

EXPERIMENTELLE UND THEORETISCHE UNTERSUCHUNGEN VON GASWIRBELSTRÖMUNGEN IN ZYKLONKAMMERN MIT LASER-DOPPLER- ANEMOMETRIE

I.A. Usatschjov*, J.L. Leuchin*, E.N. Saburov*, W. Garen**

* Staatliche Technische Universität Archangelsk, Russland.

** FH OOW Emden, Deutschland,

Abstract

In dieser Arbeit werden physikalische Eigenschaften hydrodynamischer Wechselwirkungen der Gaswirbelströmungen mit einem von der aerodynamischen Achse der Zyklonkammer verschobenen Zylinder analysiert.

Einleitung

Die Drehung des Wärmeträgers ist eine der Hauptmethoden um die Effektivität des Wärmestromes von Erwärmungsanlagen und Wärmeaustauschern zu erhöhen. Die Untersuchung der Strömungsstruktur ist von großer Bedeutung für das Verständnis der physikalischen Gesetzmässigkeiten der Hydrodynamik und des Wärmeaustausches in Wärmeaustauschern durch die Drehströmung des Wärmeträgers. Im Rahmen der internationalen wissenschaftlichen Zusammenarbeit zwischen der Staatlichen Technischen Universität Archangelsk (AGTU) und der Fachhochschule Ostfriesland (FHOO) wurde im Labor für angewandte Lasertechnik im Jahre 2001 eine Experimentieranlage für Untersuchungen der Wirbelströmungen in Zyklonkammern für verschiedene Konfigurationen gebaut. Auch wurden mehrere experimentelle, wissenschaftlich interessante Untersuchungen durchgeführt [1].

In dieser Arbeit werden physikalische Eigenschaften der Umströmung eines Zylinders (der zu erwärmende Stab, Wärmeaustauschfläche) mit den Gaswirbelströmungen im Model der Zyklonerwärmungsanlage untersucht. Die Untersuchungen wurden für verschiedene Abstände des Stabes von der aerodynamischen Achse der Zyklonkammer durchgeführt. Die Umströmung der von der aerodynamischen Achse der Zyklonkammer verschobenen Stäbe ist ein komplizierter hydrodynamischer Vorgang, der von der gemeinsamen Wirkung ihrer Durchmesser, der Längen, der Anzahl, der Verschiebungswerte und der geometrischen Charakteristik der Zyklonkammer abhängt [1]. Die Reynoldszahl hat auch einen großen Einfluss auf die Eigenschaften der Umströmung.

Untersuchungsmethode

Die Untersuchungen wurden im Strömungslabor der FHOO in Emden mit einer universalen Experimentalanlage (Abb.1) durchgeführt. Sie besteht aus einem LDA- Messsystem und einem multifunktionalen Model der Zyklonkammer. Das Model besteht aus einem glatten Zylinder mit einem inneren Durchmesser $D = 2R = 179$ mm und einer Länge $L=272$ mm aus Plexiglas. Die Luft tritt tangential in zwei gegenüberliegenden rechteckigen Kanälen mit einem Querschnitt von $h=13$ mm x 40mm ein. Das dimensionslose Flächenverhältnis des

Strömungseintritts $\bar{f}_{\text{ein}} = 4f_{\text{ein}}/\pi D^2$ beträgt $4,13 \cdot 10^{-2}$. Die Luft kommt aus der achsensymmetrischen Öffnung 3 im Oberteil der Zyklonkammer. Der relative Durchmesser der Austrittsöffnung $\bar{d}_{\text{aus}} = d_{\text{aus}}/D$ beträgt 0,4.

Der Zylinder aus Plastik hat eine Länge von 231,5 mm und einen Durchmesser von 61,5 mm und entspricht dem Parameter $\bar{d} = d/D = 0,344$. Der Abstand zwischen den Grundflächen des Stabes und des Zyklonmodells an beiden Seiten beträgt 23 mm. Die Größen der relativen Verschiebung des Stabes $\bar{e} = e/R$ hatte folgende Werte: $\bar{e} = 0; 0,034; 0,067; 0,134; 0,190; 0,258$ ($e=0, 3, 6, 12, 17, 23$ mm).

Die Verteilungen der tangentialen und axialen Komponenten des Geschwindigkeitsvektors wurden mit Hilfe der LDA im Querschnitt der Zyklonkammer bei $\bar{z} = 0,670$ ($\bar{z} = z/D$ - dimensionlose Koordinate von der Grundfläche der Zyklonmodel aus) gewonnen.

