

Messung der Marangoniströmung an elektrochemisch erzeugten Wasserstoffblasen

Measurements of the Marangoni flow at electrogenerated hydrogen bubbles

J. Massing^a, D. Baczymalski^a, X. Yang^b, G. Mutschke^b, K. Eckert^{b,c}, C. Cierpka^d

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

b, Institut für Fluidodynamik, Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, 01328 Dresden

c, Professur für Transportprozesse an Grenzflächen, Technische Universität Dresden, 01069 Dresden

d, Institut für Thermo- und Fluidodynamik, Technische Universität Ilmenau, 98684 Ilmenau

Wasserelektrolyse, Marangoniströmung, Particle Tracking Velocimetry
water electrolysis, Marangoni flow, particle tracking velocimetry

Zusammenfassung

Bei der Wasserstoffelektrolyse kann es aufgrund von Gradienten in der Konzentration und der Temperatur zu Gradienten in der Oberflächenspannung an der Phasengrenzfläche der Wasserstoffblase kommen. Die dadurch angetriebene Marangoniströmung konnte erstmals an einer Mikroelektrode für verschiedene Potentiale gemessen werden. Die Strömungsgeschwindigkeit korreliert eindeutig mit dem elektrischen Strom. Für die vorgestellte Untersuchung werden sowohl der Einfluss des Konzentrationsgradienten als auch der Einfluss des Temperaturgradienten diskutiert und eine Größenordnungsabschätzung zur Beschreibung des Phänomens durchgeführt. Erste Ergebnisse zu Temperaturmessungen auf der Basis von temperatursensitiven Partikeln an der Wasserstoffblase ergänzen die in der Größenordnungsabschätzung gemachten Annahmen und zeigen die lokale Erwärmung am Blasenfuß.

Einleitung

Für den Umbau der Energieversorgung hin zu erneuerbaren Energiequellen ist die Speicherung der durch die Photovoltaik und Windkraftanlagen verfügbare Energie auch über längere Zeitskalen von enormer Wichtigkeit, da erneuerbare Energiequellen häufig nur hochvolatil verfügbar sind. Die elektrochemische Umwandlung der elektrischen Energie in Wasserstoff, welcher später in Methan umgewandelt werden kann, ist dafür besonders geeignet. Zum einen kann Methan über sehr lange Zeiträume verlustfrei gelagert und zum anderen in das bestehende Erdgasnetz eingespeist werden. Damit kann für den Transport und die Speicherung auf bestehende Infrastruktur zurückgegriffen werden. Darüber hinaus ist die Technik vorhanden, um über Wärmekraftprozesse die chemische Energie in Nutzwärme bzw. elektrische Leistung umzuwandeln.

Für diesen Prozess ist zunächst die Umwandlung der elektrischen Energie in chemische Energie mittels Wasserstoffelektrolyse notwendig. Der Wirkungsgrad bei der Wasserstoffelektrolyse erreicht dabei Werte im Bereich zwischen 61 bis 79 % für Raumtemperatur (Sternner und Stadler, 2017). Verluste entstehen hauptsächlich durch die chemische Kinetik an den Elektroden und durch Ohm'sche Verluste im Gesamtsystem (siehe Abb. 1, links). Ein erheblicher Teil davon entsteht durch die Erwärmung des Elektrolyten, dessen elektrische Leitfähigkeit maßgeblich durch den Anteil an elektrisch nicht leitfähigen Gasblasen bestimmt

wird. Ein schneller Abtransport der Blasen aus dem Elektrodenzwischenraum kann daher den elektrischen Widerstand deutlich verringern. In Abb. 1 (rechts) ist deutlich zu erkennen, dass der elektrische Widerstand mit der Stromdichte steigt. Dieser Anstieg kann mittels erzwungener Konvektion mit höheren Strömungsgeschwindigkeiten vermindert werden. Zusätzlich kann die Effizienz gesteigert werden, wenn die an den Elektroden anhaftenden Gasblasen schnell abgeführt werden. Dadurch wird die aktive Elektrodenfläche größer, was die elektrischen Überspannungen reduziert.

