

Über die Lorentzkraft-getriebene dreidimensionale Strömung um eine magnetische Kugel in einem elektrischen Feld

On the three-dimensional Lorentz-force-driven flow around a magnetized sphere in an electric field

Tom Weier¹, Steffen Landgraf¹, Christian Cierpka²

¹Helmholtz-Zentrum Dresden – Rossendorf, Institut für Fluidodynamik, 01328 Dresden

²Institut für Strömungsmechanik und Aerodynamik, Universität der Bundeswehr München, 85577 Neubiberg

Elektrolyse, Lorentzkraft, Astigmatismus Particle Tracking Verfahren
Electrolysis, Lorentz-force, Astigmatism Particle Tracking Velocimetry

Zusammenfassung

Im Beitrag wird die Lorentzkraft-induzierte Strömung um eine auf einer horizontalen Elektrode aufliegende elektrisch isolierende Kugel diskutiert. Zwei Konfigurationen gleichzeitig angelegter elektrischer und magnetischer Felder, die eine bis auf einen Skalierungsfaktor identische Lorentzkraftverteilung erzeugen, werden einerseits mit traditioneller Particle Image Velocimetry und andererseits mit einem Astigmatismus Particle Tracking Verfahren untersucht. Die Ergebnisse stimmen gut mit numerischen Befunden überein und lassen vermuten, dass die in nominell parallelen elektrischen und magnetischen Feldern beobachtete frühzeitige Blasenablösung nicht hauptsächlich auf eine strömungsbedingte Druckabsenkung über der Blase zurückzuführen ist.

Einleitung

Die Umstellung der deutschen Elektroenergieversorgung auf vorwiegend erneuerbare Quellen wie Windenergie- und Photovoltaikanlagen („Energiewende“) wird den Bedarf an Energiespeichern wachsen lassen. Derzeit scheinen Wasserstoff und darauf aufbauend Kohlenwasserstoffe für die Langzeitspeicherung alternativlos zu sein. Der Gesamtwirkungsgrad der Strom-zu-Strom-Wandlungskette liegt jedoch um etwa den Faktor drei unter dem von elektrochemischen Speichern. Meist stehen Elektrolyseure am Anfang der Wandlungskette. Ihr Wirkungsgrad hängt auch von den entstehenden Gasblasen ab, die den Gesamtwiderstand des Elektrolyt-Gas-Gemisches erhöhen und die Strömung im Elektrolyseur wesentlich beeinflussen. Mit dem inhärent im System vorhandenen elektrischen Strom und einem zusätzlichen Magnetfeld können Lorentzkräften erzeugt werden, die auf die Strömung einwirken. Sie lassen sich z.B. für den beschleunigten Gasblasenabtransport (Weier und Landgraf 2013; Baczyzmalski et al. 2014) nutzen.

Koza et al. 2008 stellten eine verbesserte Ablösung von Wasserstoffblasen bei der elektrolytischen Abscheidung von CoFe-Legierungen durch die Anwendung eines Magnetfeldes normal zur Elektrode fest. Diese Beobachtungen konnten von Koza et al. 2009 für die Co-Abscheidung bestätigt und um mikroskopische Aufnahmen der Blasenablösung ergänzt werden. Koza et al. 2011 wandten sich der elektrolytischen Zerlegung einer Na₂SO₄-Lösung zu, bei der ebenfalls ein deutlicher Einfluss eines elektrodennormalen Magnetfeldes auf die Blasenablösung fest-