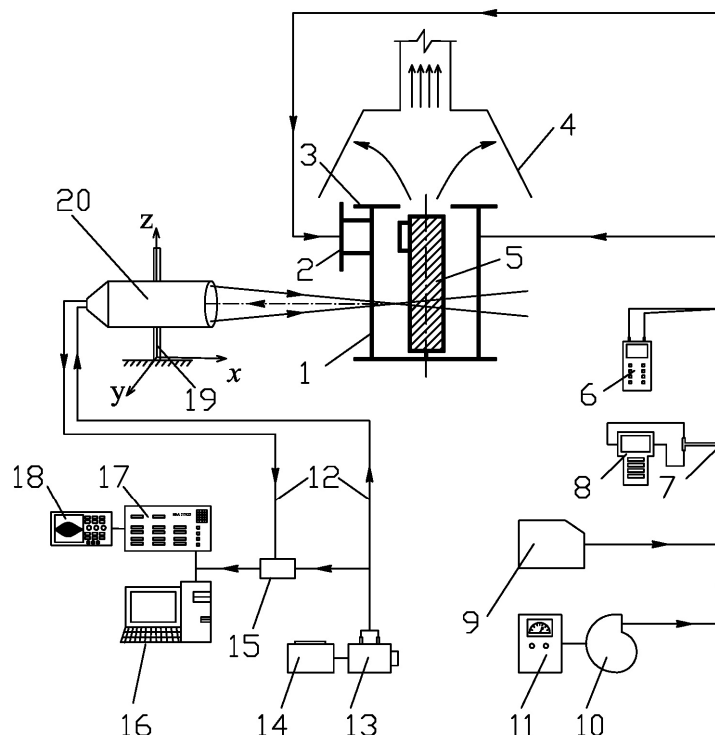


Abb.1: Schema des experimentalen Aufbaus zur Wirbelströmungsuntersuchungen.
 Bedeutung: 1 – Zyklonkammer; 2 – Eintrittskanal; 3 – Austritt; 4 – Ventilation; 5 - Zylinder;
 6 - Digitalthermometer; 7 - Pitot- Rohr; 8 – digitales Mikromanometer; 9 -Nebelgenerator;
 10 - Luftgebläse; 11 - Spannungseinstelleinheit des Gebläses; 12 - Lichtleiter; 13 - optischer
 Kommutator; 14 - Laser; 15 – Photomultiplier; 16 - Computer mit Software; 17 - BSA-Controller
 57N20; 18 - Oszilloskop; 19 - Verschiebesystem der Sonde; 20 - optische Sonde.

Als Laser wurde ein luftgekühlter Ar-Ion-Laser ("Ion laser technology" (USA)) mit $\lambda=514,5$ nm verwendet. Das optische Messvolumen hatte folgende Abmessungen: In axialer und azimuthaler Richtung - 0,047mm, in radialer Richtung - 0,58 mm. Die Signalverarbeitung und -darstellung der Messergebnisse wurde mit der Software «BSA Flow Software 2.12» realisiert. Die Software steuert auch die Verschiebung der optischen Sonde. Über den BSA-Kontroller können die Mittel- und Schwankungswerte der Komponenten des Geschwindigkeitsvektors in dem Messpunkt bestimmt werden.

Die LDA- Anlage erlaubte nur die Messung einer Komponente des Geschwindigkeitsvektors. Die Messungen weiterer Komponenten des Geschwindigkeitsvektors wurden durch Drehung der Sonde um 90 Grad durchgeführt. Die Lufttemperatur im Zyklonmodell wurde mit einem

elektronischen Thermometer MD3060 „Beckmann+ Egle“ 4 mit der Präzision 0,1°C gemessen.

Der Luftvolumenstrom wurde durch Drehzahländerung des Luftgebläses 10 mit Hilfe der elektronischen Bedienung 11 durchgeführt. Die Untersuchungen wurden bei Reynoldszahlen $Re = (2,38...24,70) \cdot 10^4$ ($Re = V_{ein}D/\nu$, V_{ein} - mittlere Geschwindigkeit in den Eintrittskanälen der Zyklonkammer, ν - kinematische Zähigkeit) ausgeführt.

Untersuchungsergebnisse

Bei der Anordnung des Zylinders auf der Achse der Zyklonkammer werden relativ hohe Geschwindigkeiten in der Verteilung der aerodynamischen Charakteristik der Wirbelströmungen nach dem Perimeter und der Höhe des Zyklons erreicht. Bei niedrigen Verschiebungswerten des Stabes ($\bar{e} = 0,034$) von der Achse der Zyklonkammer konzentriert sich die Wirbelströmung um den Zylinder und folgt dem Zylinder bei der Verschiebung. Aber sogar schon bei solchen geringen Verschiebungen wird die Symmetrie der Umströmung des Zylinders, besonders in seiner Nähe, gestört. Die Änderung des dimensionslosen Radius $\bar{r}_{\varphi m} = r_{\varphi m} / R$, der die Maximumlage von der tangentialen Komponente des gesamten Geschwindigkeit $\bar{w}_{\varphi m} = w_{\varphi m} / V_{ein}$ charakterisiert, ähnelt einer Sinuslinie mit einem Maximum im Punkt $\varphi = 0^\circ$ (φ - Winkel mit dem Scheitelpunkt auf der Achse der Zyklons, der in seinem Querschnitt in Richtung der Hauptströmung von der Ebene der Zylinderverschiebung gemessen wird) und mit einem Minimum im Punkt $\varphi = 180^\circ$, bei gleicher Grösse der Zylinderverschiebung (Abb.2). Auch das Aussehen der axialen Strömungen ändert sich.

