

Das Seifenboot im Lichte der Grenzflächenphysik

The soap boat in the light of interfacial physics

Wilfried Suhr

Universität Münster, Wilhelm-Klemm-Straße 10, 48149 Münster, wilfried.suhr@uni-muenster.de
(Eingegangen: 12.05.2016; Angenommen: 12.01.2017)

Kurzfassung

Ein Seifenboot lässt sich mit ein wenig Bastelarbeit und haushaltsüblichen Materialien leicht herstellen. Als Antrieb dient ein Effekt, der auftritt, wenn Seife mit frischem Wasser in Kontakt kommt. Für eine Erklärung der sich dabei im Verborgenen abspielenden Dynamik bietet sich der Physikunterricht der Oberstufe an, weil sich dort die dafür erforderlichen Kenntnisse aus unterschiedlichen Teilgebieten der Physik zusammenführen lassen. Zur entsprechenden Unterrichtsvorbereitung stellt dieser Artikel die spezifischen fachlichen Grundlagen bereit und zeichnet den Weg für eine schrittweise experimentelle Erschließung des Phänomens vor. Zu lebensweltlichen und historischen Kontexten hergestellte Bezüge belegen darüber hinaus die viel-seitige Anwendbarkeit der am Seifenboot erlernbaren Physik. Der Inhalt bietet Aufschlüsse über das Zustandekommen des Antriebs und die damit verbundene Energetik. Darüber hinaus stellt er eine Vorhersagemethode für die Reichweite eines Seifenboots vor.

Abstract

A soap boat can be easily manufactured with a little handicraft work and household materials. It is propelled by an effect occurring when soap comes into contact with fresh water. A suitable opportunity to explain the dynamics behind this process arises in physics courses at high school level, because this level allows for the combination of necessary knowledge from different fields of physics. In order to support appropriate lesson planning, this article provides the specific technical foundations and guidance on approaching the phenomenon step-by-step experimentally. The references to everyday life and historical contexts also demonstrate the versatility of physics concepts that can be learned through the soap boat. The content provides insights into the principles of propulsion including related energetic aspects. Furthermore, it presents a prediction method for the range of a soap boat.

1. Einleitung

Die bestechend einfache Bauweise eines Seifenboots täuscht über die Vielseitigkeit der Kenntnisse hinweg, die ein tieferes Verständnis seines Antriebs erfordert. Der vorliegende Artikel schafft die Voraussetzungen dafür, indem er die wesentlichen Grundlagen bereitstellt und außerdem Versuche vorstellt, mit denen sich grundlegende Zusammenhänge veranschaulichen lassen.

Bevor sich menschlicher Erfindergeist das Antriebsprinzip des Seifenboots zu Nutze machte, gehörte es bereits lange zum Repertoire natürlicher Fortbewegungsarten. Einsetzen können es beispielsweise einige in Ufernähe lebende Käfer aus der Familie der Kurzflügler. Sind sie ins Wasser gefallen, so kommen sie durch Zappeln kaum von der Stelle. Bei Gefahr sondern sie daher ein Drüsensekret auf die Wasseroberfläche ab, wodurch Kräfte auf sie wir-

ken, die ihnen kurzzeitig Geschwindigkeiten von über 45 cm/s verleihen [1].

Für die aktuelle Wissenschaft ist das Antriebsprinzip des Seifenboots von Interesse, weil es unter anderem zum Verständnis von zellbiologischen Transportprozessen beitragen kann [2, 3, 4] oder beispielsweise für den Antrieb von Mikromaschinen infrage kommt [5, 6].

Einen mechanischen Antrieb mittels chemischer Treibstoffe auf möglichst direktem Wege zu erreichen, spornt auch heute noch Forscher an, das Verhalten derartig ausgestatteter kleiner Boote experimentell zu untersuchen oder theoretisch zu ergründen. Einen Überblick über dafür erwogene Antriebskonzepte gibt [7]. Für die Bauweise der Boote reicht das Spektrum der Vorschläge von sehr einfachen [8] bis zu technologisch aufwendigen und anspruchsvollen Konzepten [9, 10, 11, 12]. Aus [13] ist zu erfahren, wie sich der für den Antrieb maßgebliche Gra-

dient der Oberflächenspannung während der Fahrt messen lässt. Einen experimentellen Nachweis darüber, dass sich bei einem derartigen Antrieb nicht allein das Boot bewegt, sondern zugleich ein Konvektionsstrom im Fahrwasser entsteht, liefert [14]. Zwei mathematisch anspruchsvolle Modelle des Antriebs findet man in [15] und [16].

Die überwiegende Zahl der hier angeführten wissenschaftlichen Artikel ist fachlich so voraussetzungsvoll und inhaltlich so speziell, dass sie sich im Unterricht bestenfalls zur Vertiefung einzelner Aspekte eignen würde. Aus der Vielzahl populärwissenschaftlicher Erklärungen des Seifenbootantriebs ergibt sich dagegen nur ein unzureichendes Bild, weil darin der zur stattfindenden Wechselwirkung gehörige Wechselwirkungspartner typischerweise außer Acht gelassen wird.

Demgegenüber bereitet dieser Artikel die Thematik mit einem didaktischen Fokus auf, wobei er zunächst eine kurze wissenschaftsgeschichtliche Verortung vornimmt, die den Forschungsbereich kennzeichnet, aus dem die Idee des Seifenboots hervorgegangen ist. Dem folgt ein Kapitel, in dem die zum Verständnis des Antriebs erforderlichen Grundlagen und Zusammenhänge vorgestellt und erörtert werden. Um zur Seifenbootfahrt eine thermodynamische Perspektive einnehmen zu können, wird dabei mit einer energetischen Begründung der Oberflächenspannung begonnen. Mit dem Ziel, den für den Antrieb maßgeblichen Marangoni-Effekt verständlich zu machen, folgen dann ausführliche grenzflächenphysikalische Betrachtungen darüber, wie sich oberflächenaktive Substanzen auf Wasser auswirken. Im Allgemeinen sind populärwissenschaftliche Erklärungen des Antriebs mit Newtons Wechselwirkungsprinzip unvereinbar, weil sie die flüssigkeitsdynamischen Begleiterscheinungen des Marangoni-Effekts nicht berücksichtigen. Um Physiklernenden dahingehend ein vollständigeres Bild präsentieren zu können, nimmt die anschließende Erklärung des Seifenbootantriebs nicht allein die *Actio*, sondern in gleichem Maße auch die *Reactio* in den Blick. Quantitative Aussagen über die Dynamik des Seifenboots werden anhand einer anschließend hergeleiteten Bewegungsgleichung möglich, was auch eine Bestimmung seiner Reichweite umfasst. Zum Abschluss wird der Frage nachgegangen, woher die zur Seifenbootfahrt aufzubringende Energie eigentlich stammt.

Das nun folgende Einstiegskapitel verfolgt die Absicht, dem möglichen Vorurteil zu begegnen, dass es sich bei dem Seifenboot bloß um ein Kinderspielzeug handelt. Es ist nämlich kaum bekannt, dass es ideengeschichtlich in einem wissenschaftlichen Umfeld beheimatet ist.