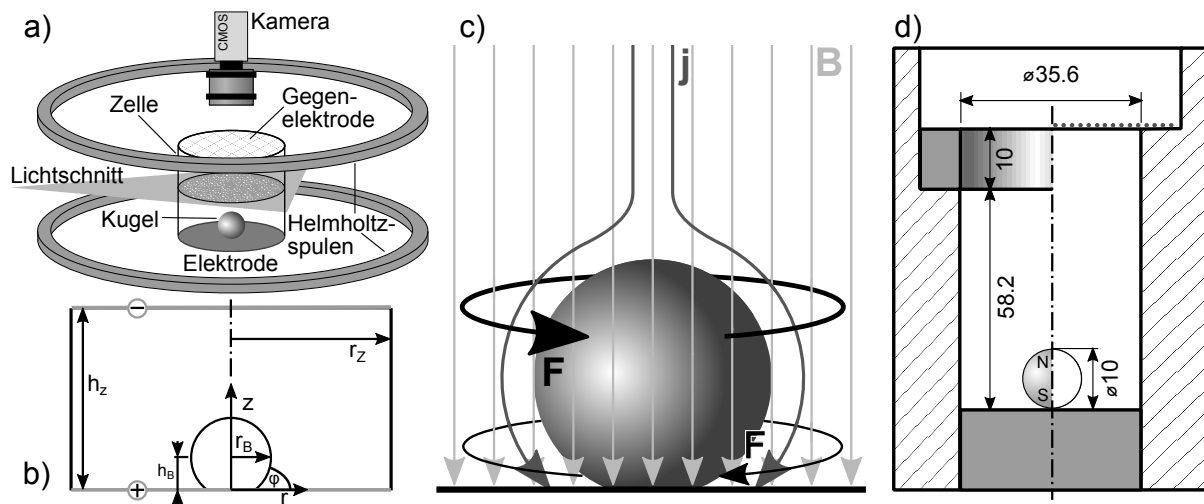


Abb. 1: a) Skizze des Experimentieraufbaus in den Helmholtzspulen; b) Koordinatensystem und Größenbezeichnungen; c) Skizze der Feldverteilung; d) Zelle mit Permanentmagnetkugel (linke Hälfte) und sphärischem Isolator (rechte Hälfte).

stellbar war. Zudem lies sich eine deutliche Verminderung des Bedeckungsgrades und eine beachtliche Steigerung des Elektrolysestroms nachweisen. Koza et al. 2011 vermaßen auch erstmals mittels Particle Image Velocimetry (PIV) die Sekundärströmung um eine isolierende Kugel, die auf einer Elektrode mit elektrodennormalem Magnetfeld lag und stellten begleitende Simulationen an. Aus diesen Untersuchungen schlossen sie, dass die frühere Blasenablösung im Magnetfeld auf eine strömungsinduzierte Druckabsenkung über der Blase zurückzuführen sei. An einer Mikroelektrode fanden Fernández et al. 2012 hingegen, dass ein elektrodennormales Magnetfeld die anhaftende Blase stabilisiert, d.h. zu einem späteren Ablösen der Blase führt. Die Feldverteilung ist im letzteren Fall jedoch gegenüber der vorher besprochenen deutlich modifiziert.

Die im folgenden vorgestellten Messungen der Strömung um eine isolierende Kugel sollen einen weiteren Beitrag zur Diskussion um die Mechanismen der veränderten Blasenablösung im elektrodennormalen Magnetfeld leisten.

Experimentieranordnung und elektromagnetische Feldverteilung

Abb. 1a zeigt eine Skizze der anfänglich verwendeten Anordnung einer isolierenden Kugel in einem Helmholtzspulenpaar. Der für die PIV Messungen erforderliche Lichtschnitt, der sich in der r - φ -Ebene aufspannt, lässt sich über eine Traverse in verschiedenen Höhen (z) positionieren. Die auf der z -Achse zentrierte Kamera (The Imaging Source Europe GmbH, DMK 21BF04.H) bildet die im Lichtschnitt befindlichen Partikel durch das als Gegenelektrode verwendete Kupfergitter ab. Diese Anordnung von Kupfergitter (Gegenelektrode) und Kupferbodenplatte (Elektrode) ist erforderlich, damit sich eine möglichst homogene Verteilung der elektrischen Stromdichte in der mit Kupfersulphatlösung gefüllten Zelle einstellt. Die Störung der Partikelaufnahmen durch das Gitter bleibt bei ausreichend geöffneter Blende in einem vertretbaren Rahmen. Als Streupartikel wurde das Polyamidpulver Vestosint von Evonik Industries verwendet, die ausgewählte Fraktion hatte einen mittleren Durchmesser von $25 \mu\text{m}$. Die Aufnahmezeit betrug 60 Hz , für die Auswertung der Partikelbilder kam PIVview (PIVTEC GmbH) zum Einsatz. Die saure Kupfersulfatlösung ermöglicht zusammen mit den Kupferelektroden einen Stromfluss, der bis zur Zersetzungsspannung des Wassers nur von den Kupferionen getragen wird und deshalb ohne Gasentwicklung an den Elektroden auskommt. An der positiven Elektrode geht dabei Kupfer in Lösung, an der negativen Elektrode wird es abgeschieden. Daraus resultieren lokale Dichteunterschiede.

