

Zur Luftausgasung in Öl

AIR DEGASSING FROM OIL

Franz Peters, Marius Nüllig, Alexander Höhne

Ruhr-Universität Bochum, Institut für Thermo- u. Fluidodynamik, Universitätsstraße 150, 44801 Bochum

Gasblasen, Gaskavitation, Diffusion
Gas bubbles, gas cavitation, diffusion

Einleitung

Wenn Gasblasen in Flüssigkeiten entstehen, wachsen und wieder verschwinden spricht man von Kavitation. Das Phänomen der Kavitation beobachtet man z.B. in Pumpen oder an Propellern, aber auch an eintauchenden Schwimmern oder in Sektflaschen. Die Beobachtung lehrt nicht unmittelbar, ob es sich um Ausgasung von gelöstem Gas oder um reine Dampfblasen handelt. Es sind auch Kombinationen möglich. Bei reiner Verdampfung muss der Druck in der Flüssigkeit sehr stark abfallen (deutlich unter 3000Pa bei Wasser, unter 1Pa bei Öl), was meistens durch starke Beschleunigung geschieht. Die Freisetzung von gelöstem Gas hingegen kann sofort nach Unterschreitung des Druckes einsetzen, bei dem das Gas gesättigt wurde. Letzterer Effekt ist Gegenstand dieser Arbeit. Das untersuchte System ist Luft in Weißöl.

Öl, das bei konstantem Druck und konstanter Temperatur mit einem Gas in Kontakt steht, sättigt sich durch Diffusion. Die in Öl lösliche Gasmenge ist beachtlich. Unter atmosphärischen Bedingungen nimmt 1Liter Weißöl 0,1094Liter Luft auf (eigene Messung). Senkt man aus diesem Gleichgewichtszustand den Druck ab und stellt einen Keim zur Verfügung, so beginnt die Ausgasung durch Blasenbildung. In ruhender Flüssigkeit erfordert die Ausgasung einen diffusiven Transport der Gasmoleküle in der Flüssigkeit. Ein solcher Transport ist langsam und kann kaum die oft beobachtete vehemente Gasbildung erklären. Dazu ist eine Strömung erforderlich (Konvektion), die ständig gesättigtes Gas heranzführt und den Stofftransport erhöht. Wir stellen hier ein Referenzexperiment vor, das diese Frage exemplarisch behandelt.

Größenordnungen

Eine Blase behält ihren Durchmesser, wenn sich das in der Flüssigkeit gelöste Gas der Dichte ρ_∞ im Sättigungsgleichgewicht mit dem Blasengas der Dichte ρ_{gs} befindet. Wird der Druck bei fester Temperatur abgesenkt, so stellt sich in der Flüssigkeit an der Phasengrenzfläche die zu diesem Druck gehörige (niedrigere) Gleichgewichtssättigung mit der Dichte ρ_0 ein. Diese hängt linear von der Gasdichte ab. Der Proportionalitätsfaktor ist der Bunsenkoeffizient α (s. auch Henry-Gesetz in der Literatur)

$$\alpha = \frac{\rho_0}{\rho_g} = \frac{\rho_\infty}{\rho_{gs}} \quad (1)$$

Das Sättigungsgefälle des gelösten Gases von der Umgebung zur Grenzfläche in Dichten ausgedrückt ist nun $(\rho_\infty - \rho_0)$. Es treibt einen diffusiven, flächenspezifischen Massentransport \dot{m}/A , der nach dem Fick'schen Gesetz proportional zur Diffusionskoeffizienten D und zum Gradienten der Dichte an der Grenzfläche A ist

$$\frac{\dot{m}}{A} = -D \frac{d\rho}{dr} \quad (2)$$

Der Gradient ist, wie der Massenstrom, eine lokale Größe. Der gesamte, über die Grenzfläche integrierte Massenstrom bezieht sich auf einen mittleren Gradienten. Dieses Gesetz gilt gleichermaßen im statischen wie im Strömungsfall. Die Aufgabe besteht i.a. darin den Gradienten auf analytische bzw. numerische Weise zu ermitteln. Wir interessieren uns an dieser Stelle zunächst für die Größenordnung des erforderlichen Gradienten, wenn es darum geht eine gewisse Blasenzahl f pro Zeiteinheit zu erzeugen. Eine Gleichung für die Frequenz (Betrag) wird gewonnen, indem man Gl.2 durch die Masse einer Blase mit dem Radius r_0 teilt:

$$f = \frac{A}{4\pi r_0^2} \frac{3}{\rho_g r_0} D \frac{d\rho}{dr} \quad (3)$$

$\underbrace{\hspace{1.5cm}}_{\beta}$

Die Fläche A kann die Oberfläche der Blase selbst sein oder ein Vielfaches β davon. Diese Fläche nimmt insgesamt das diffundierende Gas auf, gibt es aber nur punktuell in Form von Blasen ab.

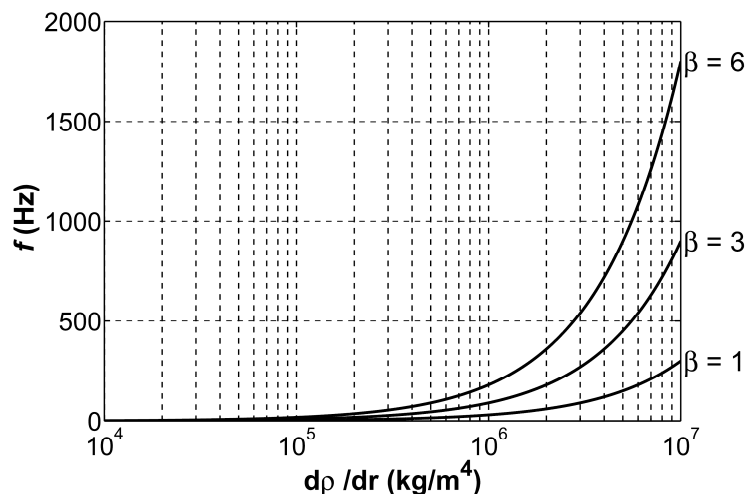


Abb. 1: Erzeugungsfrequenz nach Gl.3 einer 1mm Blase (r_0) als Funktion des Dichtegradienten an der flüssigkeitsseitigen Grenzfläche. Der Parameter β ist das Flächenverhältnis.

In Abb.1 erscheint f als Funktion des Gradienten wobei das Flächenverhältnis β als Parameter fungiert. Der Blasenradius wurde der Einfachheit halber auf 1mm gesetzt. D stammt aus Tabelle 1. Man beachte die Dimension des Gradienten $(\text{kg}/\text{m}^3)/\text{m}$. Zusammen mit einer Gasdichte ρ_g von $1\text{kg}/\text{m}^3$ bekommt man zum linken Rand hin nur kleine

Frequenzen. Die Frequenzen steigen allerdings mit dem Gradienten stark an, wobei sich das Flächenverhältnis erheblich bemerkbar macht. Bei einem Gradienten von 10^7 bekommt man problemlos Frequenzen oberhalb von 1000Hz! Dieser Gradient würde bedeuten, dass die Dichte auf einem Radiusabschnitt von $1\mu\text{m}$ abfallen müsste. Ein solcher Gradient erscheint fragwürdig, wird durch konvektive Strömungen aber durchaus erreicht.

Im Folgenden beschäftigen wir uns im ersten Schritt mit dem Stofftransport bei reiner Diffusion an einer Blase. Im zweiten Schritt wird der Einfluss einer mäßigen Strömung untersucht. Wir befinden uns damit weit links auf der x-Achse der Abb.1.