2. Ideengeschichtlicher „Stapellauf“

Der Konstruktion von Seifenbooten ging eine Entwicklung voraus, zu deren Anfängen eine Beobachtung gehört, die der niederländische Mediziner An-

tonius de Heide 1686 veröffentlichte [17]. Unter seinen Arzneien befand sich Kampfer, von dem er abgeschabte Partikel auf Olivenöl gestreut hatte. Beim Blick durch sein Mikroskop stellte er fest, dass sich die Kampferpartikel über die Flüssigkeitsoberfläche bewegten, als befänden sie sich in einer Strömung. Das Tanzen und Kreiseln von Kampferpartikeln auf einer Wasseroberfläche war sogar mit dem bloßen Auge beobachtbar. Wissenschaftliche Beachtung fand dies jedoch erst ab der Mitte des achtzehnten Jahrhunderts [18]. Die seit Beginn des zwanzigsten Jahrhunderts allmählich Fuß fassende Physik der Grenzflächen bot dem Phänomen dann den passenden Rahmen für eine Karriere als Gegenstand wissenschaftlicher Forschung. Einschlägige Untersuchungsberichte der neueren Zeit (wie z. B. [19]) belegen, dass sie bis heute andauert.

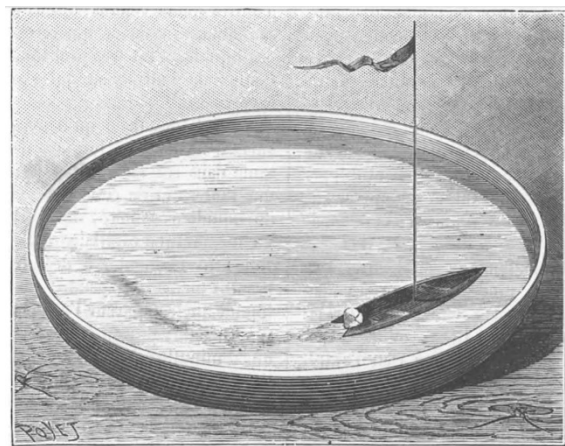


Abb.1: Das von Devaux vorgestellte Kampfer-Schiffchen (aus [20]).

Dass sich Kampfer nicht nur für den Eigenantrieb, sondern auch anderweitig als Treibstoff nutzen lässt, demonstrierte der französische Botaniker Henri E. Devaux 1888 mit einem Schiffchen (Abbildung 1), das er als wissenschaftliches Spielzeug betrachtete. Dies hatte er mit einer Schere aus einem dünnen Zinnblatt ausgeschnitten und anschließend auf einer Wasseroberfläche zum Schwimmen gebracht. Anfänglich betrieb er es mit Alkohol, den er mittels einer Pipette in eine Ausbuchtung am Heck tropfte, wonach es für kurze Zeit in lebhaftere Fahrt kam. Gleiche Resultate erhielt er mit anderen Flüssigkeiten. Demgegenüber erzielte er mit Kampfer Fahrdauern, die sich über Stunden erstreckten [20].

Obwohl Kampfer-Schiffchen heutzutage in Vergessenheit geraten sind, gibt es noch einzelne Internethändler, die sie als Kinderspielzeug anbieten. Um mit ihnen für Lehrzwecke bestimmte Grenzflächeneffekte zu demonstrieren, werden sie gegenwärtig auch noch in manchen Physiksammlungen von Hochschulen aufbewahrt.

Als Nachkomme des Kampfer-Schiffchens ist das Seifenboot ebenso einfach zu bauen, hat aber den Vorzug, dass sein Treibstoff überall erhältlich und im Gegensatz zu Kampfer gesundheitlich unbedenk-

lich ist. Nachteilig ist die kürzere Fahrdauer, die bei einfachster Bauweise und in einem kleinen Wasserbecken meist weniger als eine Minute beträgt. Mit kleinen konstruktiven Änderungen (die später noch erläutert werden) und ausreichend viel Fahrwasser sind aber Fahr Dauern von mehr als zehn Minuten erreichbar.

3. Grenzflächenphysikalische Grundlagen

3.1. Oberflächenspannung

Elemente ein und derselben Flüssigkeit weisen je nachdem, an welche Phase sie angrenzen, unterschiedliche Eigenschaften auf. Zur Bezeichnung dabei möglicher Konstellationen sind Fachbegriffe üblich, von denen hier einige am Beispiel eines mit Wasser gefüllten Trinkglases erläutert werden sollen. Das Wasser grenzt in diesem Fall einerseits an einen festen Stoff und andererseits an ein Gasgemisch an. Die fest/flüssig-Phasengrenze bezeichnet man als *Grenzfläche* und die flüssig/gasförmig-Phasengrenze als *Oberfläche*. Zusammengenommen umschließen beide Phasengrenzen die sogenannte *Volumenphase*.

Pragmatisch lässt sich das Zustandekommen der Oberflächenspannung auf der Grundlage energetischer Betrachtungen erklären, wie dies beispielsweise in [21] erfolgt. Ausgangspunkt ist dabei die Annahme, dass der innere Zusammenhalt einer Flüssigkeit auf zwischenmolekularen Kräften beruht, deren Größe vom sogenannten Lennard-Jones-Potential bestimmt wird. Je nach Abstand kann sich ein Molekülpaar demnach anziehen oder abstoßen. Dementsprechend gibt es aber auch einen Gleichgewichtsabstand bei dem diese Kräfte zu null werden, weil das Potential dort sein Minimum hat. Der Attraktionsbereich des Potentials umfasst ein Raumgebiet mit einem Durchmesser von mehreren Molekülabständen. Ein in der Volumenphase befindliches Flüssigkeitsmolekül ist daher ringsherum von Nachbarmolekülen umgeben, mit denen es wechselwirkt. Aus der Überlagerung der „individuellen“ Potentiale resultiert eine Absenkung des energetischen Minimums, die mit einer Verkürzung des Gleichgewichtsabstands einhergeht.

Im Vergleich dazu hat ein in der Nähe der Oberfläche befindliches Flüssigkeitsmolekül, dessen Attraktionsbereich bereits in die Gasphase hineinragt, weniger Wechselwirkungspartner, weil dort eine viel geringere Teilchendichte vorherrscht als in der Volumenphase der Flüssigkeit. Dementsprechend ist dort die Zahl sich überlagernder Potentiale geringer, weshalb das resultierende Energieminimum weniger tief liegt und der Gleichgewichtsabstand zwischen den Molekülen größer ausfällt als in der Volumenphase. Makroskopisch betrachtet ist die Dichte in einer oberflächennahen Flüssigkeitsschicht daher umso geringer, je näher sie an der Oberfläche liegt. Wie molekulardynamische Modelle zeigen, vollzieht sich der Übergang von der Dichte der Volumenphase zu der Dichte der Gasphase kontinuierlich, inner-

halb einer Schicht von nur wenigen Molekülen Dicke.