Eine Glaskugel des Radius r_B ist mittig auf der Bodenelektrode aufgebracht. Ihre Mittelebene befindet sich im Abstand h_B über der Elektrodenoberfläche. Die diamagnetische Glaskugel lässt das Magnetfeld \mathbf{B} praktisch unverändert, lenkt aber den elektrischen Strom um, so dass sich in etwa die in Abb. 1c skizzierte Feldverteilung einstellt. Im Großteil des Zellvolumens sind Stromdichte \mathbf{j} und Magnetfeld parallel, in Kugelnähe ergibt sich jedoch wegen der radialen Stromdichtekomponenten eine in Umfangsrichtung wirkende Lorentzkraft

$$\mathbf{F} = \mathbf{j} \times \mathbf{B}. \quad (1)$$

Diese ist über der oberen Hälfte der Kugel ausgeprägter als im elektrodennahen Bereich, da nur ein kleiner Teil des Stromes in die Zwickel fließt. Wegen der Richtungsumkehr der Radialkomponente des Stromes ändert sich auch die Drehrichtung der Lorentzkraft. Für eine frei im Elektrolyten schwebende Kugel wären die Lorentzkraftbeträge im oberen und im unteren Halbraum identisch.

Das Feld eines Helmholtzspulenpaares besitzt außerhalb des Zentrums allerdings ebenfalls Radialkomponenten. Auch wenn diese recht schwach sind, kann aus ihnen zusammen mit der axialen Stromdichte integral eine merkliche Lorentzkraft im Bereich des Zellenrands entstehen. Die beobachtete Strömung ist dann nicht mehr allein auf die Wirkung der Kugel zurückzuführen.

Aus diesem Grund wurde für einen Teil der Versuche statt der Glaskugel eine in axialer Richtung magnetisierte Kugel aus NdFeB verwendet. Anhand der entsprechenden Feldgleichungen (Jackson 2006; Knoepfel 2000) lässt sich zeigen, dass die Lorentzkraftverteilung um eine frei schwebende axial magnetisierte und isolierende Kugel in einem axialen elektrischen Feld identisch zu der um eine frei schwebende diamagnetische und isolierende Kugel in einem axialen elektrischen und einem axialen magnetischen Feld ist. Die Magnetkugel bietet im Vergleich zur isolierenden Kugel im Feld des Helmholtzspulenpaares folgende Vorteile: geringerer apparate-technischer Aufwand, einfachere Feldverteilung und besserer optischer Zugang. Letzterer wird dadurch erreicht, dass man die Gegenelektrode statt als Gitter nun als einfachen Ring ausführen kann (siehe Abb. 1d), was eine freie Draufsicht auf die Kugel ermöglicht. Das Magnetfeld ist im oberen Zellbereich, wo nun starke Inhomogenitäten der Stromdichteverteilung auftreten, deutlich zu schwach, um merkliche Lorentzkräfte entstehen zu lassen.

Da bei diesen Versuchen eine deutlich bessere optische Zugänglichkeit möglich war, wurde das Astigmatismus Particle Tracking Verfahren (Cierpka et al. 2010) angewendet, um gleichzeitig die Primär- und Sekundärströmung im Volumen zu messen. Der prinzipielle Messaufbau ist dem des 2D2C PIV der vorangegangenen Experimente sehr ähnlich. Mit dem cw-Laser wurde anstelle des Lichtschnittes ein Volumen von etwa 40 mm Ausdehnung in axialer Richtung beleuchtet. Als Tracerpartikel wurden zur Vermeidung von direkten Reflexen des Laserlichts in den Kameraaufnahmen fluoreszenzmarkierte Polystyrene Partikel mit einer Größenverteilung von 1-20 μm (Dantec GmbH) verwendet. Zwischen Objektiv und sCMOS Kamera (PCO.edge, PCO GmbH) wurde eine Zylinderlinse mit einer Brennweite von $f=500$ mm eingefügt. Die Partikelbilder werden dadurch elliptisch verzerrt. Anhand der Größe der Halbachsen der Partikelbilder ist eine Zuordnung zu deren Raumkoordinaten möglich (Cierpka et al. 2011). Zur Kalibrierung wurde ein dünner Lichtschnitt in axialer Richtung traversiert. Diese Bilder wurden zum einen für die Bestimmung der axialen Position durch die Halbachsen als auch zur Korrektur des Perspektivfehlers durch den geringen Arbeitsabstand der Kamera herangezogen. Durch die inhomogene Größenverteilung der Partikel kommt es bei der Kalibrierung zu Unsicherheiten in der Bestimmung der axialen Position, die nur zum Teil durch die Methode des geringsten euklidischen Abstands zur Kalibrierkurve abgefangen werden können (Cierpka et al. 2011). Nachdem die Position der Partikelbilder im Raum bekannt ist, kann mittels Einzelpartikelverfolgung in den mit 80 Hz abgetasteten Bildern deren Trajektorie bestimmt werden. Um die bei gekrümmten Bahnlinien auftretenden Fehler in der Geschwindigkeitsbestimmung und der Vektorpositionierung zu verringern, wurde ein Verfahren angewandt, welches anhand von vier aufeinanderfolgenden