Tab. 1: Eigenschaften von Weißöl bei 23°C.

| Eigenschaft | Wert |
|----------------------------|--|
| Dichte | $827,4\text{kg/m}^3$ |
| kin. Viskosität | $29,1\text{mm}^2/\text{s}$ |
| Bunsenkoeffizient Luft | 0,1094 |
| Diffusionskoeffizient Luft | $\sim 1,03 \cdot 10^{-9}\text{m}^2/\text{s}$ |
| Oberflächenspannung | $\sim 30,2\text{mN/m}$ |

Versuchsaufbau und Durchführung

Abb.2 skizziert den Versuchsaufbau. In einem Unterdruckgefäß aus Glas befindet sich Weißöl in Kontakt mit atmosphärischer Luft bei Labortemperatur 23°C. Eine über Motor und Magnetkupplung angetriebene Welle (keine Durchführung) ragt in das Öl hinein. Am Ende dieser Welle kann ein Rotationskörper befestigt werden, der durch ein Seitenfenster von einer Kamera beobachtet wird. Diffuses Licht wird von der Gegenseite zur Verfügung gestellt. Der Luftdruck wird durch eine Vakuumpumpe unterhalb des atmosphärischen Druckes eingestellt und von einem Absolutdruckmessgerät (Baratron) genau kontrolliert. Auf diese Weise kann das Öl bei atmosphärischem oder einem niedrigeren, vorgewählten Druck gesättigt werden. Dabei kommt der Rotationskörper zur Hilfe, indem er das Öl umwälzt.

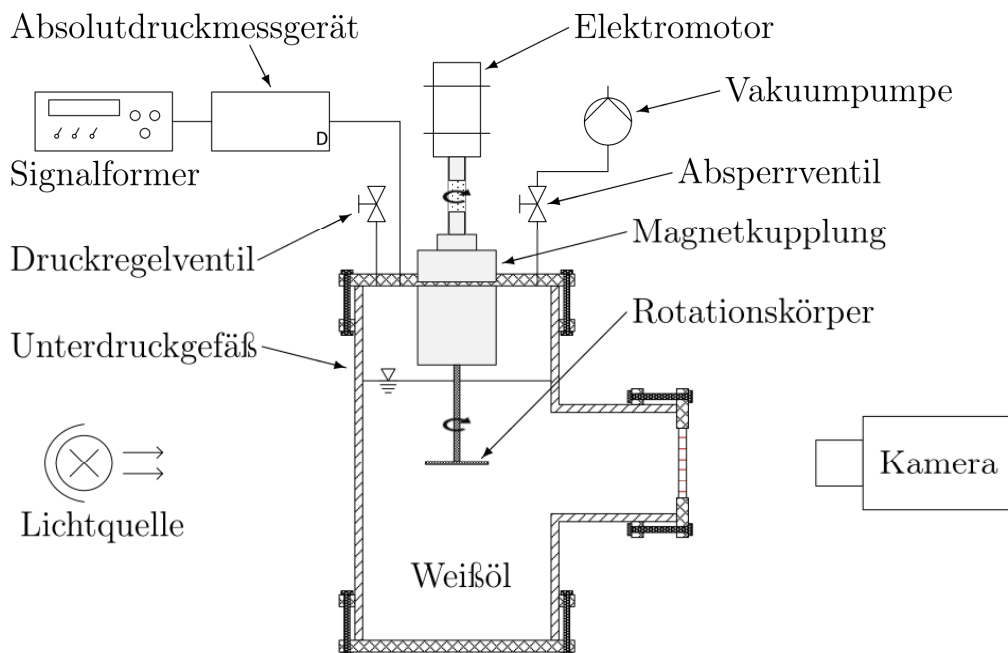


Abb. 2: Versuchsaufbau.

Die hiesigen Untersuchungen beziehen sich auf eine Aluminiumscheibe des Durchmessers 59mm. In der Mitte der Scheibe befindet sich ein kleines Sackloch von 0,9mm Durchmesser und etwa 3mm Tiefe. Beim Eintauchen der Scheibe ist diese Bohrung luftgefüllt. Dies ist unbedingt zu beachten, da diese Luft als Keimstelle dient. Auf der Aluminiumscheibe befindet sich eine weitere Bohrung mit dem Abstand 19,1mm von der Mitte. Zur Beobachtung von Blasen wird eine CCD-Kamera benutzt, die 11 Bilder pro Sekunde erzeugt. Die Beleuchtung der Blasen wird durch Weißlichtquellen gewährleistet.

Messungen werden in drei Fällen durchgeführt.