Die in dieser Übergangsschicht befindlichen Flüssigkeitsmoleküle sind weniger eng gebunden als in der Volumenphase, weshalb durch Verrichten von Arbeit Bindungsenergie aufzubringen ist, um Flüssigkeitsmoleküle aus der Volumenphase an die Oberfläche zu bringen. Durch einen derartigen Transfer vergrößert sich die Oberfläche, wie dies beispielsweise geschieht, wenn man einen Drahtbügel aus einer Flüssigkeit herauszieht und dabei eine in ihr aufgespannte Flüssigkeitslamelle vergrößert. Sieht man von der Gewichtskraft ab, so erfordert das Herausziehen eine Kraft, die zur Breite der Linie, an der die Flüssigkeitslamelle entspringt, proportional ist. Darin zeigt sich, dass die Flüssigkeitslamelle ihrerseits eine Gegenkraft auf den Bügel ausübt. Ursache dafür ist die Tendenz der in der Übergangsschicht befindlichen Moleküle, in die Volumenphase abzutauchen, um dadurch einen Zustand minimaler Energie einnehmen zu können. Das darauf zurückzuführende Bestreben nach einer Minimierung der Oberfläche äußert sich als ein Spannungszustand in der Übergangsschicht, vergleichbar mit dem in einer ringsherum gestreckten Membran (siehe dazu auch [22]). Allgemein wird Flüssigkeiten daher die Eigenschaft zugeschrieben, eine *Oberflächenspannung* zu besitzen.

Indem Flüssigkeitsmoleküle von der Volumenphase an die Oberfläche transferiert werden, werden sie zu Trägern von *Oberflächenenergie*, weil sie durch die dafür zu verrichtende Arbeit vom niedrigen Energieniveau einer starken Bindung auf ein höheres angehoben werden, wodurch sich die Bindung lockert. Da ein solcher Transfer stattfinden muss, um eine Flüssigkeitsoberfläche A um dA vergrößern zu können, erhöht sich die ursprünglich vorhandene Oberflächenenergie E_{Ob} dabei um dE_{Ob} . Die flächenspezifische Änderung der Oberflächenenergie $dE_{Ob}/dA = \sigma$ bezeichnet man als spezifische Oberflächenenergie, die mit der Oberflächenspannung identisch ist. Die in der Flüssigkeitsoberfläche enthaltene Oberflächenenergie ist daher

$$E_{Ob} = \sigma A. \quad \{1\}$$

3.2. Oberflächenaktivität

Lösliche Stoffe werden als oberflächenaktiv bezeichnet, wenn sich die Oberflächenspannung des Lösungsmittels durch sie verringert. Eine Erhöhung ihrer Oberflächenkonzentration (Stoffmenge pro Flächeneinheit) lässt die Oberflächenspannung des Lösungsmittels weiter sinken. Wie {1} zeigt, nimmt dadurch auch die vorhandene Oberflächenenergie ab.

Aus diesem Grund befindet sich eine homogene Lösung eines oberflächenaktiven Stoffes nicht im thermodynamischen Gleichgewicht. Um es zu erreichen, muss sich der gelöste Stoff solange selbsttätig (durch Adsorption) an der Oberfläche anreichern, bis

dadurch ein Zustand minimaler Energie erreicht wird.

Zu den Stoffen, die bereits in geringer Konzentration große Absenkungen der Oberflächenspannung bewirken können, gehören die *Tenside*. Ihrer waschaktiven Funktion wegen sind sie in den meisten Reinigungs- und Waschmitteln enthalten. Ihre Moleküle sind typischerweise langkettig, wobei ein Abschnitt hydrophob (wassermeidend) und der Rest hydrophil (wasserliebend) ist. Wegen der unterschiedlichen Kettenlänge beider Abschnitte spricht man häufig von einem hydrophilen „Kopf“ und einem hydrophoben „Schwanz“. Der Kopf sorgt für die Wasserlöslichkeit des Moleküls, während der Schwanz eine Affinität zu in Wasser unlöslichen Substanzen (wie z. B. Fetten) hat.

Betrachtet man beispielsweise eine gut durchmischte Lösung von Spülmittel in Wasser, so reichern sich die enthaltenen Tenside im Laufe der Zeit an der Oberfläche an. Die Oberflächenspannung der Lösung verringert sich dementsprechend dynamisch mit zunehmendem Oberflächenalter. Bei der Anlagerung an der Oberfläche richten sich die Tensidmoleküle so aus, dass ihr „Schwanz“ aus dem Wasser ragt, während der „Kopf“ untergetaucht bleibt. Mit steigender Oberflächenkonzentration der Tenside, wird die pro Molekül verfügbare Oberfläche so klein, dass sie aufgrund wechselseitiger Stöße eine immer aufrechtere Lage einnehmen müssen. Weil irgendwann ein durchgehender Tensidfilm die Wasseroberfläche bedeckt, lässt sich die Oberflächenkonzentration nicht über ein Maximum hinaus steigern. Bei weiterer Zugabe von Tensidmolekülen bleibt die Oberflächenspannung von da an auf einem Minimalwert, während sich überschüssige Tensidmoleküle in der Volumenphase als sogenannte Mizellen gruppieren. Dieses Maximum bezeichnet man daher als kritische Mizellkonzentration (CMC) eines Tensids.

3.3. Spreitung

Bezogen auf den dafür maßgeblichen Effekt, steht die Seifenbootfahrt in enger Verwandtschaft mit einigen Alltagsphänomenen. Eines davon kann beim Reinigen des Scherkopfes eines Elektrorasierers auftreten. Fallen dabei Bartstoppeln auf eine Wasseroberfläche, so driften diese nämlich ein Stück weit auseinander (vgl. [23]). Zurückzuführen ist dies auf daran haftendes Hautfett, das sich auf der Wasseroberfläche ausbreitet. Ähnliches lässt sich beobachten, wenn man einen kleinen Tropfen Tinte vorsichtig auf eine Wasseroberfläche aufbringt. Je nach Art der Tinte breitet sich diese mehr oder weniger stark auf der Oberfläche aus, so dass dabei eine farbige Kreisfläche entsteht. Diesen Effekt nutzte man in Japan bereits seit dem zwölften Jahrhundert für eine Marmorieretechnik, die als „Suminagashi“ bezeichnet wird, was übersetzt „schwimmende Tinte“ heißt.

Die Bedingungen, unter denen sich ein Tropfen einer Flüssigkeit auf der Oberfläche anderer Flüssigkeiten ausbreiten kann, teilte als Erster der italienische Wissenschaftler Carlo Marangoni der Öffentlichkeit im Jahr 1865 mit (vgl. [24]). Er formulierte sie am Beispiel eines Öltropfens, der auf eine Wasseroberfläche gegeben wird. Weil die Oberflächenspannung des Wassers gegenüber derjenigen des Öls vergleichsweise hoch sei, würde sie an der gegenseitigen Berührfläche vermindert werden: „*Wenn also die Summe der Spannung beider Flächen, der obern und untern, des Oeltropfens geringer ist als die freie Oberfläche des Wassers, so muß diefs den Rand des Tropfens mit sich ziehen und fortfahren denselben zu erweitern. Wenn dagegen jene Summe größer ist als die Flüssigkeitsspannung, so bleibt der Tropfen unbeweglich und linsenförmig.*“ ([24] S. 339).