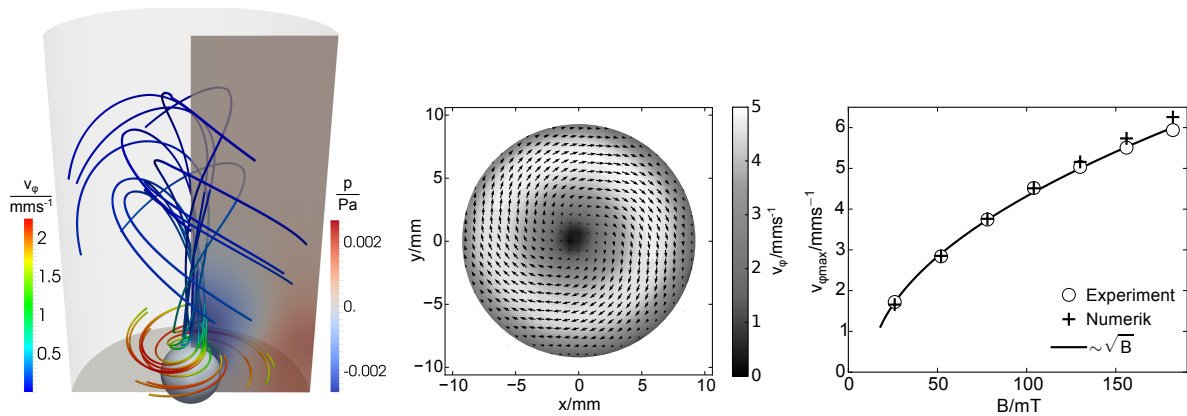


Abb. 2: Berechnete Gesamtströmung (links), gemessene Primärströmung bei $z=10$ mm (Mitte) und Anstieg des Maximums der Umfangsgeschwindigkeit mit dem angelegten Magnetfeld (rechts). $r_B=5$ mm, $h_B=4$ mm, $r_z=10.6$ mm, $h_z=60$ mm, Spannungsdifferenz $\Delta U=0.63$ V.

Positionen die Geschwindigkeit mit einer Polynomfunktion zweiter Ordnung annähert (Cierpka et al. 2013; Cierpka und Kähler 2013). Dieses Vorgehen ist zudem als Ausreißerfilter sehr effektiv, da fälschlich detektierte Partikel sehr unwahrscheinlich in vier aufeinanderfolgenden Bildern eine sinnvolle Trajektorie ergeben.

Primärströmung im Helmholtzspulenpaar und Kräftegleichgewicht

Abbildung 2 zeigt die berechnete Gesamtströmung und die in der $r-\varphi$ -Ebene direkt oberhalb der Kugel ($z=10$ mm) gemessene Primärströmung. In der linken Darstellung der numerischen Ergebnisse sind die Stromlinien mit dem Betrag der Geschwindigkeitskomponente in Umfangsrichtung eingefärbt, die rechte Hälfte der simulierten Zelle zeigt die Druckverteilung in einer Meridionalebene. Experimentell und numerisch ermittelte Werte entsprechen sich gut, das Maximum der Umfangsgeschwindigkeit ($v_{\varphi\max}$) wächst bei konstanter Stromdichteverteilung erwartungsgemäß mit der Quadratwurzel des angelegten Magnetfelds.

Die linke Grafik in Abb. 3 stellt den Verlauf der Umfangsgeschwindigkeit über dem Radius dar. Die Daten sind in Umfangsrichtung und Zeit gemittelt und entsprechend recht gut den für diese Konfiguration berechneten Werten. Nimmt man an, dass die Umfangskomponente der Strömung v_φ deutlich größer als sowohl die Radialkomponente v_r als auch die Axialkomponente v_z ist, kann man aus dem gezeigten Verlauf die radiale Abhängigkeit des Drucks p einfach durch