Im ersten Fall wird das zuvor gesättigte Öl durch rasches Absaugen der Luft einem niedrigeren Druck von 2000 bzw. 4000Pa ausgesetzt, was zu einer Übersättigung mit Luft führt. Die Blase in der zentralen Bohrung expandiert ein Stück und wird vor dem Loch sichtbar. Dann beginnt sie durch Diffusion zu wachsen. Das Wachstum wird in einer Zeitserie beobachtet wie z.B. in Abb.3 dargestellt.

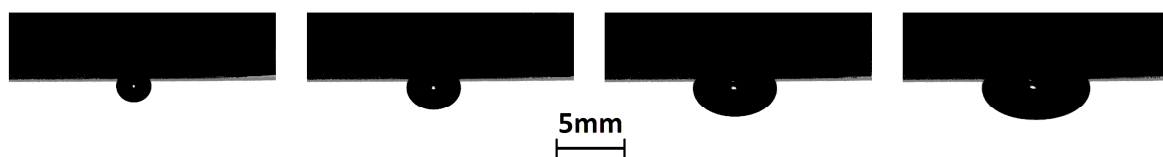


Abb. 3: Typische Zeitserie des Blasenwachstums, hier: 140-740s.

Bei spätestens 10mm neigt die Blase zur Instabilität und löst ab, worauf sofort eine neue zu wachsen beginnt. Das Loch bleibt dabei immer gasgefüllt.

Es entstehen auch an anderen Keimstellen im Gefäß Blasen. Die Summe der Blasen würde zu einer unerwünschten Druckerhöhung führen. Um das zu unterbinden wird eine Balance von Absaugen und Zuführen über das Druckregelventil einjustiert.

Im zweiten Fall wird die Scheibe zusätzlich in Rotation versetzt. Das Öl wird von der Scheibe mitgenommen und durch die Rotation radial nach außen beschleunigt. Dadurch kommt es zu einer mäßigen Umströmung der Blase von unten während sie wächst.

Im dritten Fall wächst die Blase auf einem Loch bei dem Radius von 19,1mm. Bei z.B. 200min^{-1} erfährt sie hier eine Tangentialgeschwindigkeit von 0,4m/s. Hinzu kommt die induzierte Radialgeschwindigkeit. Die Blasen wachsen rasch an und lösen durch die unsymmetrische Geschwindigkeitsverteilung schnell ab. Das Blasenwachstum selbst kann mit der vorhandenen Optik nicht aufgelöst werden, aber die Ablösefrequenz und der maximale Durchmesser.

Auswertung und Ergebnisse

Die Bilder der Blase werden digital bearbeitet. Die Blasen weichen mit zunehmender Größe schnell von der Kugelform ab. Wie in [Nüllig, Peters, 2013a+b] beschrieben wird das Volumen des Blasenunterteils bis zum Äquator berechnet. In Abb.4 wird der aus dem verdoppelten Volumen zurückgerechnete äquivalente Kugeldurchmesser d_e über der Zeit t dargestellt. Die Abb.4 zeigt Messreihen $d_e(t)$ mit den zugehörigen Parametern.