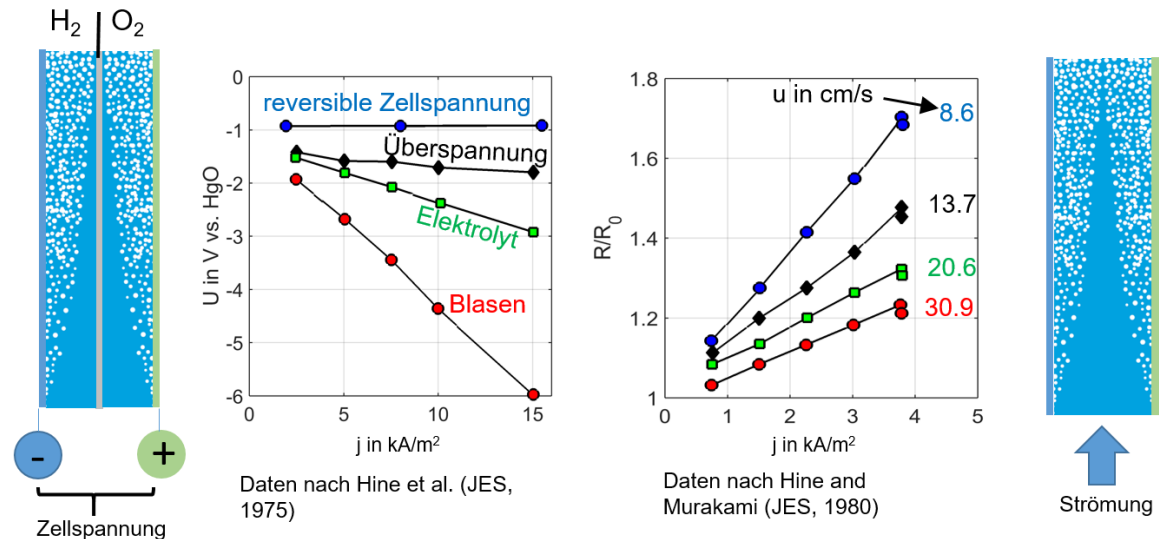


Abb. 1 Erhöhung der Zellspannung durch Verluste (links, Daten nach Hine et al. 1975). Reduktion des Widerstandes eines Elektrolyseurs durch erzwungene Konvektion (rechts, Daten nach Hine und Murakami 1980)

Um die Blasen von den Oberflächen zu lösen, ist eine oberflächennahe Strömungsbeeinflussung sinnvoll. Da bei der Wasserstoffelektrolyse ein elektrisches Feld inhärent ist, liegt es nahe ein magnetisches Feld zu überlagern, wodurch Lorentzkraft im Volumen induziert werden. Die Lorentzkraftdichte kann mittels des Kreuzproduktes aus elektrischer Stromdichte j und magnetischer Flussdichte B berechnet werden ($F = j \times B$). Eine hohe Kraft ergibt sich, wenn beide Felder senkrecht zueinander stehen. Wird von einem nominell elektrodennormalen elektrischem Feld ausgegangen, entsteht bei der Überlagerung mit einem elektrodennormalen Magnetfeld eine starke Scherströmung. Sind beide Felder elektrodennormal ausgerichtet, entsteht keine Kraft. Durch die Krümmung der elektrischen Feldlinien aufgrund der nicht elektrisch leitfähigen Blase kommt es an diesen Stellen zu einer Lorentzkraft, welche die Strömung in Umfangsrichtung um die Blase antreiben kann. Die prinzipielle Eignung der durch die Lorentzkraft getriebenen Konvektion zur Effizienzsteigerung konnte an einem Modellelektrolyseur nachgewiesen werden (Baczyzmalski et al., 2015).

Beide Feldkonfigurationen wurden an makroskopischen Elektroden (Elektrodenausdehnung \gg Blasendurchmesser) und Mikroelektroden (Elektrodenausdehnung \sim Blasendurchmesser) untersucht (Baczyzmalski et al., 2016, 2017). Dazu wurden zeitlich und räumlich hochaufgelöste experimentelle Untersuchungen der Geschwindigkeitsfelder durchgeführt. Für die hochaufgelöste Strömungsmessung an Einzelblasen wurden Mikroelektroden (Platindraht, $d = 100 \mu\text{m}$) verwendet. Der große Vorteil besteht darin, dass die Blase ortsfest entsteht und sowohl das zeitliche Anwachsen als auch die Strömung mit geeigneten optischen Methoden untersucht werden konnte. Durch die Verwendung von Particle Tracking Velocimetry (PTV) und Particle Image Velocimetry (PIV) konnte dabei neben der Strömung durch die Lorentzkraft erstmalig in der Nähe der Phasengrenzfläche die Strömungsgeschwindigkeit genau bestimmt werden. Dabei wurden erste Hinweise auf eine Marangoniströmung, welche durch Gradienten in der Oberflächenspannung getrieben wird, gefunden (Yang et al., 2018). Dieser Effekt wurde bereits in der Literatur postuliert und auf Konzentrationsgradienten des gelösten Wasserstoffs zurückgeführt, welcher die Oberflächenspannung verändern kann (Lubetkin, 2002). Die Marangoniströmung dient als Erklärungsmodell für verschiedene Phänomene

(z.B. plötzliches Blasenablösen und Rückkehr zur Elektrode, Oszillationen in den Blasen-
trajektorien, etc.) bei der elektrochemischen Erzeugung von Gasblasen, konnte sie bisher
aber nicht experimentell nachgewiesen werden. Hier knüpft die vorliegende Arbeit an, in der
die Strömung an der Phasengrenzfläche einer Wasserstoffblase bei der Elektrolyse analysiert
werden soll, da die durch diese Strömung induzierte Kraft auch das Anhaften der Blasen
an der Oberfläche fördern kann.