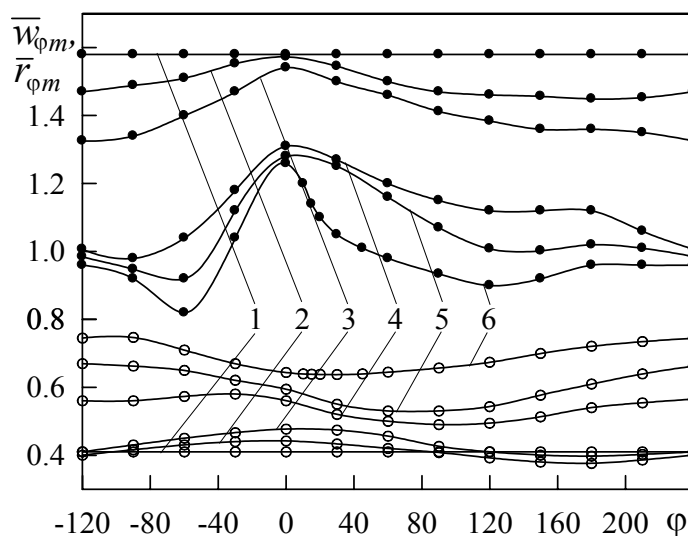


Abb. 2: Die Änderung $\bar{w}_{\varphi m}$ (schwarze Punkte) und $\bar{r}_{\varphi m}$ (helle Punkte) nach dem Perimeter von dem Querschnitt der Zyklonkammer bei verschiedenen Zylinderverschiebungen von der Achse:
 1 - $\bar{e} = 0$; 2 - 0,034; 3 - 0,067; 4 - 0,134; 5 - 0,190; 6 - 0,257

Bei der Verschiebung des Zylinders von der Wirbelströmungsachse $\bar{e} \geq 0,067$ wird der beständige Charakter der Umströmung an der Fläche des Zylinders gestört. Die Stromlinien sehen in diesem Fall wie eine Ellipse mit der grossen Achse in der Verschiebungsebene aus. Die Störung stürzt von der Zylinderebene ab, es entsteht eine Rückströmung, die, wechselwirkend mit der Hauptströmung, die Bildung des sekundären Wirbels im Bereich $\varphi_d \approx 180^\circ$ (φ_d - Winkel mit dem Scheitelpunkt auf der Achse des Zylinders, der in Richtung der

Hauptströmung von der Ebene der Zylinderverschiebung gemessen wird) hervor ruft . Bei $\bar{e} = 0,067$ stürzt die Strömung von der Zylinderfläche beim Winkel $\varphi_d = 107^\circ$ ab und schliesst sich bei $\varphi_d = 202^\circ$ wieder an. Die beidseitige Umströmung des Zylinders beginnt sich mit dem Haupt- und sekundären Wirbeln zu formieren. Die axiale Symmetrie von der tangentialen und axialen Geschwindigkeit wird zerstört.

Bei grossen Verschiebungen von der Achse der Zyklonkammer $\bar{e} \geq 0,134$ bilden der Zylinder und die Seitenfläche des Arbeitsvolumens von dem Zyklon einen gekrümmten Kanal des Typs „Düse -Diffusor“, dabei hängt das Profil dieses Kanals nicht nur von den Werten D , d und e , sondern auch von der Anordnung und der Zonengrösse der sekundären Strömungen an der Fläche des Zylinders ab.

In Abb.3 sind die Verteilungen der dimensionslosen tangentialen Geschwindigkeit w_φ ($\bar{w}_\varphi = w_\varphi/V_{\text{ein}}$), Stromlinien und Isotachen der tangentialen und axialen Geschwindigkeit w_z ($\bar{w}_z = w_z/V_{\text{ein}}$) bei der Umströmung des Zylinders mit $\bar{e} = 0,190$ dargestellt. Die Strömung im „Düsenbereich“ mit der Annäherung zum engsten Querschnitt $\varphi = 0^\circ$ steigert die tangentiale Geschwindigkeit und baut ihr Profil um. Das Maximum \bar{w}_φ nähert sich zur Fläche des Zylinders und vergrössert den Wert. Die Strömung wird dabei unter Wirkung des negativen Druckgradienten umgesetzt, der der Strömungsbeschleunigung hilft. In dem „Diffusorteil“ des Querschnittes ($\varphi > 0^\circ$), verhindert der positive Druckgradient