Die selbsttätige Ausbreitung von Öl auf Wasser hatte Benjamin Franklin bereits 1774 beschrieben [25]. Den Ausbreitungsvorgang bezeichnete er als *spreading*, was mit dem Begriff *Spreitung* ins Deutsche übersetzt wurde. Bei Flüssigkeitspaaren, die ineinander unlöslich sind, erfolgt nur dann eine Spreitung, wenn dadurch die verfügbare Oberflächenenergie minimiert wird. Wie der nachfolgende Gedankengang zeigt, lässt sich alternativ zu diesem energetischen Kriterium eines angeben, das von stoffspezifischen Eigenschaften abhängt: Würde ein Tropfen der Flüssigkeit 2 auf der Oberfläche von Flüssigkeit 1 spreiten, so wäre dies mit einem Flächenzuwachs dA der gemeinsamen Kontaktfläche beider Flüssigkeiten verbunden. Zugleich ginge damit ein gleich großer Flächenverlust der Oberfläche von Flüssigkeit 1 einher. Die damit verbundene Änderung der Oberflächenenergien beliefe sich insgesamt auf $-\sigma_1 dA + (\sigma_2 + \gamma_{12}) dA$ (wobei σ_1 und σ_2 die Oberflächenspannung der jeweiligen Flüssigkeit und γ_{12} die zwischen ihnen bestehende Grenzflächenspannung ist)¹. Ausschlaggebend für den Spreitungsvorgang ist daher die Größe

$$\Pi = \sigma_1 - (\sigma_2 + \gamma_{12}), \quad \{2\}$$

die man als *Spreitungsdruck* bezeichnet. Spreitung tritt demnach nur bei Flüssigkeitspaaren auf, deren Spreitungsdruck positiv ist, sodass die Oberflächenenergie dabei abnimmt. Steht ausreichend viel Oberfläche zur Verfügung, endet die Spreitung erst, wenn die spreitende Flüssigkeit einen monomolekularen Film gebildet hat.

3.4. Spreitung von Tensidlösungen

Die als Treibstoff für das Seifenboot verwendbaren Seifen und Spülmittel enthalten zumeist ein Gemisch unterschiedlicher, wasserlöslicher Tenside. In Wasser gelöst, reichern sie sich an der Oberfläche an, wie bereits in Abschnitt 3.2 beschrieben. Gelangen sie stattdessen in konzentrierter Form direkt auf

¹ Streng genommen gilt diese Bilanz nur für einen spreitenden Flüssigkeitsfilm, dessen Unter- und Oberseite keine Krümmung aufweist.

die Wasseroberfläche, wie dies von einem Seifenboot aus geschieht, ist der Vorgang ungleich komplexer. Wir werden ihn hier anhand einiger Voruntersuchungen schrittweise erschließen.

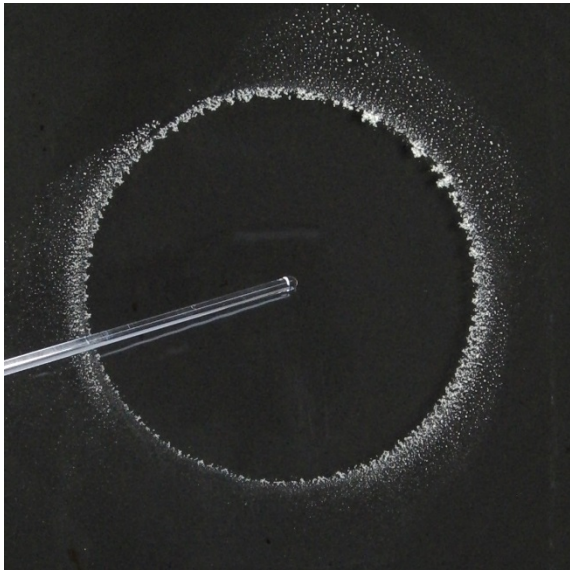


Abb.2: Spreitung eines Tropfens Spülmittellösung auf Wasser. Die sich radial verschiebenden Sporen markieren den Rand des sich ausbreitenden Films.

Bringt man einen Tropfen verdünnter, wässriger Spülmittellösung auf eine frische Wasseroberfläche auf, so deltet sich diese im Moment des ersten Kontakts kurz ein. Diese Delle ist das Zentrum von sich ringförmig ausbreitenden Kapillarwellen, die wieder eine geglättete Oberfläche hinterlassen. Unsichtbar bleibt dabei ein materieller Überrest, den man aber zum Vorschein bringen kann, indem man die Wasseroberfläche zuvor beispielsweise mit Bärlappsporen (*Lycopodium*) bestäubt. Vom Ort des Eintropfens aus werden die Sporen innerhalb kurzer Zeit radial verschoben und markieren den Rand einer frei „gefegten“ Kreisfläche, von der Abbildung 2 eine Momentaufnahme zeigt.

Für den eindeutigen Nachweis, dass es sich bei diesem Überrest um Tensidmoleküle handelt, die durch Spreitung einen dünnen Film gebildet haben, reichen schulische Mittel nicht aus. Einige beobachtbare Eigenschaften des Phänomens sprechen jedoch deutlich für die Plausibilität dieser Annahme, wenn man sie vor dem Hintergrund des bisher vermittelten Kenntnisstandes interpretiert: Da der Überrest an der Wasseroberfläche verbleibt, muss er von Bestandteilen des Tropfens stammen, die sich bevorzugt an der Oberfläche anlagern. Diesem Kriterium entsprechen die in ihm enthaltenen Tensidmoleküle. Der optische Eindruck, dass es sich bei dem kreisförmigen Überrest um einen dünnen Film handelt, lässt sich noch verstärken, wenn man zum Eintropfen eine stark verdünnte Spülmittellösung (ca. 0,015 Gew. %) verwendet. Der Vorgang läuft dann langsam genug ab, um zu erkennen, dass die Expansionsgeschwindigkeit des Randes nach wenigen Sekunden merk-

lich abnimmt, bis schließlich Stillstand einkehrt (vgl. Abbildung 3). Dieses Verhalten spricht insofern für die Entstehung eines Films, als die lückenlose Ausbreitung seines begrenzten Volumens enden muss, wenn eine monomolekulare Schicht entstanden ist.

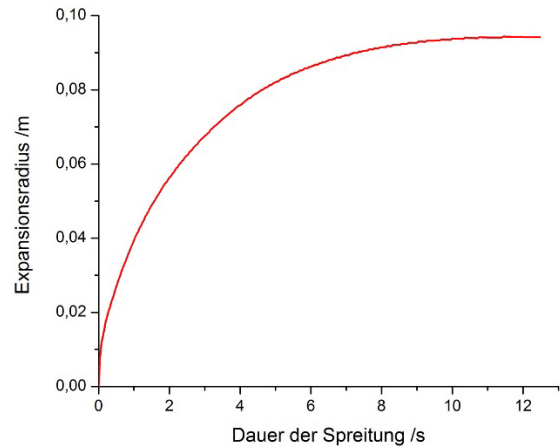


Abb. 3: Zeitliche Änderung des Expansionsradius beim Spreiten eines Tropfens Spülmittellösung (0,015 Gew. %) auf Wasser. Die Radien des mit Sporen sichtbar gemachten kreisförmigen Randes wurden per Videoanalyse ermittelt.

3.5. Filmdruck

Die Vorstellung, dass das Spreiten einer Expansion gleicht, legt nahe, dass die dadurch entstandenen monomolekularen Filme auch wieder komprimierbar sind. Um zu untersuchen, wie derartige Filme auf Kompression reagieren, konstruierte Agnes Pockels eine Apparatur, deren Grundidee sie 1891 publizierte [26]. Im Prinzip besteht sie aus einem randvoll mit Wasser gefüllten Trog, wobei zwei auf der Wasseroberfläche aufliegende Barrieren diese in drei Abschnitte unterteilen (vgl. Abbildung 4). Während eine Barriere verschiebbar ist, ist die andere mittels eines Kraftmessers in ihrer Lage fixiert.

