopadłych do osi strumienia, przepływ ma charakter intermitentny, co aparatura pomiarowa rejestruje jako fluktuację prędkości. Fluktuacje te nie są jednak turbulentnymi zawirowaniami, co zostało potwierdzone przez wizualizację rozprzestrzeniania się dymu w strumieniu (rys. 10). Kąt zbieżności jądra wynosi  $\beta' = 9^\circ$ . W strefie zaniku kąt ten wzrasta. W rezultacie na całej swej długości jądro bezfluktuacyjne jest węższe od jądra stałych prędkości. Rozbieżność ta związana jest (poza niedoskonałością metod pomiarowych) z omówionym w punkcie 1 procesem wewnętrznej intermitencji strumienia.



Rys. 10 Wizualizacja rozprzestrzeniania się cząstek dymu w obrębie jądra bezfluktuacyjnego

Z użytkowego punktu widzenia ważny jest nie rzeczywisty geometryczny kształt jądra stałych prędkości, lecz taki jego obraz, cechujący się wysokim prawdopodobieństwem występowania. Przedstawione na rys. 8 i 9 zarysy spełniają ten postulat.

Zastosowanie wyników badań do kształtowania strumieni nawiewanych do czystych pomieszczeń

Jednym ze sposobów stosowanych w wentylacji czystych pomieszczeń jest nawiew wprost na chronioną powierzchnię roboczą powietrza o wymaganym stopniu czystości. W tym celu należy ograniczyć mieszanie się powietrza na-

wiewanego z powietrzem w pomieszczeniu. Warunki takie spełnia jądro bezfluktacyjne, w obrębie którego penetracja zanieczyszczeń może odbywać się tylko drogą dyfuzji molekularnej i jest przez to ograniczona. Podane wcześniej rozmiary i zasięg jądra bezfluktacyjnego o wysokim prawdopodobieństwie występowania pozwalają na określenie wymiarów nasadek nawiewnych w funkcji pola powierzchni chronionych. Jednocześnie możliwe jest określenie obszaru mieszania.

### Wnioski

Przedstawione badania umożliwiły rozpoznanie kształtu geometrycznego i właściwości pola prędkości strumienia swobodnego o określonych warunkach generacji. Z badań tych wyprowadzić można następujące wnioski:

- a) Uzbrojenie otworu nawiewnego w warstwę porowatą umożliwia utworzenie jądra bezfluktacyjnego o bezgradientowym profilu prędkości średniej.
- b) Geometryczne parametry strumienia w strefie początkowej, tj. średnica jądra bezfluktacyjnego, średnica obszaru mieszania, kąt rozwarcia strumienia, nie wykazują zależności od liczby Reynoldsa, a związane są z rozmiarem otworu nawiewnego.
- c) Zasięg jądra bezfluktacyjnego wysokiego prawdopodobieństwa jest uzależniony od początkowej prędkości strumienia.
- d) Bezwymiarowe profile prędkości średnich oraz fluktuacji prędkości cechuje podobieństwo niezależnie od liczby  $Re$  w otworze nawiewnym.
- e) Występująca niestabilność przestrzenna osi strumienia stwarza konieczność statystycznej oceny wyników pomiarów oraz określenia prawdopodobieństwa pomiaru bezbłędnego w oparciu o przyjęte modele matematyczne.
- f) Uzyskane z badań wyniki pozwalają na dobór właściwości strumieni nawiewnych, dla otrzymania określonych warunków czystości w wydzielonych czystych pomieszczeniach.

### LITERATURA

- [1] Kolasa G.: Możliwości ograniczenia turbulencji powietrza w pomieszczeniach o wymaganym wysokim stopniu czystości. Praca doktorska, Gliwice 1980.
- [2] Majewska G., Gasek R., Muchowska M.: Wyniki badań czystości mikrobiologicznej leków recepturowych. *Farmacja Polska* 1/1971.
- [3] Soehrich E.: Samomodelowanie przepływu turbulentnego w badaniach modelowych procesów wentylacji. Praca doktorska, Gliwice 1979.
- [4] Popiołek Z.: Dobór przetworników pomiarowych do badania ruchu gazu w procesach wentylacji i odpylania. Praca doktorska, Gliwice 1979.

## СВОЙСТВА СВОБОДНЫХ СЛАБОТУРБУЛЕНТНЫХ ИЗОТЕРМИЧЕСКИХ ПОТОКОВ ВОЗДУХА

## Р е з ю м е

В данной работе представлены результаты исследования некоторых турбулентных параметров свободного изотермического входного потока с низкой начальной турбулентностью при различном расстоянии от входного патрубка. В результате получены зависимости позволяющие на подбор величины патрубка и начальной скорости воздуха в зависимости от геометрических параметров системы.

## PROPERTIES OF FREE WEAK-TURBULENT ISOTHERMIC AIR FLOWS

## S u m m a r y

Limitation of turbulent circulation of pollutions in ventilation rooms with high degree of cleanness is connected with the use of weak-turbulent air flows. Results of the tests of some turbulent parameters of free isothermic flow with small initial turbulency in different distances from the ventilation head are presented. The choice of the ventilation head and the initial velocity depending on the geometric features of the system is possible on the base of the results.