Wasserstoffelektrolyse an Mikroelektroden

Die hochaufgelöste Strömungsmessung an Wasserstoffblasen setzt voraus, dass diese Blasen
ortsfest auf der Elektrode entstehen. Daher kommen Mikroelektroden zum Einsatz. Wasserstoff
entsteht in diesem System direkt an der Elektrode, weshalb sich ein Gradient von
den hohen Konzentrationen am Blasenfuß bis zu deutlich geringeren Konzentrationen mit
zunehmender Entfernung von der Elektrode einstellt. Direkt am Blasenfuß ist die Wasserstoffkonzentration
deutlich höher als die Sättigungskonzentration weshalb es hier zur Gasbildung und zum Anwachsen der Wasserstoffblase kommt. Im Fernfeld ist die Konzentration
dagegen geringer, wie in Abb. 2 auf der linken Seite nach Simulationen von Dukovic und
Tobias (1987) qualitativ dargestellt. Da der gelöste Wasserstoff als oberflächenspannungs-
aktive Substanz wirkt, bildet sich ein Gradient in der Oberflächenspannung aus. Niedrige
Oberflächenspannungen treten in Gebieten mit hoher Wasserstoffkonzentration auf. Mit zu-
nehmendem Abstand von der Elektrode steigt die Oberflächenspannung an, was eine Marangoni-
strömung entlang der Phasengrenzfläche verursachen kann wie auf der rechten Seite
der Abbildung dargestellt. Ebenfalls auf der linken Seite in Abb. 2 ist schematisch die elektrischen
Feldverteilung eingezeichnet. Deutlich zu erkennen ist, dass der komplette angelegte
Strom durch die sehr kleine zur Verfügung stehende Elektrodenfläche fließen muss, was die
Stromdichte im Bereich des Blasenfußes deutlich erhöht. Durch die mit der höheren Strom-
dichte steigenden Ohm'schen Verluste stellt sich ein Temperaturgradient von der lokal höheren
Temperatur am Blasenfuß zu niedrigeren Temperaturen mit zunehmendem Abstand
von der Elektrode ein. Da die Oberflächenspannung auch eine Funktion der Temperatur ist,
steigt diese aufgrund des Temperaturgradienten ebenfalls vom Blasenfuß zu größeren Ab-
ständen von der Elektrode und bewirkt prinzipiell die gleiche Marangoni-Strömung wie auf der
rechten Seite von Abb. 2 dargestellt. Beide Effekte sind daher durch eine Strömungsmessung
nicht voneinander zu trennen.

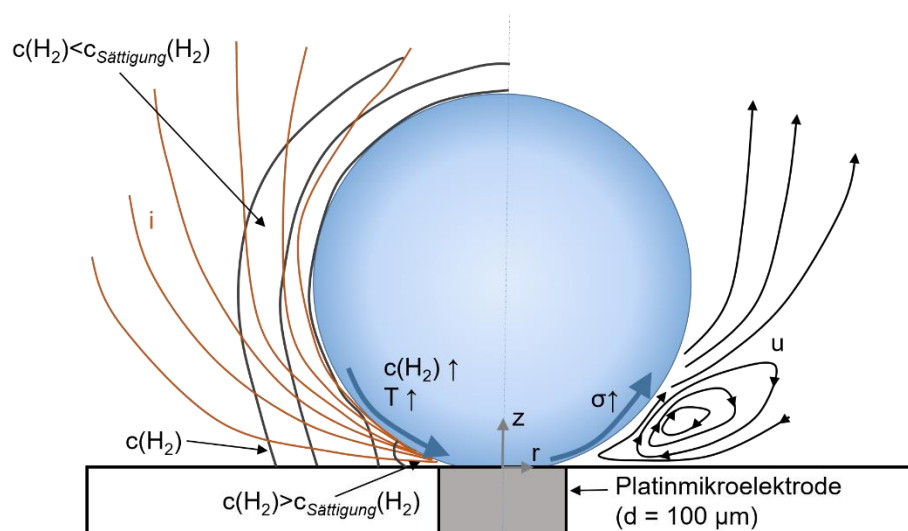


Abb. 2 Schematische Darstellung des elektrischen Feldes und der Konzentrationsverteilung (nach Karnbach et al., 2016) (links). Schematische Darstellung des Strömungsfeldes und der Oberflächenspannung an der Phasengrenzfläche (rechts).