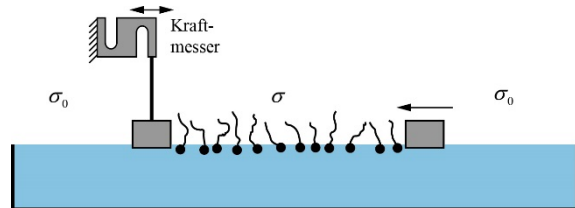


Abb.4: Schematischer Aufbau einer Filmwaage.

Den zu untersuchenden Film bringt man zwischen beiden Barrieren durch Spreiten auf, wobei seine Ausbreitung auf die dazwischenliegende Oberfläche begrenzt bleibt. Je nach Richtung, in die man die bewegliche Barriere verschiebt, wird der Film entweder komprimiert oder expandiert, wodurch sich (bei einem aus Tensidmolekülen bestehenden Film) dessen Oberflächenkonzentration und somit auch die dort messbare Oberflächenspannung ändert. Die fixierte Barriere trennt eine reine Wasseroberfläche (mit der Oberflächenspannung σ_0) von einer filmbedeckten Oberfläche (mit der Oberflächenspannung

σ). Dementsprechend ist die Barriere auf beiden Seiten unterschiedlichen Zugkräften ausgesetzt, die von der jeweiligen Flüssigkeitsoberfläche an der von ihr benetzten Randlinie ausgeübt werden. Für einen Trog mit der Breite b berechnet sich die daraus resultierende Zugkraft zu $F_{res} = (\sigma_0 - \sigma)b$, die vom Kraftmesser kompensiert werden muss, um die Barriere in ihrer Position zu halten.

Statt die Ursache dieser Kraft in der Differenz der Oberflächenspannungen zu sehen, kann man den Film (wie in der Grenzflächenphysik üblich) als zweidimensionales Gas auffassen, das unter einem Expansionsdruck, dem sogenannten *Filmdruck* Π_F , steht. Aus dieser Sicht übt das vom Film bedeckte Wasser auf Randlinien einerseits eine von der Oberflächenspannung des reinen Wassers herrührende Zugkraft aus und andererseits eine ihr entgegengesetzte, vom Filmdruck stammende Druckkraft. Die Oberflächenspannung des filmbedeckten Wassers resultiert so gesehen aus dem Unterschied zwischen der Oberflächenspannung des reinen Wassers und dem Filmdruck, so dass $\sigma = \sigma_0 - \Pi_F$. Dementsprechend ergibt die Differenz beider Oberflächenspannungen den Filmdruck

$$\Pi_F = \sigma_0 - \sigma. \quad \{3\}$$

Die auf die Barriere wirkende Zugkraft lässt sich damit als $F_{res} = \Pi_F b$ ausdrücken, worin sich zeigt, dass sie ein direktes Maß für den Filmdruck liefert. Von ihrer Konzeption her dient die beschriebene Apparatur dementsprechend dem Zweck, die Abhängigkeit des Filmdrucks von der verfügbaren Filmoberfläche zu bestimmen, weshalb man sie als *Filmwaage* bezeichnet.

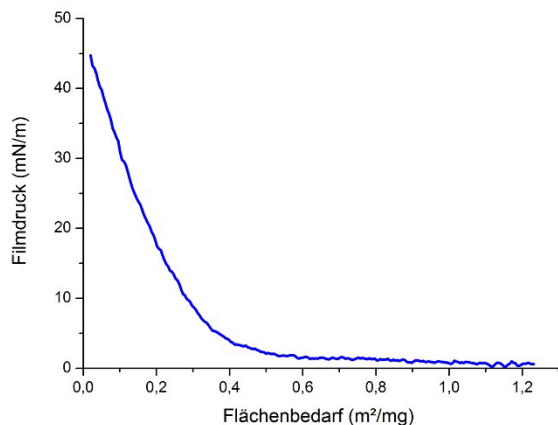


Abb. 5: Abhängigkeit des Filmdrucks vom Flächenbedarf eines Films, der aus 1 mg des Spülmittels „Fairy Ultra Konzentrat (grün)“ hergestellt wurde.

Bestimmte Eigenschaften oberflächenaktiver Substanzen lassen sich aus der sogenannten Druck-Flächen-Isotherme ablesen, die sich aus den Werten berechnen lässt, die eine Filmwaage liefert. Gewöhnlich stellt man in ihr die Abhängigkeit des Filmdrucks vom Flächenbedarf pro Molekül dar. Um das für alle nachfolgend beschriebenen Versuche verwendete Spülmittel „Fairy Ultra Plus Kon-

zentrat (grün)“ auf eine vergleichbare Weise charakterisieren zu können, wurde die dazu erforderliche Filmwaage mit schulischen Mitteln realisiert. (Eine Erläuterung ihres Aufbaus befindet sich im Anhang.)

Zur Berechnung einer Druck-Flächen-Isotherme hätte allerdings die im Film enthaltene Anzahl der Moleküle bestimmt werden müssen. Weil dafür die nötigen Mittel fehlten, wurde alternativ die Abhängigkeit des Filmdrucks vom Flächenbedarf pro mg verwendetem Spülmittelkonzentrat aufgetragen (Abbildung 5). Der Darstellung ist unter anderem zu entnehmen, dass ein maximaler Filmdruck von etwa $\Pi_F = 45$ mN/m durch die Kompression erreichbar ist. Bei diesem Wert ist die kritische Mizellkonzentration (vgl. Abschnitt 3.2) erreicht.

3.6. Dynamik der Spreitung

Die zwischen den Barrieren einer Filmwaage verfügbare Oberfläche ist zumeist so klein, dass sie bei der Spreitung eines Tropfens Spülmittellösung bereits nach wenigen Sekunden von einem gleichmäßigen Film bedeckt ist. Von da an ist die durch den Filmdruck auf die Barriere ausgeübte Kraft konstant.² Eine derart statische Situation unterscheidet sich deutlich von den dynamischen Verhältnissen bei einem fahrenden Seifenboot. Achteraus befindet sich dort eine Expansionszone, in der die stetig nachfließende Spülmittellösung spreitet, so dass an ihrem Ende auf dem Fahrwasser ein vom expandierten Tensidfilm bedeckter Streifen hinterlassen wird.

Um diesbezüglich eine genauere Vorstellung von der Beschaffenheit eines spreitenden Films zu erhalten, wurde in einer besser kontrollierbaren Situation untersucht, wie sich der Filmdruck in Abhängigkeit von Ort und Zeit entwickelt. Dafür wurde ein Versuchsaufbau verwendet, der im Prinzip einer Filmwaage ähnelt (vgl. Abbildung 6) und sich mit schulischen Mitteln und etwas Bastelarbeit realisieren lässt. Als Trog diente ein tiefes Backblech, in das Wasser gefüllt wurde. Die darin fixiert anzubringende Barriere bestand aus Teilstücken, die aus einem Streifen Hartschaum gefertigt wurden. An diesen Streifen waren Haftmagneten angeklebt, um sie im Trog fixieren zu können. Die in gerader Linie aufgereihten und auf Höhe der Wasserlinie positionierten Teilstücke teilten die Wasseroberfläche in zwei Bereiche auf. Um messen zu können, welche Kraft der Filmdruck auf einen bestimmten Abschnitt der Barriere ausübt, wurde dieser durch einen geringfügig kürzeren Hartschaumstreifen ersetzt, der von einem empfindlichen Kraftmesser gehalten wurde.