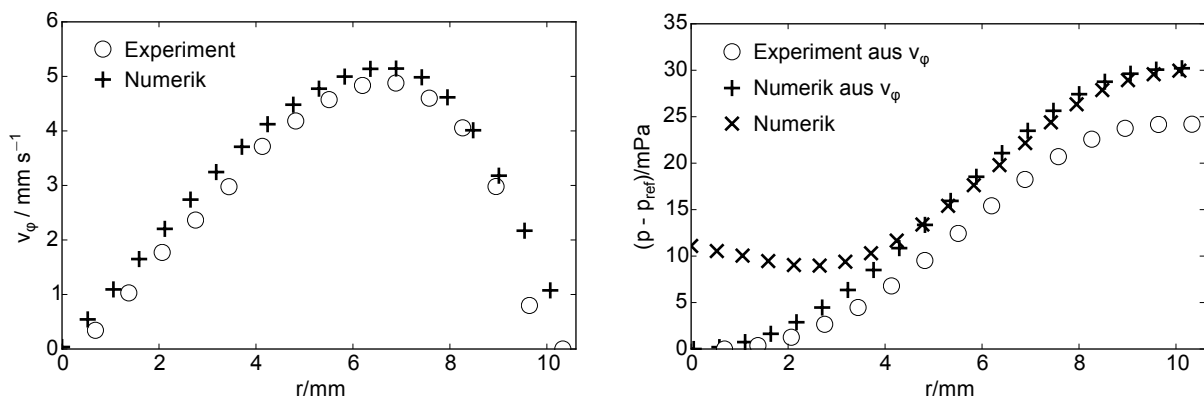


Abb. 3: Umfangsgeschwindigkeit (links) und berechneter Druckverlauf (rechts) über dem Radius für $z=10$ mm, $\Delta U=0.63$ V und $B_z=0.13$ T.

Integration von

$$-\frac{\partial p}{\partial r} = -\rho \frac{v_\varphi^2}{r} \quad (2)$$

gewinnen. ρ bezeichnet hier die Fluidichte. Die rechte Grafik von Abb. 3 stellt den so gewonnene Druckverlauf zusammen mit dem analog aus dem berechneten v_φ integrierten dar. Die durchgängig etwas niedrigeren experimentellen v_φ Werte addieren sich zu einer merklichen Abweichung zur Numerik von etwa 20% für die Differenz von Druck im Zentrum und Druck am Zellrand. Die direkt ermittelte Druckdifferenz aus der Numerik liegt jedoch auch deutlich unter der aus der nur mit v_φ berechneten. Das liegt am Staudruck des von der Sekundärströmung erzeugten, axial auf die Kugel gerichteten Strahles (siehe Abb. 2 links). Für die folgende Diskussion der Kräfte an einer Blase reicht die gefundene Übereinstimmung allerdings aus, da Abweichungen in Größenordnungen betrachtet werden.

Die Vorgänge beim Ablösen einer durch Elektrolyse oder Sieden erzeugten Blase von einer horizontalen Oberfläche in die darüberliegende Flüssigkeit sind noch nicht vollständig verstanden. Häufig geht man vereinfachend davon aus, dass der Ablösedurchmesser durch das Verhältnis von Auftriebskraft F_A zur von der Oberflächenspannung γ ausgeübten Haltekraft F_Y bestimmt wird (siehe z.B. Dhir 2006, Nam et al. 2011). Diese Annahme ist in der linken Skizze von Abb. 4 dargestellt. Die Oberflächenspannung ist für die Haftung der Blase an der Wand verantwortlich, der Auftrieb trägt zu ihrer Ablösung bei. Nach der von Koza et al. 2011 geäußerten Vermutung ist der im Magnetfeld beobachtete kleinere Ablösedurchmesser der Blasen auf die Druckabsenkung durch die Lorentzkraft-induzierte Strömung zurückzuführen. Die Druckabsenkung lässt sich über die Blasenoberfläche zu einer zusätzlichen Kraft $F_{\Delta p}$ integrieren, die zusammen mit der Auftriebskraft ablösend wirkt. Ihre Größenordnung lässt sich mit der charakteristischen Umfangsgeschwindigkeit $\sim \sqrt{jBd/\rho}$ und der daraus folgenden Druckabsenkung zu

$$F_{\Delta p} \sim jBd^3 \quad (3)$$

abschätzen. Da die Auftriebskraft ebenfalls kubisch mit dem Durchmesser skaliert $F_A \sim (\rho_l - \rho_g)gd^3$, ist das Verhältnis der beiden Kräfte vom Blasendurchmesser unabhängig

$$\frac{F_{\Delta p}}{F_A} \sim \frac{jB}{(\rho_l - \rho_g)g}. \quad (4)$$

Diese Betrachtungen werden von den numerischen Ergebnissen, die in der rechten Grafik von Abb. 4 gezeigt sind, gestützt. Bei den betrachteten Stromdichten und Magnetfeldern leistet $F_{\Delta p}$ nur einen verschwindenden Beitrag.