Experimenteller Aufbau

Um die Ursache der Marangoniströmung und deren Zusammenhang mit dem Wasserstoffkonzentrationsfeld und dem Temperaturfeld zu ermitteln wurden detaillierte experimentelle Untersuchungen durchgeführt. Für die vorliegende Messung wurde eine Glasküvette mit einer Grundfläche von $10 \times 10 \text{ mm}^2$ als seitliche Begrenzung verwendet. Als Arbeitselektrode diente ein Platindraht ($100 \text{ }\mu\text{m}$ Durchmesser), welcher in eine Glaskapillare mit 6 mm Durchmesser eingeschmolzen wurde. Die Arbeitselektrode wurde in einen Teflon®-Block eingebracht, der den Boden der Küvette ersetzte. Für die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse ist die Präparation der Elektrode sehr wichtig. Die angewandten Prozeduren zum Schleifen der Elektrode und die Reinigung zwischen den einzelnen Messungen können detailliert bei Karnbach et al. (2016) nachgelesen werden. Der experimentelle Aufbau wurde dabei vorangegangenen Studien entlehnt (z. Bsp. Baczyzmalski et al. (2016, 2017), Yang et al. (2015)). Die Wasserstoffblasen wurden in einer $1\text{M H}_2\text{SO}_4$ Lösung erzeugt, wobei das Potential zwischen $-1,2 \dots -10 \text{ V}$ ($650 \text{ mV vs. standard hydrogen electrode (SHE)}$) variiert wurde. Durch das hohe Potential entstehen vergleichsweise große Blasen ($d \sim 1 \text{ mm}$), welche lang an der Elektrode anhaften ($\sim 5 \text{ s}$). Damit steigen zum einen die Strukturgröße und die mögliche Beobachtungszeit, was eine detaillierte Messung des Geschwindigkeitsfeldes ermöglicht. Da der Vorgang periodisch abläuft kann über mehrere Blasen phasengemittelt werden und somit die statistische Signifikanz gesteigert werden.

Zur Beleuchtung diente eine diffuse LED Hintergrundbeleuchtung. Die Schattenbilder der Wasserstoffblase und der Tracerpartikel (Polystyrene, $d = 1 \text{ }\mu\text{m}$) wurde mit einer Hochgeschwindigkeitskamera mit 500 Hz aufgezeichnet, wobei der Abbildungsmaßstab etwa $0,43 \text{ Pixel / mm}$ betrug. Da die Oberflächenspannung sehr sensitiv auf die Zugabe von oberflächenspannungsaktiven Stoffen oder Partikeln reagiert wurden zunächst Untersuchungen durchgeführt, um zu klären, ob es hier zu einer Beeinflussung kommt. Dabei wurde festgestellt, dass weder die Ablösefrequenz der Blasen, deren Durchmesser noch der elektrische Stromfluss (relativ und absolut) im Rahmen der Messunsicherheit durch die Zugabe der Partikel beeinflusst wurden (Yang et al. 2018). Es ist daher davon auszugehen, dass die sich einstellende Strömung durch die Partikel nicht beeinflusst wird.

Der Radius der Wasserstoffblase konnte über der Zeit in den Schattenbildern ausgewertet werden. Mit Ausnahme des frühen Bereiches nach der Blasenentstehung und der Zeit kurz vor dem Ablösen folgt das Wachstum dem Gesetz $D \sim t^{1/3}$, was bereits in früheren Studien bestimmt worden ist (z.B. Yang et al. (2015), Fernandez et al. (2014)). Dieser Verlauf ist charakteristisch für den Fall, dass fast der gesamte Wasserstoff direkt von der Elektrode in die Gasblase diffundiert und eine sehr hohe Übersättigung mit gelöstem Wasserstoff am Blasenfuß vorherrscht.

Ergebnisse

Geschwindigkeitsmessung

Die Auswertung der Geschwindigkeitsdaten erfolgte mit einem PTV Algorithmus, um die hohen räumlichen Gradienten ohne Messwertverfälschung zu bestimmen (Kähler et al., 2012). Dabei wurden lokale und zeitliche Informationen in die Bestimmung der korrespondierenden Partikelbilder für die Berechnung der Geschwindigkeit einbezogen, was die Wirkung eines lokalen adaptiven Histogrammfilters hat. Zusätzlich wurde anhand der Trajektorie durch einen lokalen Polynomfit die Position und die Länge des Geschwindigkeitsvektors bestimmt, was zu einer deutlichen Verbesserung der Genauigkeit der Ergebnisse für gekrümmte Trajektorien führt (Cierpka et al. 2013).