Abbildung 6 zeigt (fotografisch überlagert) vier sukzessive Phasen der Spreitung eines Tropfens Spülmittellösung, der in unmittelbarer Nähe der Barriere eingetrofft wurde. Die Expansionsfront

² Dies gilt streng genommen nur für unlösliche Filme. Der vom Spülmittel stammende Film ist dagegen löslich, weshalb der Filmdruck mit der Zeit nachlässt.

wurde durch vorheriges Bestäuben der Wasseroberfläche mit Bärlappsporen sichtbar gemacht, um die zeitliche Entwicklung des Expansionsradius per Videoanalyse auswerten zu können. Aufschlüsse über den Filmdruck, den der spreitende Film auf eines der vier gekennzeichneten Teilstücke der Barriere währenddessen ausübte, ergaben sich aus der vom Kraftmesser übermittelten Haltekraft. Die Messwerte wurden anschließend mit denen der Videoanalyse synchronisiert. Da nur ein Kraftmesser verfügbar war, waren vier Spreitungen erforderlich, bei denen der Kraftmesser an jeweils einem der vier Teilstücke montiert war.

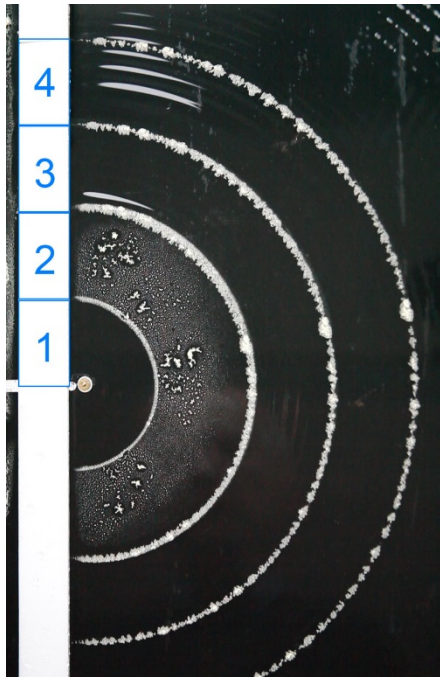


Abb.6: Mit Sporen sichtbar gemachte Phasen der Spreitung eines Tropfens Spülmittellösung. Dieser wurde in unmittelbarer Nähe einer Barriere eingetropft. Auf ihr sind vier Teilstücke markiert, die der Reihe nach mit einem Kraftmesser ausgestattet waren.

Die Abszisse des in Abbildung 7 dargestellten Diagramms repräsentiert die von der Flüssigkeitsoberfläche benetzte Randlinie der vier benachbarten Teilstücke, deren Länge jeweils 5,5 cm betrug.

Durch eine entsprechende Einteilung wird dort kenntlich gemacht, an welchem Abschnitt der Randlinie die Kraftmessung vorgenommen wurde. Der Koordinatenursprung repräsentiert den Ort, an dem die Spülmittellösung eingetropft wurde. Da sich der Film von dort aus halbkreisförmig ausbreitete, gibt sein Expansionsradius an, wie weit die Expansionsfront an der Barriere entlang vorangekommen ist.

Anfangs blieb die Haltekraft F_1 unterhalb der Messschwelle, obwohl der Film das Teilstück 1 schon zum großen Teil benetzt hatte. Erst als die Front bis zum Teilstück 4 vorangekommen war, erreichte F_1

den Maximalwert von 2,1 mN.³ Die Berechnung des dabei auf Teilstück 1 wirkenden Filmdrucks ergibt 38 mN/m, was knapp unterhalb des maximal möglichen Filmdrucks liegt (vgl. Abbildung 5).

Bei fortgeschrittener Expansion wird deutlich, dass die Haltekräfte zueinander in der Relation $F_1 > F_2 > F_3 > F_4$ stehen. Dies ist für die nachfolgenden Betrachtungen sehr bedeutsam, weil daraus hervorgeht, dass der Filmdruck während des Spreitens ein Gefälle aufweist, das vom Zentrum des radial spreitenden Films aus zur Expansionsfront hin abfällt.

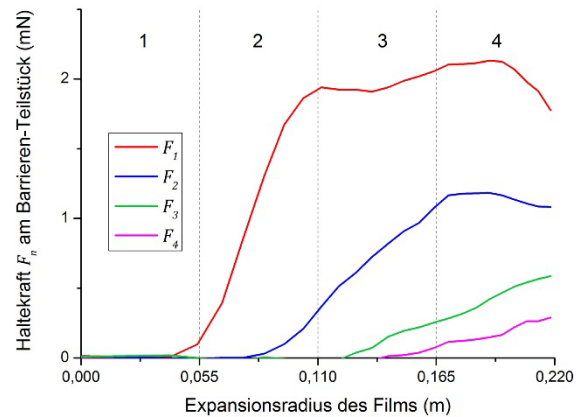


Abb.7: Für die vier Teilstücke der Barriere (vgl. Abbildung 6) jeweils erforderliche Haltekraft, um sie gegen den Filmdruck in Position zu halten, der beim Spreiten eines Tropfens Spülmittellösung auftritt.

3.7. Der Marangoni-Effekt

Wendet man den in Abschnitt 3.5 gefundenen Zusammenhang $\sigma = \sigma_0 - \Pi_F$ auf die Untersuchungsergebnisse des vorigen Abschnitts an, so führt dies zu dem Schluss, dass die Oberflächenspannung bei einem radial spreitenden Tensidfilm vom Zentrum aus zu seinem Rand hin ansteigt. Denkt man sich darauf Linien gleicher Oberflächenspannung, so wären dies konzentrische Kreise.

Um theoretische Überlegungen über die Auswirkungen der lokal unterschiedlichen Oberflächenspannung anzustellen, betrachten wir ein in Abbildung 8 schematisch dargestelltes rechteckiges Flächenelement von infinitesimaler Größe an der Phasengrenze zwischen dem Film und der darunterliegenden Wasseroberfläche. Diese Phasengrenze liegt in der xy -Ebene eines Koordinatensystems in dessen Ursprung das Zentrum des radial spreitenden Films liegt. Bezogen auf die x -Richtung ist die Stärke der lokalen Änderung der Oberflächenspannung durch den Term $\partial\sigma/\partial x$ gegeben, der dem Betrag des Gradienten der Oberflächenspannung entspricht. Angenommen die

³ Dass der am Teilstück 1 herrschende Filmdruck erst so spät ansteigt, lässt vermuten, dass die ungeordnet aufgetropften Tensidmoleküle erst durch ihre Ausrichtung zur Wasseroberfläche oberflächenaktiv wirksam werden, so dass es Zeit braucht, bis ein entsprechend geordneter Film gebildet wird.

Oberflächenspannung habe am Schnittpunkt der x -Achse mit der linken Seite des Rechtecks den Wert σ , so berechnet sie sich für die rechte Seite zu $\sigma + (\partial\sigma/\partial x) dx$.