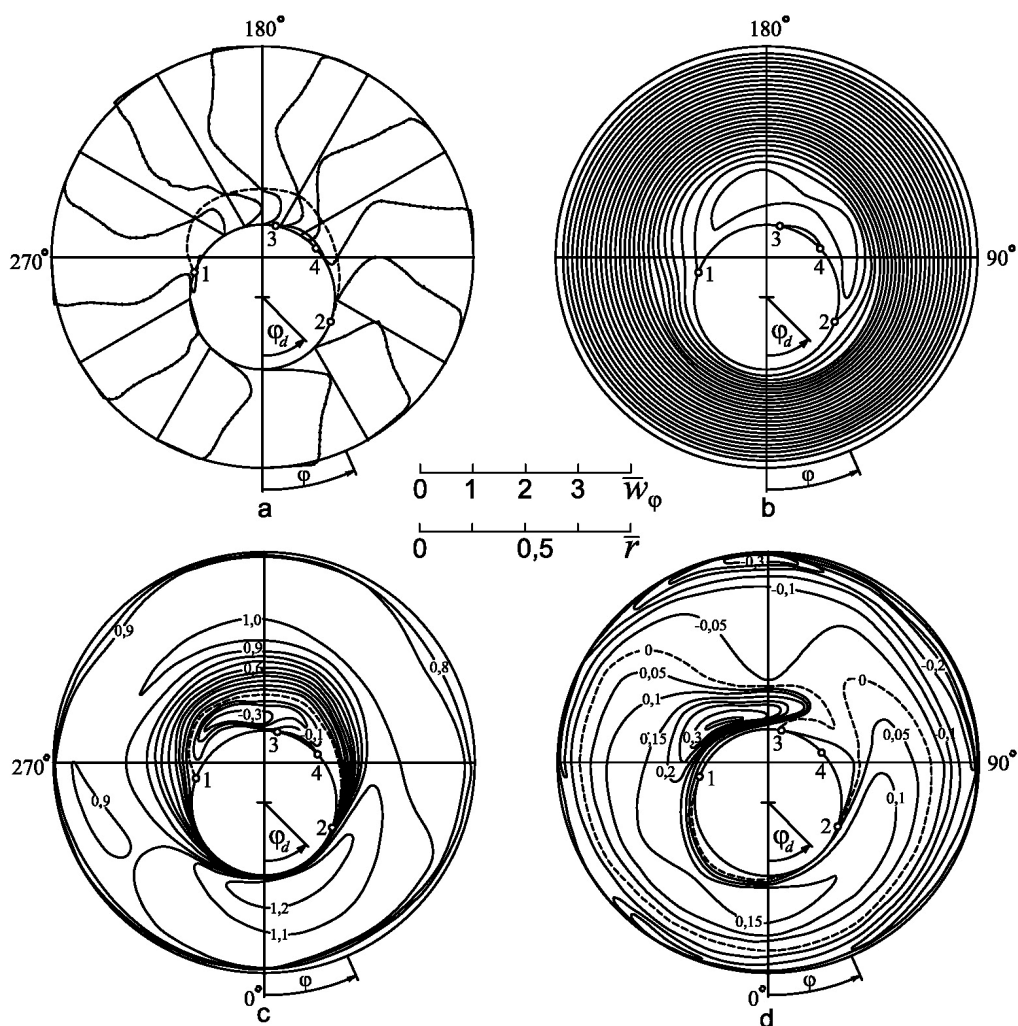
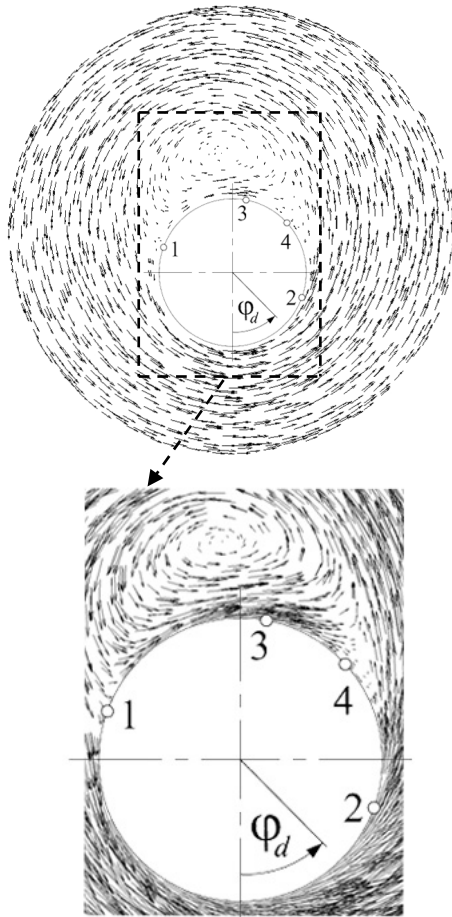