Die gemessenen Partikeltrajektorien mit dem Betrag der korrespondierenden Geschwindigkeitsvektoren bei einem Potential von -8 V sind in Abb. 3 auf der linken Seite zu einem späten Zeitpunkt der periodischen Blasenentstehung dargestellt. Zunächst ist zu erkennen, dass die durch das Blasenwachsen induzierte Geschwindigkeit ca. 0.5 mm/s beträgt und damit deutlich kleiner ist, als die Geschwindigkeit der Marangoniströmung an der Phasengrenzfläche,

welche Beträge bis zu 30 mm/s direkt an der Phasengrenzfläche erreicht. Die sehr großen Gradienten normal zur Phasengrenzfläche sind typisch für eine Marangoniströmung. Die Geschwindigkeit fällt in einem Abstand von ca. 60 μm bereits auf 0 mm/s ab. Aus Gründen der Kontinuität bildet sich um die Blase in der Nähe des Blasenfußes ein Ringwirbel, dessen Zentrum für den in Abb. 3 gezeigten Zeitraum bei $r \sim 600 \mu\text{m}$ und $y \sim 200 \mu\text{m}$ liegt. Um die zeitliche Entwicklung der Marangoniströmung zu bewerten wurde für Zeitintervalle von $\Delta t = 0,1 \text{ s}$ der maximale Geschwindigkeitsbetrag in einer Zone nahe an der Phasengrenzfläche (23 - 46 μm) bestimmt und auf der rechten Seite in Abb. 3 gemeinsam mit dem elektrischen Strom über der Zeit aufgetragen. Hier ist sehr deutlich zu erkennen, dass die Geschwindigkeit mit dem Stromfluss korreliert. Dies kann einerseits auf der höheren Wasserstoffproduktion mit steigendem Stromfluss beruhen, andererseits erhöht sich auch der Wärmeeintrag mit steigendem Stromfluss. Um den Einfluss des Temperaturgradienten abzuschätzen, wurden daher Messungen des Temperaturfeldes in einem zweiten Experiment durchgeführt.

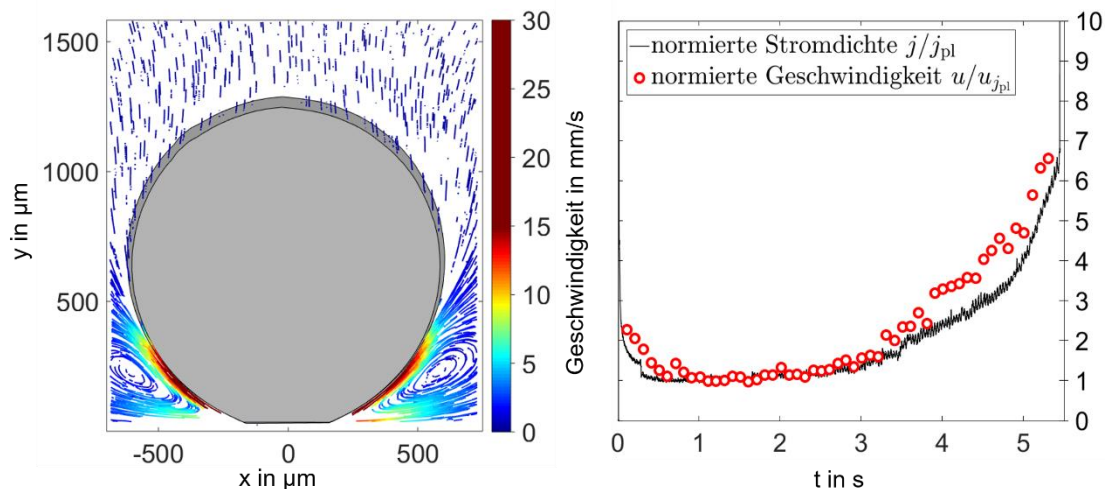


Abb. 3 Partikeltrajektorien mit den korrespondierenden Geschwindigkeitsvektoren während der Wasserstoffelektrolyse an einer Mikroelektrode. Die hohen Beträge in der Nähe der Phasengrenzfläche deuten auf eine Marangoniströmung hin (links). Normierte Stromdichte und normierte Geschwindigkeit über der Zeit (rechts).