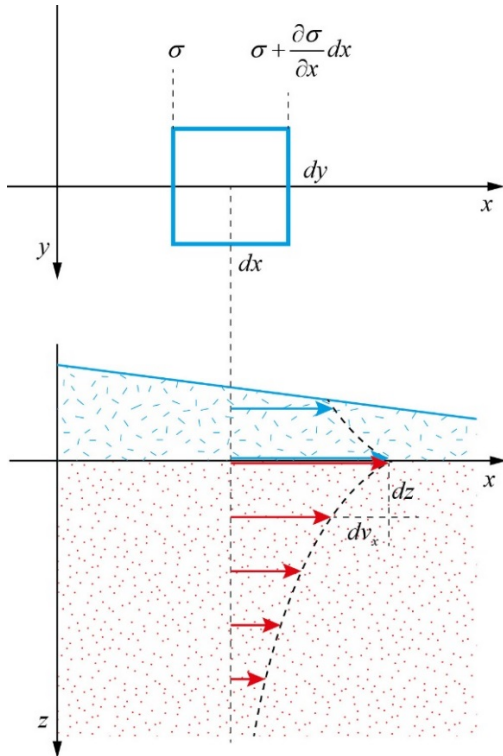


Abb.8: Flächenelement an der Phasengrenze eines spreitenden Films in der Draufsicht (oben) und in der Seitenansicht (unten). Seine Bewegung überträgt sich durch viskose Reibung auf daran angrenzende Flüssigkeitsschichten im Film (blau) und in dem darunterliegenden Wasser (rot). Die Pfeile deuten das ungefähre Geschwindigkeitsprofil der dabei laminar übereinander hinweg gleitenden Schichten an.

Zwar übt die Oberflächenspannung auf den gesamten Rand des Flächenelements Zugkräfte aus, zur insgesamt daraus resultierenden Schubkraft dF_S leisten jedoch nur die auf die linke und rechte Seite einwirkenden Kräfte einen Beitrag, weil sich die auf die beiden anderen Seiten einwirkenden Kräfte kompensieren. Die resultierende Schubkraft auf das Flächenelement ist daher

$$dF_S = -\sigma dy + \left(\sigma + \frac{\partial\sigma}{\partial x} dx\right) dy = \frac{\partial\sigma}{\partial x} dx dy. \quad \{4\}$$

Das Flächenelement lässt sich auf der angrenzenden Flüssigkeitsschicht verschieben, wobei aber viskose Reibung auftritt, die zu überwinden ist. Entsprechend dem Newton'schen Ansatz für laminare Strömung ist die Reibungskraft dF_R sowohl zur Änderung der Fließgeschwindigkeit pro Schichtdickeneinheit, also zu $\partial v_x / \partial z$ proportional, als auch zur Größe des zu verschiebenden Flächenelements $dx dy$. Die viskose Reibung an der Phasengrenze ($z = 0$) berechnet sich daher zu

$$dF_R = \eta \left(\frac{\partial v_x}{\partial z}\right)_{z=0} dx dy. \quad \{5\}$$

Der dabei eingeführte stoffspezifische Proportionalitätsfaktor η wird als dynamische Viskosität bezeichnet.

Im stationären Fall ist $dF_S = dF_R$. Die dementsprechende Gleichsetzung von {4} und {5} ergibt

$$\frac{\partial\sigma}{\partial x} = \eta \left(\frac{\partial v_x}{\partial z}\right)_{z=0}. \quad \{6\}$$

Der mit dieser Gleichung⁴ beschriebene Effekt besteht darin, dass ein Gradient der Oberflächenspannung eine Flüssigkeitsbewegung in der Grenzschicht bewirkt, die an der Phasengrenze zwischen einem Film und der darunterliegenden Volumenphase beginnt. Dieses Phänomen wird als *Marangoni-Effekt* oder auch als *solutokapillarer Effekt* bezeichnet.

Weil die Phasengrenze der Ort ist, an dem die Fließbewegung verursacht wird, ist die Fließgeschwindigkeit dort am größten. Auf angrenzende Flüssigkeitsschichten überträgt sich diese Bewegung durch viskose Reibung, weshalb sich diese Schichten langsamer bewegen (vgl. Abbildung 8 unten). So gesehen wird die als Spreitung bezeichnete Ausbreitung des oben aufliegenden Films genau durch diesen Mitnahmeeffekt verursacht.

3.8. Die Marangoni-Konvektion

Entsprechend der im vorigen Abschnitt von der radialen Spreitung eines Tropfens Spülmittellösung vermittelten Modellvorstellung versetzt der Marangoni-Effekt also nicht allein die kleine Flüssigkeitsmenge des Tropfens in eine Fließbewegung, sondern auch ein viel größeres Flüssigkeitsvolumen in der darunterliegenden Volumenphase. Das dabei an der Phasengrenze entstehende Strömungsfeld ähnelt dem einer Quellströmung, bei der die Geschwindigkeitsvektoren typischerweise in radialer Richtung von der Quelle weg zeigen, wobei deren Beträge zum Zentrum hin größer werden. Da an der Oberfläche aber keine Quelle existiert, bildet sich (wie in Abschnitt 3.4 erwähnt) unmittelbar nach dem Eintropfen an der Eintropfstelle eine Delle. Dass sich diese innerhalb kurzer Zeit wieder füllt, ist ein Zeichen dafür, dass darunter befindliches Wasser aufgestiegen ist. Weil es dabei aber keinen Hohlraum hinterlassen kann und die Wasseroberfläche nahezu eben bleibt, ist daraus zu folgern, dass insgesamt ein Konvektionskreislauf in Gang gesetzt wurde. Die beim Spreiten auftretende oberflächliche Quellströmung erhält ihren Zufluss demnach durch eine Kon-

⁴ Für die Darlegung der in die Herleitung von {6} eingeflossenen vereinfachenden Annahmen wird hier aus Platzgründen auf einschlägige Publikationen wie [27, 28 und 29] verwiesen. Dort wird u. a. auch dargestellt, wie sich (ausgehend von {6}) durch weitere Berechnungen vorhersagen lässt, wie schnell sich ein spreitender Film ausbreitet.

vektionsströmung innerhalb der Volumenphase. Diese Konvektionsströmung bezeichnet man als Marangoni-Konvektion.

Vernachlässigt man den schwachen Impulsübertrag beim Auftropfen, so muss der Gesamtimpuls der stattfindenden Marangoni-Konvektion null bleiben. Anzunehmen ist daher, dass die Konvektion im vorliegenden Fall eine toroidale Form hat, wobei ihre Symmetrieachse senkrecht zur Wasseroberfläche und durch das Zentrum des spreitenden Films verläuft. Für diese Annahme spricht auch die dadurch entstehende Radialsymmetrie des sich ausbreitenden Films.

Bei einem Seifenboot ist eine derart symmetrische Ausbreitung der am Heck abgegebenen Seifenlösung nicht möglich, weil ihr der Bootsrumf im Wege steht. Die dadurch erzwungene Asymmetrie der Ausbreitung beruht auf einer Wechselwirkung, die zum Ausgleich das Boot vorantreibt.

4. Der Antrieb des Seifenboots

4.1. Die grundlegende Wechselwirkung

Während im vorigen Abschnitt die grenzflächenphysikalischen Grundlagen für das Zustandekommen der Marangoni-Konvektion erörtert wurden, vermittelt dieser Abschnitt, dass es sich dabei um den für den Antrieb des Seifenboots erforderlichen Wechselwirkungspartner handelt. Da dieser unscheinbare Wasserwirbel gewöhnlich kaum bemerkt wird, findet er in den meisten Erklärungen des Seifenbootantriebs auch keine Erwähnung, obwohl sein Vorhandensein vom Wechselwirkungsprinzip gefordert wird.