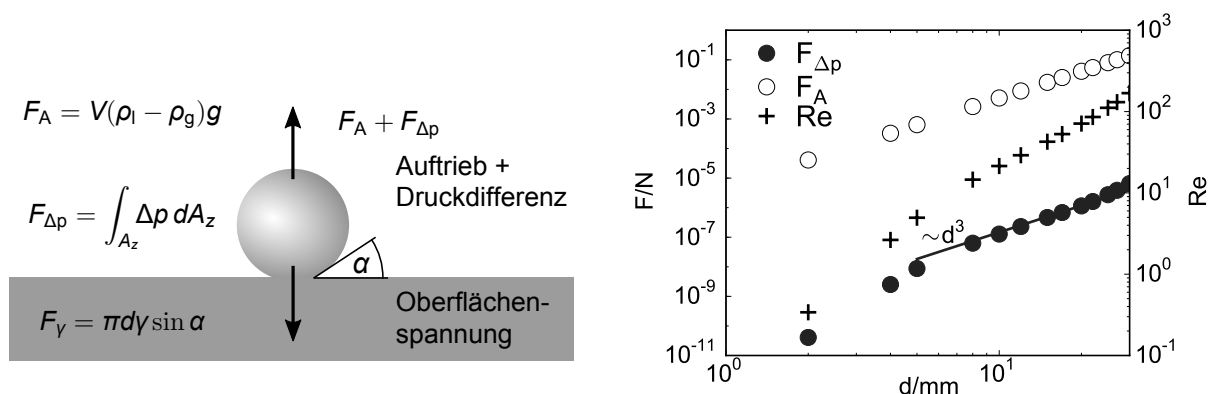


Abb. 4: Skizze der Kräftebilanz an einer haftenden Blase (links) und berechnete Skalierung der Kraftkomponenten und der Reynoldszahl mit dem Blasendurchmesser.

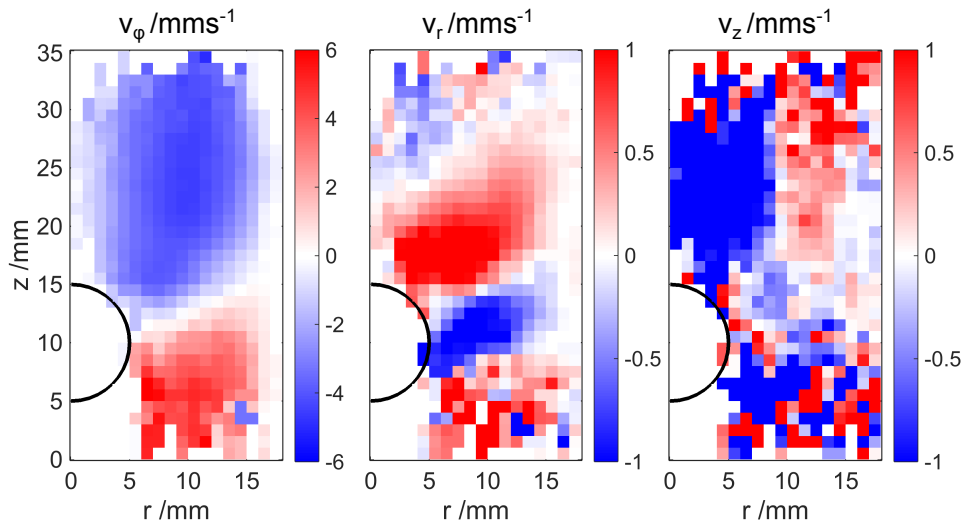


Abb. 5: Gemittelttes Geschwindigkeitsfeld in der r - z -Ebene. Umfangsgeschwindigkeit (links), Radialgeschwindigkeit (Mitte) und Axialgeschwindigkeit (rechts).