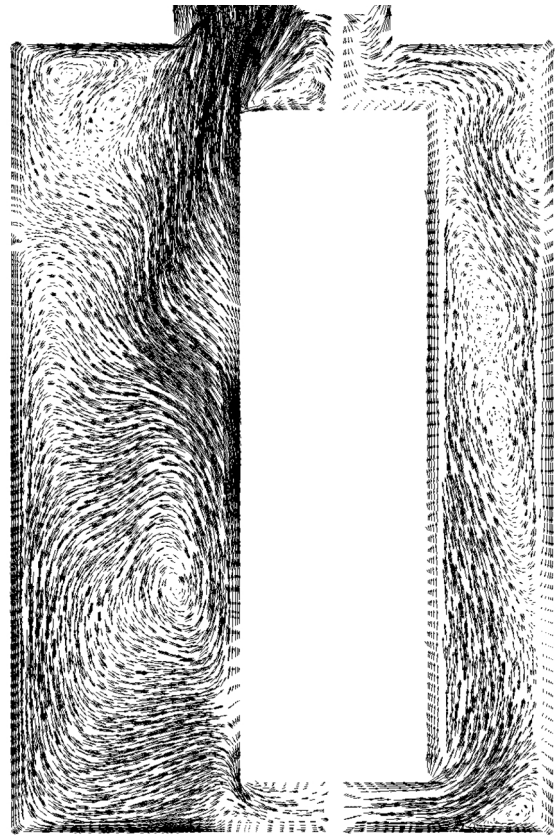
Abb. 3: Die Verteilungen der tangentialen Geschwindigkeit (a), Stromlinien (b), Isotachen der tangentialen (c) und axialen (d) Geschwindigkeiten bei der Umströmung des Zylinders ($\bar{e} = 0,190$)

die weitere Strömung an der Fläche des Zylinders und führt zum Absturz im Punkt 2. An der gegenüberliegenden Seite ist der Sekundärwirbel, dessen Intensität und Abmessungen mit Erhöhung von \bar{e} steigen. Die Grösse des sekundären Wirbels kann man mit Hilfe der Lage der Nullstromlinie bestimmen, die sich zwischen den Punkten 1 und 2 befindet. Bei der weiteren Verschiebung des Zylinders wird die Grösse des sekundären, induzierten Wirbels erhöht und die Nullstromlinie wird von dem Zylinder auf grösseren Abstand abgelenkt. Die Teilungsgrenze der Hin- und Rückströmungen im sekundären Wirbel (Isotache des Nullwertes von der tangentialen Geschwindigkeit) ist in Abb.3c mit Hilfe einer Strichlinie dargestellt und beginnt im Punkt 1. Der sekundäre Wirbel stürzt von der Fläche des Zylinders im Punkt 3. Zwischen den Punkten 2 und 3 befindet sich der Bereich der Strömung mit der komplizierten kinematischen Struktur, in der auch die Rückströmung existiert. An der Zylinderfläche wird die Strömung in Richtung Punkt 2 umgelenkt. Infolge des Absturzes der Hauptströmung von der Fläche des Zylinders injiziert ein Teil des abgestürzten sekundären Wirbels und schliesst im Punkt 4 wieder an. Zwischen den Punkten 3 und 4 entsteht eine enge abstürzende Blase. Bei $\bar{e} \geq 0,134$ existieren auf der Fläche des Zylinders zwei kritische Punkte: Der vordere Punkt 1 (befindet sich an der Stelle der Teilung Haupt- und sekundäre Strömungen), und der hintere Punkt 2 (in diesem Punkt treffen sich die Nulllinien, die sich um den Zylinder schmiegen).