Temperaturmessung

Mittlerweile konnten erste Ergebnisse zu Temperaturmessungen auf der Basis von temperatursensitiven Partikeln (Massing et al., 2016) durchgeführt werden. Dazu wurde Partikel, welche mit dem lumineszierenden Farbstoff Europium Thenoyltrifluoroacetate (EuTTA) markiert sind, verwendet. Das zeitliche Abklingverhalten der Farbstofflumineszenz ist temperatursensitiv und lässt sich mit einer Hochgeschwindigkeitskamera auflösen. Somit kann die Fluidtemperatur anhand einer geeigneten Kalibration aus der Abklingzeit berechnet werden. Für Messungen in Mikrokanälen konnte die hohe Genauigkeit der Messtechnik bereits nachgewiesen werden (Massing et al. 2018). Da die Abklingzeit eine intrinsische Eigenschaft des Luminophors ist kann eine Abhängigkeit von der Laserintensität ausgeschlossen werden. Des weiteren haben Voruntersuchungen zum Photobleaching und für verschiedene pH-Werte gezeigt, dass die Messtechnik von beiden Parametern nicht beeinflusst wird. Somit ist sie für Messungen an Mikroelektroden prinzipiell einsetzbar. In einem zweiten Experiment wurden daher Temperaturmessungen mit Partikeln mit einem Durchmesser von ca. 7 μm durchgeführt. Für die Beobachtung kam eine Hochgeschwindigkeitskamera (PCO Dimax HS4) zum Einsatz. Aufgrund der komplexen Beleuchtungssituation im Blasenfuß in dem relativ großen Volumen und einem geringen Signal-zu-Rauschverhältnis steigt allerdings die Messunsicherheit. Für die hier dargestellten Ergebnisse kam noch hinzu, dass aufgrund der geringen Intensität der Fluoreszenz die digitalisierten Signale eine deutliche Nichtlinearität

aufweisen, welche auch für die unterschiedlichen Pixel der Kameras verschieden war. Diese konnte mit Referenzmessungen bei bekannter Temperatur über eine Kalibrierung korrigiert werden. Schlussendlich wurde die Standardabweichung für einzelne Partikel von ca. $\sigma = 2.2$ K bestimmt. In Abbildung 4 ist die Temperaturverteilung in der Nähe der Phasengrenzfläche für eine Potential von -8 V für einen Zeitpunkt kurz vor dem Blasenablösen dargestellt, wobei für jeden Wert der Temperatur die Daten von mindestens 20 Partikeln verwendet wurden, was die Standardabweichung für diese Darstellung auf $\sigma = 2.2 \text{ K}/20^{0.5} = 0.5 \text{ K}$ reduziert. Der Temperaturgradient am Blasenfuß kann hier auf ca. $4 \text{ K} / 100 \mu\text{m} = 0,04 \text{ K} / \mu\text{m}$ abgeschätzt werden.

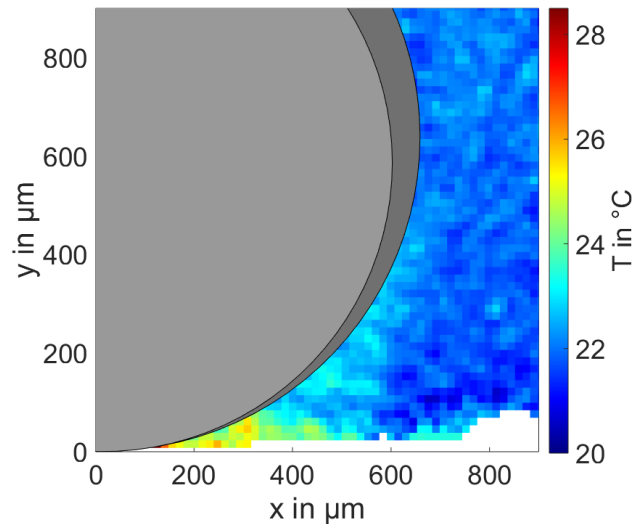


Abb. 4 Zeitlich und räumlich ($dx = 15 \mu\text{m}$, $dy = 15 \mu\text{m}$) gemittelte Temperaturverteilung am Blasenfuß. Deutlich erkennbar ist der starke Temperaturanstieg in der Nähe der Elektrode.