Sekundärströmung aus den 3D3C Geschwindigkeitsmessungen

In Abb. 5 ist das gemittelte Geschwindigkeitsfeld in der r - z -Ebene gezeigt. Links ist die Geschwindigkeitsverteilung in Umfangsrichtung v_φ dargestellt. Hier ist das aus Abb. 1c erwartete Bild für die Primärströmung deutlich zu erkennen. Oberhalb der magnetisierten Kugel dreht die Strömung gegen den Uhrzeigersinn, unterhalb im Uhrzeigersinn. Da im Experiment die Kugel aufgeständert war ($h_B=10$ mm), fließt auch im unteren Bereich ein ähnlich großer Strom wie im oberen Bereich und folglich sind die Beträge der entgegen gerichteten Drehströmungen etwa gleich groß. Die Scherschicht zwischen beiden Bereichen läuft hier nicht horizontal, sondern ist in radialer Richtung nach oben gerichtet. In der mittleren Abbildung ist die radiale Geschwindigkeitskomponente gezeigt. Hier ist deutlich zu erkennen, dass sich Fluid im oberen Teil der Zelle in Richtung Zellmitte bewegt. Oberhalb und unterhalb der Kugel, dort wo die Umfangskomponenten sehr hoch sind, kommt es durch die Zentrifugalkraft dazu, dass Fluid (unabhängig von der Drehrichtung) von der Kugel weg an die Zellwände getragen wird. Im Bereich der Scherschicht, wo geringere Umfangsgeschwindigkeiten auftreten kommt es zu einer Ausgleichsströmung von der Zellwand zur Zellmitte in Richtung Kugel. Die Beträge der Radialkomponente sind dabei etwa um den Faktor fünf kleiner als die der Primärströmung. Abgerundet wird das Bild durch die Verteilung der axialen Geschwindigkeit in der rechten Abbildung. Wie bereits bei der Beschreibung des Experimentieraufbaus diskutiert, sind die Absolutwerte der Geschwindigkeit in axialer Richtung durch die hohe Partikelbildichte und dadurch überlappende Partikelbilder, sowie die inhomogene Partikelgrößenverteilung mit hohen Unsicherheiten behaftet. Qualitativ können jedoch einige Schlüsse gezogen werden. Im Zentrum der Zelle über der Kugel bewegt sich das Fluid aufgrund der geringeren Drucks durch die Drehbewegung auf die Kugel zu, dabei wird es zunächst radial ins Zentrum gezogen und dann durch die Kugel nach außen gedrängt. Aus Gründen der Kontinuität strömt das Fluid hier wieder nach oben, allerdings mit kleinerem Geschwindigkeitsbetrag, da die Fläche aufgrund der größeren radialen Position stark angewachsen ist. Diese Ergebnisse stimmen gut mit der Numerik überein. Wie bereits angesprochen führt der Staudruck des axialen Fluidstromes auf die Kugel (Gasblase) zu einer Abschwächung der ohnehin sehr kleinen Druckabsenkung oberhalb der Kugel, die als Ursache für das zeitiger Blasenablösen diskutiert wurde. Daher sind wahrscheinlich andere Mechanismen für ein früheres Ablösen der Gasblasen verantwortlich. Im unteren Bereich ist noch ein gegensinnig drehender Sekundärwirbel zu erkennen. Nicht aufgelöst wird die untere Grenzschicht. Diese sollte Ähnlichkeiten zu der aus der Literatur bekannte Drehströmung über festem Grund aufweisen (Bödewadt, 1940).

Zusammenfassung und Ausblick

Zur Steigerung der Effizienz der Wasserstoffelektrolyse kann eine beschleunigte Ablösung der Gasblasen von der Elektrodenoberfläche beitragen. Um dieses Ziel zu erreichen, wurden wandnormale Magnetfelder dem elektrischen Feld überlagert. Durch die Isolationswirkung der Gasblase wird das elektrische Feld radial abgelenkt, was zusammen mit dem axialen Magnetfeld eine Lorentzkraft in Umfangsrichtung induziert. Diese treibt eine Drehströmung an. Es konnte gezeigt werden, dass sich die durch ein axiales elektrisches und ein axiales magnetisches Feld an einer elektrisch isolierenden Kugel hervorgerufene Lorentzkraftverteilung auch durch eine magnetisierte Kugel in einem axialen elektrischen Feld erzeugen lässt. An der ersten Konfiguration wurden zahlreiche 2D Messungen und numerische Simulationen zur Größenordnungsabschätzung der sich ergebenden Druckdifferenz über der Blase durchgeführt. Diese Druckdifferenz wird in der Literatur als Ablösemechanismus diskutiert. Die erstmalige gleichzeitige dreidimensionale Geschwindigkeitsmessung der Primär- und Sekundärströmung wurde anhand der zweiten Konfiguration durchgeführt, da hier der bessere optische Zugang die Anwendung der APTV Methode erlaubt. Die Ergebnisse stimmen mit der Numerik der ersten Konfiguration sehr gut überein. In der Gesamtbetrachtung konnte gezeigt werden, dass die sich durch die primäre Drehströmung ergebende sehr kleine Druckabsenkung durch den Fluidstrahl im Zentrum der Zelle noch abgeschwächt wird und als Ursache für das zeitige Blasenablösen wahrscheinlich ausscheidet. Andere Mechanismen, sowie unterschiedliche Magnetfeldkonfigurationen sollen in weiteren 2D und 3D Experimenten untersucht werden.