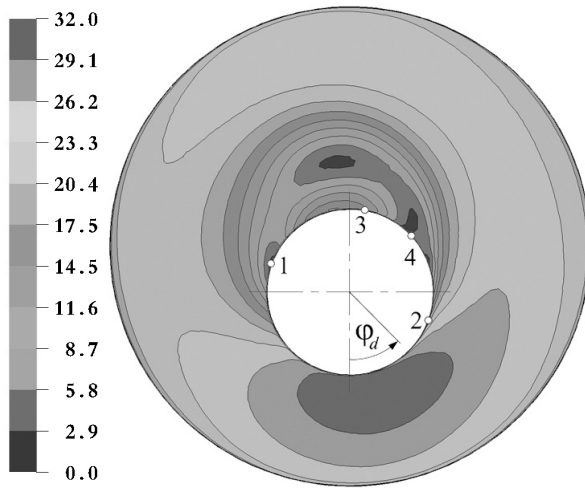
Bei $\bar{e} \geq 0,134$ wird ein einheitliches Bild der Umströmung des Zylinders erreicht. Der Punkt 1 befindet sich auf der Fläche des Zylinders bei $\varphi_d = 245...250^\circ$. Mit Erhöhung der Verschiebung wird der Absturzpunkt von der Strömung 2 zum verengten Querschnitt verschoben, dies wird mit der Steigerung der Strömungszusammenpressung erklärt. Die Punkte 3 und 4 werden auch im Bereich kleinerer Winkel φ_d umgesetzt. Die Analyse der Änderung der Isotachen von der axialen Geschwindigkeit (Abb.3d) zeigt, dass im sekundären Wirbel ein intensiver Gasabfluss in Richtung der Austrittsöffnung erfolgt. Die Werte der axialen Geschwindigkeiten sind in diesem Bereich mit den tangentialen Werten vergleichbar. Der Charakter der Verteilung der Isotachen \bar{w}_z ist kompliziert und achsenunsymmetrisch im anderen Teil des Querschnitts. Es zeigt sich, dass die Verschiebung des Zylinders von der aerodynamischen Achse der Zyklonkammer zu einer stärkeren sekundären Strömung sowohl in der quer – als auch in der axialen Richtung führt. Die Vermutung einer gleichmässigen Verteilung des Stroms über der Länge der Zyklonkammer und einen flachen Charakter der Strömung bei der Umströmung des verschobenen Zylinders von der Achse, besonders im Bereich sekundären Wirbels, ist annähernd richtig. Diese Schlussfolgerung bestätigen auch die Ergebnisse der numerischen Modellierung, die mit Hilfe der Simulation CFX-5.7 von den Autoren dieses Artikels durchgeführt wurde. In Abb.4 sind die Ergebnisse der numerischen Modellierung der Umströmung des Zylinders ($\bar{d} = 0,344$ und $\bar{e} = 0,190$) in identischer Zyklonkammer und bei gleicher Eintrittsgeschwindigkeit des Stroms V_{ein} dargestellt, die in den experimentellen Untersuchungen verwendet wurden. Bei den Berechnungen wurde „Turbulenzmodell Shear Stress Transport $k-\omega$ “ verwendet. Das Aussehen der Umströmung des Zylinders, das durch Berechnungen erhalten wurde, die dargestellte Vektorabbildung, die Isotachenverteilung der axialen Geschwindigkeit, die ungefähre Anordnung der charakteristischen Punkten 1...4 (Abb. 4), stimmen gut überein mit den Ergebnissen der Geschwindigkeitsmessungen und den experimentellen Stromlinien (Abb.3). In Abb.4 kann man gut die sekundären Wirbel sehen, die im Längsschnitt der Zyklonkammer entstehen.



a

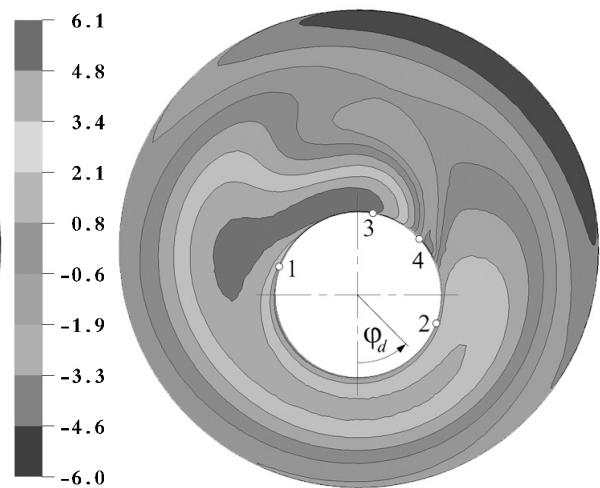


b



\bar{V} , m/c

c



\bar{W}_z , m/c

d

Abb. 4: Die Verteilungen der tangentialen (a) und axialen (b) Geschwindigkeiten, Isotachen der gesamten (c) und axialen (d) Geschwindigkeiten bei der Umströmung des Zylinders ($\bar{e} = 0,190$)

Der Vergleich der numerischen Ergebnisse mit den experimentellen Verteilungen der tangentialen und axialen Geschwindigkeit im Querschnitt des Zyklons (auf Abb. 4 die Gegenübereinstellung für $\varphi = 0^\circ$ und 180°) illustriert ihre vollkommen ausreichende

Übereinstimmung. Besonders gut ergibt sich die Übereinstimmung der Verteilungen der axialen Geschwindigkeit.