Abschätzung der Größenordnung der Effekte

Da die Wasserstoffkonzentration nicht gemessen werden konnte, ist lediglich eine Abschätzung der Größenordnung des Einflusses durch den Konzentrationsgradienten möglich. Beide Effekte erzeugen Gradienten in der Oberflächenspannung, die in Gleichung 1 ins Verhältnis gesetzt werden (Yang et al., 2018):

$$\frac{(\nabla\sigma)_{\text{solutal}}}{(\nabla\sigma)_{\text{thermisch}}} \approx \frac{\frac{\partial\sigma}{\partial c_{\text{H}_2}}}{\frac{\partial\sigma}{\partial T}} \frac{\delta_{\text{thermisch}}}{\delta_{\text{solutal}}} \frac{\Delta c_{\text{H}_2}}{\Delta T} \quad (\text{Gleichung 1})$$

Auf der rechten Seite der Gleichung steht im ersten Term der Einfluss der Konzentration des Wasserstoffes (c_{H_2}) bzw. der Temperatur (T) auf die Oberflächenspannung (σ). In der Literatur lassen sich hierfür $\frac{\partial\sigma}{\partial T} = -1,6 \times 10^{-4} \text{ N}/(\text{m K})$ (Vazquez et al., 1995) und $\frac{\partial\sigma}{\partial c_{\text{H}_2}} = -3,2 \times 10^{-5} \text{ Nm}^2/\text{mol}$ (Yang et al., 2018) finden. Das Verhältnis der Temperatur- und Konzentrationsgrenzschichten kann mit der Reynoldszahl ($Re = \frac{uD}{2\nu} \sim 3$), Prandtlzahl ($Pr = \frac{\nu}{a} \sim 10^2$) und Schmidtzahl ($Sc = \frac{\nu}{D_{\text{H}_2}} \sim 10^3$) zu $\frac{\delta_{\text{thermisch}}}{\delta_{\text{solutal}}} \sim 3$ abgeschätzt werden, wobei ν die kinematische Viskosität, a die Temperaturleitfähigkeit und D_{H_2} der Diffusionskoeffizient von Wasserstoff ist (Yang et al, 2018). Der dritte Term kann approximiert werden indem der Abfall der Konzentration (Δc_{H_2}) konservativ mit der Sättigungskonzentration $\Delta c_{\text{s,H}_2} = 0,75 \times 10^{-3} \text{ mol/l}$ gleichgesetzt wird (für 28 °C nach Glas und Westwater, 1964). Für den Abfall der Temperatur kann anhand der Messungen $\Delta T \approx 3 \text{ K}$ abgeschätzt werden. Damit ergibt sich ein Verhältnis von $\frac{(\nabla\sigma)_{\text{solutal}}}{(\nabla\sigma)_{\text{thermisch}}} = 0,2$. Beide Effekte spielen also etwa eine gleichbedeutende Rolle

für die Ausprägung der Marangoniströmung. Zu beachten ist an dieser Abschätzung noch die konservative Annahme der Sättigungskonzentration. Der Abfall der Konzentration kann in der Realität jedoch noch deutlich größer sein, was einen größeren Einfluss der Konzentrationsgradienten des Wasserstoffes vermuten lässt. Hier können nur direkte Messungen der Konzentration bzw. die Simulation des Konzentrationsfeldes Aufschluss bieten.

Zusammenfassung

Es konnte deutlich gezeigt werden, dass es an der Phasengrenzfläche zu einer Marangoniströmung kommt. Die resultierende Kraft ist in die entgegengesetzte Richtung des Auftriebs gerichtet, trägt also dazu bei, dass die Wasserstoffblasen länger an der Oberfläche anhaften. Klar nachgewiesen werden konnte, dass die durch die Marangoniströmung erzeugte Strömung schneller wird, wenn der elektrische Strom steigt. Eine Abschätzung des Einflusses des Konzentrationsgradienten und des Temperaturgradienten zeigte, dass im vorliegenden Fall der Mikroelektroden beide einen signifikanten Beitrag leisten können, wobei der Effekt des Konzentrationsgradienten mit dem elektrischen Strom und der Effekt des Temperaturgradienten mit dem elektrischen Strom zum Quadrat skalieren sollte. Für einen solchen Nachweis ist die Datenlage allerdings mit zu großen Messunsicherheiten behaftet.

Zu klären ist zudem die Frage, inwieweit es zu einer Ausprägung der Strömung an einer makroskopischen Elektrode kommen kann, da diese realistisch für Elektrolyseure sind. Hier wird erwartet, dass sich der Gradient in der Wasserstoffkonzentration verringert, besonders aber die Temperaturerhöhung deutlich kleiner ausfällt, da die am Blasenfuß auftretende elektrische Stromdichte deutlich geringer ist. Dies soll in weiteren numerischen und experimentellen Untersuchungen aufgeklärt werden.

Dankesworte

Die Untersuchungen wurden im Rahmen des Emmy-Noether Programms der DFG unter dem Förderkennzeichen C185/3 und des IGF Programms der AIF unter dem Förderkennzeichen 18941 N gefördert.