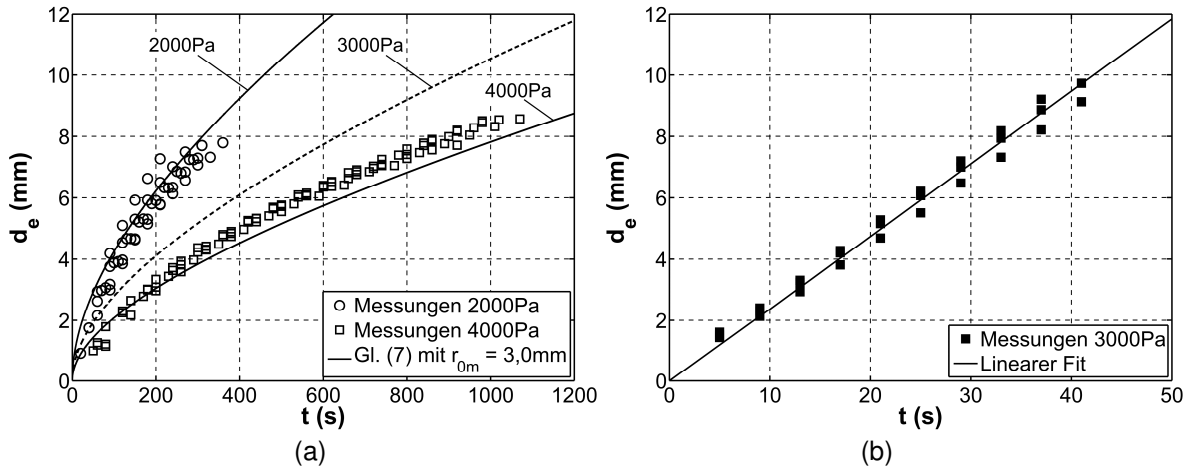


Abb. 4: (a) Wachstum einer Blase in ruhendem Öl bei 2000Pa und 4000Pa (erster Fall).
 (b) Vergleich zu bewegtem Öl bei 3000Pa und 200 min^{-1} (zweiter Fall).

Die analytische Behandlung des Blasenwachstums stößt vor allem auf zwei Probleme. Erstens bleibt die Blase nicht kugelförmig und zweitens wächst sie, d.h. sie verlagert den Ort der Randbedingung. Sieht man über diese Mängel hinweg, so kann man einen Vergleich mit der analytischen Lösung vornehmen, um das Wesentliche des Vorgangs zu erkennen. Die analytische Lösung der Diffusionsgleichung in Kugelkoordinaten ist die Error-Funktion [Crank 1975], die, angewandt auf eine Kugel des Radius r_0 , zunächst den Dichtegradienten an der Grenzfläche ergibt

$$\left. \frac{\partial \rho}{\partial r} \right|_0 = \frac{\rho_\infty - \rho_0}{r_0} \left(1 + \frac{r_0}{\sqrt{\pi D t}} \right) \quad (4)$$

und zusammen mit dem Fick'schen Gesetz (Gl.2) den flächenspezifischen Massenstrom liefert

$$\frac{\dot{m}}{4\pi r_0^2} = -D \frac{\rho_\infty - \rho_0}{r_0} \left(1 + \frac{r_0}{\sqrt{\pi D t}} \right) \quad (5)$$

Wir ersetzen den Massenstrom durch Dichte mal Fläche mal $-dr/dt$, dann folgt zunächst

$$\frac{dr}{dt} = D \frac{\rho_\infty - \rho_0}{\rho_g r_{0m}} + D \frac{\rho_\infty - \rho_0}{\rho_g \sqrt{\pi D t}} \quad (6)$$

und nach Integration nach der Zeit bei einem festgehaltenen, mittleren Radius r_{0m}

$$r(t) = D \frac{\rho_\infty - \rho_0}{\rho_g} \left[\frac{t}{r_{0m}} + 2 \sqrt{\frac{t}{\pi D}} \right] \quad (7)$$

Da D sehr klein ist, überwiegt von Anfang an der Wurzelterm. Dieses Verhalten ist den Daten in Abb.4a deutlich anzusehen. Die eingetragenen Kurven wurden mit einem mittleren Schätzwert r_{0m} berechnet. Eine absolute Übereinstimmung ist bei den getroffenen Annahmen

nicht besser zu erwarten. Genaue Ergebnisse können nur auf numerischem Wege erzielt werden.

Die zu diesem Prozess gehörigen Frequenzen einer fiktiven 1mm Blase oberhalb des zeitlichen Nullpunktes liegen sehr niedrig, noch außerhalb des Diagramms in Abb.1.