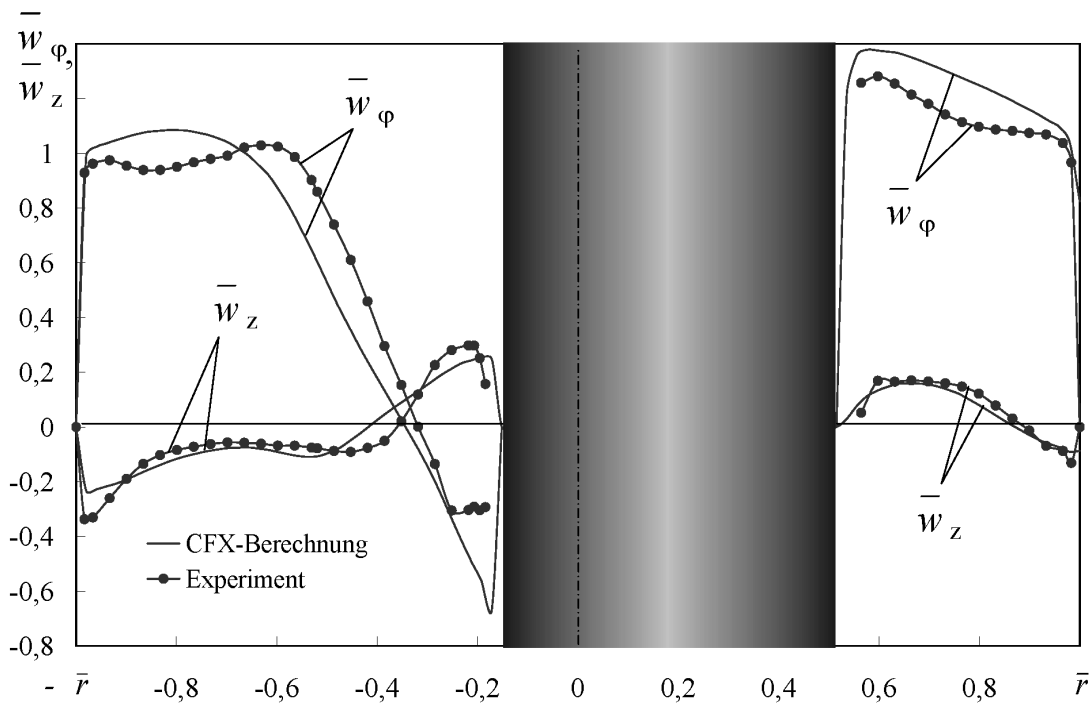


Abb. 5: Die Gegenüberstellung der berechneten und experimentellen Verteilungen von der tangentialen und axialen Geschwindigkeit bei der Umströmung des Zylinders ($\bar{d} = 0,344$ и $\bar{e} = 0,190$)

Die Erforschung der Mikrostruktur von Gaswirbelströmungen in Zyklonerwärmungsanlagen hat grosse Bedeutung für die Untersuchung und Analyse der Gesetzmässigkeiten von Hydrodynamik und Wärmeaustausch.

Bei der Anordnung des Zylinders im Zentrum des Zyklons wird axiale Symmetrie in den

Verteilungen der Schwankungsintensität der tangentialen $\varepsilon_\varphi = \sqrt{w_\varphi'^2} / V$ und axialen $\varepsilon_z = \sqrt{w_z'^2} / V$ (V – mittlerer Wert der gesamten Geschwindigkeit im gegebenen Punkt) Komponenten des Geschwindigkeitsvektors.

Es sei erwähnt, dass die entsprechenden niedrigsten Werte der Schwankungsintensität s der Geschwindigkeit Radius ungefähr übereinstimmt mit dem Radius von dem Maximumwert der tangentialen Geschwindigkeit $\bar{r}_{\varphi m}$. Die Verteilungen ε_φ und ε_z nach dem Radius der Zyklonkammer werden gemeinsame Wirkung auf die Turbulenz der Massenkraften und Grenzschichten bestimmt, die auf der äusseren Wand und Fläche des Zylinders entstehen. Mit der Steigerung \bar{r} werden wegen konservative Wirkung der Massenkraften auf die Turbulenz ε_φ und ε_z von 10...15% in der Nähe der Zylinderfläche 2...3% im Bereich $\bar{r}_{\varphi m}$ gesenkt. Bei der aktiven Wirkung der Massenkraften (bei $\bar{r} > \bar{r}_{\varphi m}$) wird eine allmähliche Steigerung der Schwankungsintensität der Geschwindigkeit in Richtung äusserer Wand bis 6...7% beobachtet. Heftige Steigerung ε_φ und ε_z in der Nähe der Fläche des Zylinders (bei $\bar{r} > 0,9$) wird mit der Turbulenzaufbau in der Grenzschicht an der Wand erklärt.

Bei niedrigen Verschiebungen des Zylinders ($\bar{e} \leq 0,067$) wird die axiale Symmetrie für die Verteilungen ε_φ und ε_z nur in der Nähe seiner Fläche gestört.