Literatur

D. Baczyzmalski, F. Karnbach, M. Uhlemann, G. Mutschke, X. Yang, K. Eckert, C. Cierpka (2017) Growth and detachment of single hydrogen bubbles in a MHD shear flow. *Physical Review Fluids* 2, 093701, DOI: 10.1103/PhysRevFluids.2.093701

D. Baczyzmalski, F. Karnbach, X. Yang, G. Mutschke, M. Uhlemann, K. Eckert, C. Cierpka (2016) On the Electrolyte Convection around a Hydrogen Bubble Evolving at a Microelectrode under the Influence of a Magnetic Field. *Journal of the Electrochemical Society* 163, E248-E257, DOI: 10.1149/2.0381609jes, open access

D. Baczyzmalski, T. Weier, C.J. Kähler, C. Cierpka (2015) Near-wall measurements of the bubble-driven and Lorentz-force-driven convection at gas-evolving electrodes. *Experiments in Fluids* 56, 162, DOI: 10.1007/s00348-015-2029-0

C. Cierpka, B. Lütke, C.J. Kähler (2013) Higher order multi-frame Particle Tracking Velocimetry. *Experiments in Fluids* 54, 1533, DOI: 10.1007/s00348-013-1533-3

J. Dukovic, C. W. Tobias (1987) The influence of attached bubbles on potential drop and current distribution at gas-evolving electrodes, *Journal of the Electrochemical Society* 134, 331–343, DOI: 10.1149/1.2100456

D. Fernández, P. Maurer, M. Martine, J. Coey, M.E. Möbius (2014) Bubble formation at a gas-evolving microelectrode, *Langmuir* 30, 13065–13074, DOI: 10.1021/la500234r

J.P. Glas, J.W. Westwater (1964) Measurements of the growth of electrolytic bubbles, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 7, 1427–1443, DOI: 10.1016/0017-9310(64)90130-9

- F. Hine, M. Yasuda, R. Nakamura, T. Noda (1975) Hydrodynamic studies of bubble effects on the iR-drops in a vertical rectangular cell. *Journal of the Electrochemical Society* 122:1185–1190, DOI: 10.1149/1.2134422
- F. Hine, K. Murakami (1980) Bubble effects on the solution iR drop in a vertical electrolyzer under free and forced convection. *Journal of the Electrochemical Society* 127:292–297, DOI: 10.1149/2.0381609jes
- C.J. Kähler, S. Scharnowski, C. Cierpka (2012) On the uncertainty of digital PIV and PTV near walls. *Experiments in Fluids* 52, 1641-1627, DOI: 10.1007/s00348-012-1307-3
- F. Karnbach, X. Yang, G. Mutschke, J. Fröhlich, J. Eckert, A. Gebert, K. Tschulik, K. Eckert, M. Uhlemann (2016) Interplay of the open circuit potential-relaxation and the dissolution behavior of a single H₂ bubble generated at a Pt microelectrode, *Journal of Physical Chemistry C* 120, 15137, DOI: 10.1021/acs.jpcc.6b02305
- S. Lubetkin (2002) The motion of electrolytic gas bubbles near electrodes, *Electrochimica Acta*, 48, 357–375, DOI: 10.1016/S0013-4686(02)00682-5
- J. Massing, D. Kaden, C.J. Kähler, C. Cierpka (2016) Luminescent two-color tracer particles for simultaneous velocity and temperature measurements in microfluidics, *Measurement Science and Technology* 27, 115301, DOI: 10.1088/0957-0233/27/11/115301
- J. Massing, C.J. Kähler, C. Cierpka (2018) A volumetric temperature and velocity measurement technique for microfluidics based on luminescence lifetime imaging, *Experiments in Fluids*, submitted
- M. Sterner, I. Stadler (2017) *Energiespeicher – Bedarf, Technologien, Integration*. Springer-Vieweg Verlag Berlin Heidelberg
- G. Vazquez, E. Alvarez, J. M. Navaza (1995) Surface Tension of Alcohol Water and Water from 20 to 50 °C, *Journal of Chemical Engineering and Data* 40, 611–614, DOI: 10.1021/je00019a016
- X. Yang, D. Baczymalski, C. Cierpka, G. Mutschke, K. Eckert (2018) Marangoni convection at electrogenerated hydrogen bubbles, *Physical Chemistry Chemical Physics* 20, 11542-11548, DOI: 10.1039/c8cp01050a
- X. Yang, F. Karnbach, M. Uhlemann, S. Odenbach, K. Eckert (2015) Evaluating the behavior of electrolytic gas bubbles and their effect on the cell voltage in alkaline water electrolysis, *Langmuir* 31, 8184–8193, DOI: 10.1021/ie301029e