Danksagung

C. Cierpka wurde im Rahmen der Emmy-Noether Nachwuchsgruppe „Kontrollierte elektrochemische Energieumwandlung durch oberflächennahe Strömungsbeeinflussung“ (CI 185/3) durch die DFG gefördert. S. Landgraf und T. Weier erhielten Förderung im Rahmen des DFG Sonderforschungsbereichs SFB 609. Die Autoren bedanken sich für anregende Diskussionen bei K. Eckert, M. Uhlemann, G. Mutschke und J. Koza.

Literatur

- Baczymalski, D., Weier, T., Kähler, C.J., Cierpka, C., 2014: "Simultane Messung des Geschwindigkeitsfeldes und der Blasentrajektorien in einem Wasserstoffelektrolyseur", in: "Fachtagung "Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik", 09.-11.09., Karlsruhe, Germany", pp. 51–1–51–8
- Bödewadt, U., 1940: "Die Drehströmung über festem Grunde", Z. angew. Math. Mech., Vol. 20, no. 5, pp. 241–253
- Cierpka, C., Kähler, C.J., 2013: "Steigerung der Genauigkeit von PTV durch multi-frame Auswertung", in: "Fachtagung "Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik", 03.-05.09., München, Germany",
- Cierpka, C., Lütke, B., Kähler, C., 2013: "Higher order multi-frame Particle Tracking Velocimetry", Experiments in Fluids, Vol. 54, 1533
- Cierpka, C., Rossi, M., Segura, R., Kähler, C.J., 2011: "On the calibration of astigmatism particle tracking velocimetry for microflows", Measurement Science and Technology, Vol. 22, no. 1, 015401
- Cierpka, C., Segura, R., Hain, R., Kähler, C.J., 2010: "A simple single camera 3C3D velocity measurement technique without errors due to depth of correlation and spatial averaging of microfluidics", Measurement Science and Technology, Vol. 21, 045401
- Dhir, V.K., 2006: "Mechanistic prediction of nucleate boiling heat transfer - achievable or a hopeless task?", J. Heat Transfer, Vol. 128, pp. 1–12
- Fernández, D., Martine, M., Meagher, A., Möbius, M., Coey, J., 2012: "Stabilizing effect of a magnetic field on a gas bubble produced at a microelectrode", Electrochem. Comm., Vol. 18, pp. 28–32
- Jackson, J.D., 2006: Klassische Elektrodynamik, DeGruyter
- Knoepfel, H., 2000: Magnetic fields, Wiley
- Koza, J.A., Mühlenhoff, S., Uhlemann, M., Eckert, K., Gebert, A., Schultz, L., 2009: "Desorption of hydrogen from an electrode surface under influence of an external magnetic field - in-situ microscopic observations", Electrochem. Comm., Vol. 11, pp. 425–429

- Koza, J.A., Mühlenhoff, S., Żabiński, P., Nikrityuk, P., Eckert, K., Uhlemann, M., Gebert, A., Weier, T., Schultz, L., Odenbach, S., 2011: "Hydrogen evolution under the influence of a magnetic field", *Electrochimica Acta*, Vol. 56, pp. 2665–2675
- Koza, J.A., Uhlemann, M., Gebert, A., Schultz, L., 2008: "Desorption of hydrogen from the electrode surface under influence of an external magnetic field", *Electrochem. Comm.*, Vol. 10, pp. 1330–1333
- Nam, Y., Aktinol, E., Dhir, V.K., Ju, Y.S., 2011: "Single bubble dynamics on a superhydrophilic surface with artificial nucleation sites", *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 54, pp. 1572–1577
- Weier, T., Landgraf, S., 2013: "The two-phase flow at gas-evolving electrodes: Bubble-driven and Lorentz-force-driven convection", *Eur. Phys. J. Special Topics*, Vol. 220, pp. 313–322