Mit der Vergrösserung \bar{e} steigert sich die Ungleichmässigkeit nach dem Perimeter und verbreitet sich auf die Zone an der Wand. Die Schwankungsintensität der Geschwindigkeitskomponenten wird nicht nur neben dem Zylinder, sondern auch auf die

Peripherie des Stroms gesteigert. Der Charakter der Verteilungen ε_φ und ε_z im Querschnitt des Zyklons (Abb.6).

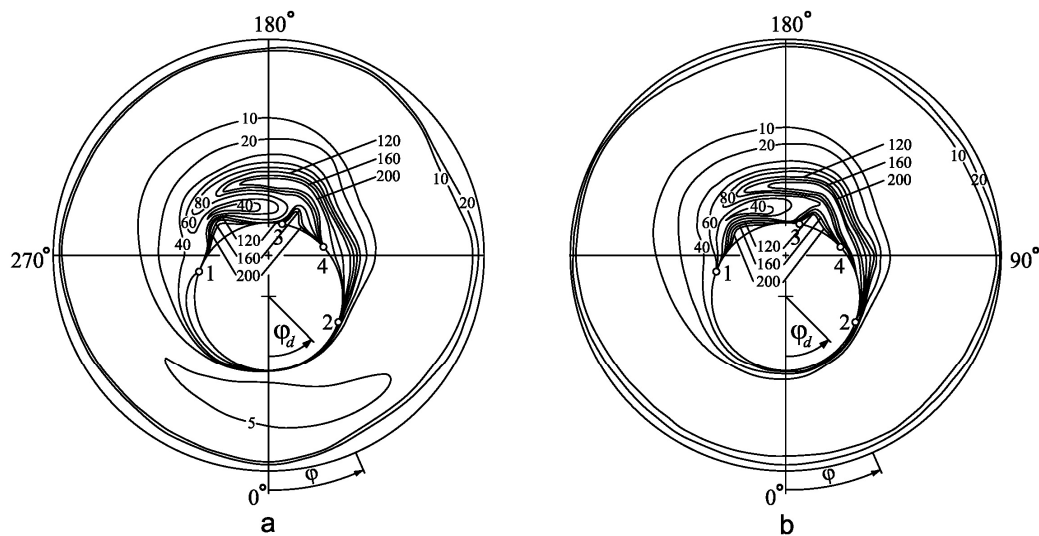


Abb. 6. Die Verteilungen ε_φ und ε_z über dem Radius der Zyklonkammer

In dem verengten Strömungsteil haben sie bei der Veränderung φ in Richtung Hauptströmung bei den Winkeln von 300° bis 60° ihre niedrigsten Werte 5...6% auf dem Radius, der $\bar{r}_{\varphi m}$ gleich ist. Die Schwankungsintensität steigert sich im Bereich $\bar{r} > \bar{r}_{\varphi m}$ bei der Vergrößerung des Radius bis 10...20%. Die niedrigsten Werte ε_φ und ε_z werden bei der Steigerung φ von 60° bis 300° allmählich zur Seitenfläche auf dem dimensionlosen Radius von 0,9 verschoben und werden bis 6...7% vergrößert. Bei Senkung des Radius ($\bar{r} < \bar{r}_{\varphi m}$) steigert sich ε_φ und ε_z intensiv. Die höchsten Werte ε_φ und ε_z (bis 200% und höher) sind im Zentrum des sekundären Wirbels auf Nullisotache der tangentialen Geschwindigkeit, am Anfang seiner Entstehung an der Zylinderfläche hinter dem Vorderpunkt 1 (bei $\varphi_d = 200^\circ \dots 220^\circ$) und hinter den Absturzpunkten von Haupt- und sekundärem Wirbel 2 und 3.

Schlussfolgerung

Mit Hilfe von LDA- Messungen und einer CFX- Simulation gelang eine berührungslose Analyse der hydrodynamischen Wechselwirkung der Gaswirbelströmung auf einen von der Achse des Zyklonbehälters verschobenen senkrechten Zylinders.

Literatur

1. Leuchin J.L., Saburov E.N., Garen W., Skatschkov A.S., Tiedeken S., 2002: „Die Untersuchung der Abhängigkeit der Wirbelströmung von der Reynoldszahl in dem Ringspalt einer Rekuperativanlage“. Beitrag zur dritten internationalen wissenschaftlich-technischen Konferenz über den Wärmeaustausch: „Die Effektivitätserhöhung von Wärme- austauschen Systemen und deren Verhalten“, Staatliche Technische Universität, Wologda, S. 21-26
2. Saburov E.N., 1995: „Zyklonerwärmungsanlagen mit einer Intensivierung des konvektiven Wärmeaustausches“. Archangelsk, Nord.- West. Verlag, 341 S.