Es geht nun darum zu zeigen, welchen fundamentalen Unterschied eine mäßige Strömung macht, die sich bei Drehung der Scheibe stationär einstellt. Im statischen Fall ist der Gradient an der Grenzfläche (Gl.4) und im ganzen Feld zeitabhängig, es sei denn die Zeit geht gegen unendlich. Im Strömungsfall wird das diffundierende Gas ständig wegtransportiert, so dass der Gradient entlang der Grenzfläche stationär wird. Dadurch, dass die Umgebungsdichte näher an die Grenzfläche herangetragen wird als im stationären Fall, wird der Gradient größer. Ein stationärer Gradient hat mit Gl.1 einen konstanten flächenspezifischen Massenstrom zur Folge. Da der Massenstrom, der die Flüssigkeit verlässt, als $(-dr/dt \rho_g 4\pi r_0^2)$ geschrieben werden kann, folgt mit Gl.1, dass dr/dt zeitlich konstant wird. Das Beispiel in Abb.4b zeigt genau dies ($dr/dt \approx 0,12 \text{ mm/s}$). Die durch die Daten verlaufende Linie (Fit) entspricht mit Gl.1 einem Dichtegradienten von der Größenordnung 10^4 kg/m^4 . Durch den Vergleich der beiden 3000Pa-Kurven in Abb.4 sieht man sehr schön den erheblichen Einfluss der Strömung: Eine $d_e=8\text{mm}$ Blase benötigt für ihr Wachstum unter Strömungseinfluss nur 1/20 der Zeit einer statischen Blase.

Im dritten Fall der auf einem Kreis umlaufenden Blase wurden Ablösefrequenz, maximaler Durchmesser und Druck registriert, wovon Tab.2 eine Aufstellung liefert.

Tab. 2: Aufstellung der Messdaten zur umlaufenden Blase.
Lochdurchmesser: 0,9mm. Lochabstand von der Mitte: 19,1mm.

| Druck (Pa) | Drehzahl (min^{-1}) | Loch- geschwindigkeit (m/s) | Blasen- größe d_e (mm) | Ablöse- frequenz (min^{-1}) | dr/dt (mm/s) |
|---------------|-----------------------------------|-----------------------------------|--------------------------------|--|-------------------|
| 100 | 103 | 0,21 | 2,17 | 67,1 | 1,21 |
| 100 | 196 | 0,39 | 1,32 | 274,0 | 3,01 |
| 2000 | 103 | 0,21 | 2,12 | 16,6 | 0,29 |
| 2000 | 196 | 0,39 | 1,15 | 67,7 | 0,65 |
| 4000 | 103 | 0,21 | 2,10 | 7,8 | 0,14 |
| 4000 | 196 | 0,39 | 1,15 | 35,4 | 0,34 |

Es fällt auf, dass die Blasen nur etwas größer als das Keimloch werden, bevor sie mit relativ hoher Frequenz ablösen. Letztere vervierfacht sich etwa, wenn sich die Drehzahl verdoppelt. Der Einfluss der exzentrisch sitzenden Blase auf den Massenstrom ist nicht auffallend. Das erhöhte dr/dt (berechnet aus Blasengröße und Ablösefrequenz) in den ersten beiden Zeilen ist auf den stark erniedrigten Druck zurückzuführen.

Zusammenfassung

Die treibende Kraft der Gasblasenkavitation ist der Gradient der Dichte des in der Flüssigkeit gelösten Gases an der Grenzfläche. Dieser Gradient hängt einerseits davon ab wie stark die Lösung durch Druckabsenkung übersättigt wird und andererseits davon wie nah eine Strömung die Umgebungsdichte an die Grenzfläche herantransportiert. Wir haben den Übergang von der statischen Blase zur umströmten Blase in einem Experiment demonstriert. Mäßige Strömungen zeigen bereits eine starke Erhöhung der Ausgasungsrate. Die dazu notwendigen Drücke liegen sehr viel höher als der Dampfdruck und werden in Strömungen schnell erreicht. Die Untersuchungen haben physikalische Zusammenhänge aufgezeigt, die auf höhere Geschwindigkeiten ausgedehnt und mit genauen quantitativen, numerischen Analysen ergänzt werden sollten

Literatur

Crank, J., 1975: "The Mathematics of Diffusion", Clarendon Press, Oxford

Nüllig, M., Peters, F., 2013a: "Diffusion of Small Gas Bubbles into Liquid Studied by the Rotary Chamber Technique", Chemie Ingenieur Technik, 85: 1074-1079, doi: 10.1002/cite.201200196

Nüllig, M., Peters, F., 2013b "Das Volumen oszillierender Gasblasen bei Diffusionsversuchen", 21. Fachtagung der Deutschen Gesellschaft für Laser-Anemometrie, München