Gemäß dem Impulssatz ist der Gesamtimpuls eines abgeschlossenen Systems konstant. Ein für jegliche Form der Fortbewegung erforderlicher Impulsübertrag muss daher – zur Erhaltung des Gesamtimpulses – als Wechselwirkung mit einem anderen massebehafteten Körper stattfinden, auf den ein entgegengesetzt gleich großer Impuls übertragen wird. Steht zur Fortbewegung in oder auf dem Wasser ausschließlich das Wasser als Wechselwirkungspartner zur Verfügung, so muss der Antriebsmechanismus diesem als *Actio* einen Impuls übertragen. Im Gegenzug vermittelt ihm die dabei auftretende Reaktionskraft den Impuls für die eigentlich bezweckte Fortbewegung. Der Impulsübertrag auf das Wasser geschieht aus strömungsmechanischen Gründen zumeist in Form toroidaler Wirbel. Auf ihrer Erzeugung beruht die Fortbewegung vieler im Wasser lebender Tiere, aber auch die von motorisierten Schiffen.

Der zur Fortbewegung des Seifenboots erforderliche Impulsübertrag auf das umgebende Wasser erfolgt ebenfalls in Form toroidaler Wirbel, die den übertragenen Impuls achteraus davontragen. Für die Erzeugung eines solchen Wirbels sorgt der Marangoni-Effekt, indem er eine asymmetrische Marangoni-Konvektion hervorruft. Diese Asymmetrie veranschaulicht ein Versuch, bei dem das Strömungsfeld der Marangoni-Konvektion an der Phasengrenze

durch Einfärbung des Spülmittelfilms, der vom Heck des Bootes spreitet, sichtbar gemacht wird.⁵ Um zu gewährleisten, dass sich die Konvektion (ohne durch die Bootsbewegung beeinflusst zu werden) von einem ruhenden Quellpunkt aus entwickelt, wurde das Boot in seiner Lage fixiert. Eine Momentaufnahme des Versuchsgeschehens zeigt Abbildung 9. Ähnlich wie die Jahresringe von Bäumen geben die schichtartigen Strukturen der Färbung Aufschluss über die Wachstumsstadien der zugrunde liegenden Marangoni-Konvektion. Da sich der Schwerpunkt dieses Wirbels mit fortschreitendem Wachstum achteraus vom Boot entfernt, wird auf diese Weise der auf das Wasser übertragene Impuls transportiert. Den in Gegenrichtung auf das Boot übertragenen Impuls leitet bei dieser Versuchsanordnung die zur Fixierung seiner Lage angebrachte Halterung weiter.

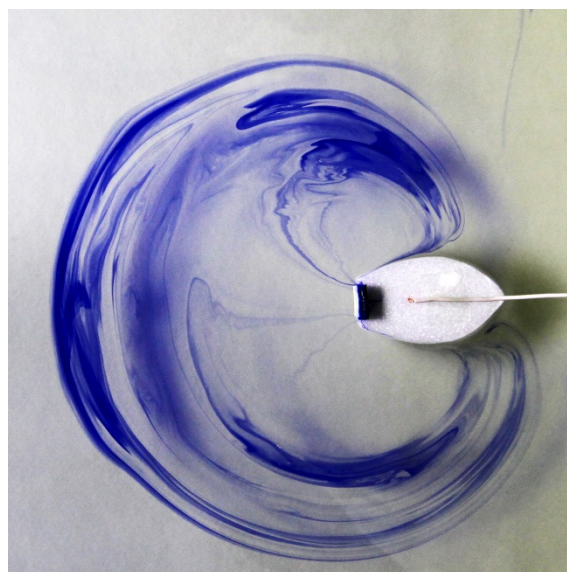


Abb.9: Vom Heck eines fixierten Seifenboots aus spreitender Spülmittelfilm. Seine Einfärbung macht vorwiegend das Strömungsfeld sichtbar, das die zugrunde liegende Marangoni-Konvektion an der Phasengrenze aufweist.

4.2. Konstruktionsvorschlag für ein Seifenboot mit langer Fahrdauer

Ein sehr einfaches Seifenboot lässt sich herzustellen, indem man die Spitze eines Zahnstochers in flüssige Seife taucht. Legt man das damit bereits fahrbereite Seifenboot auf das Wasser, eilt es mit hoher Geschwindigkeit davon. Beschränkt sich die Wasseroberfläche auf die Maße einer haushaltsüblichen Wanne, so währt die Fahrt nicht lange, weil sich die Seife verhältnismäßig schnell im Wasser löst und sich deshalb die Konzentration des gespreiteten Tensidfilms innerhalb kurzer Zeit so stark erhöht, dass der zum Antrieb nötige Filmdruck fehlt. Um den Filmdruck möglichst lange aufrechtzuerhalten

⁵ Für eine Visualisierung der unterhalb der Phasengrenze stattfindenden Rückströmung hätte ein Farbstoff in entsprechend tiefere Schichten injiziert werden müssen.

und damit die Fahrdauer zu verlängern, ist der Verbrauch von als Treibstoff verwendeter Seifenlösung auf ein Minimum zu beschränken. Ein so konzipiertes Boot büßt dadurch zwar an Fahrgeschwindigkeit ein, doch bekommt das Fahrwasser Zeit zur Regeneration: Ein Teil der auf seiner Oberfläche gespreiteten Tensidmoleküle geht nach und nach in Lösung.

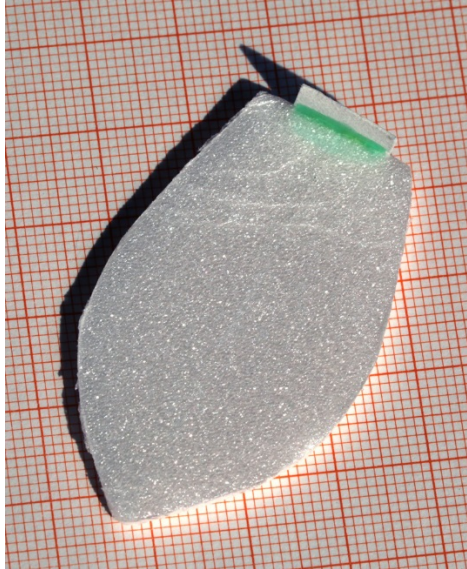


Abb.10: Aus einer Hartschaumplatte zugeschnittenes Seifenboot. Das am Heck angeklebte Stück Löschpapier dient als Durchflussbegrenzer für die Seifenlösung. Erkennbar an der grünen Farbe ist der daran haftende „Treibstoffvorrat“.

Für die in diesem Kapitel vorgestellten Versuche wurde ein derart sparsames Seifenboot verwendet (vgl. Abbildung 10), dem ein halber Quadratmeter Fahrwasser für Fahrdauern von über zehn Minuten genügen. Sein Rumpf wurde aus einer dünnen Hartschaumplatte herausgeschnitten. An der Heckwand wurde ein Stück Löschpapier angeklebt, das als Durchflussbegrenzer für die Seifenlösung fungiert. An der dabei zwischen Löschblatt und Bootsdeck entstehenden Innenkante wurde der „Treibstoffvorrat“ in Form eines Tropfens konzentrierten Spülmittels deponiert. Nach dem Aufsetzen auf das Fahrwasser saugt sich das Löschblatt zunächst mit Wasser voll, wobei kleine Mengen des angrenzenden Spülmittelkonzentrats in Lösung gehen. Die entstehende verdünnte Spülmittellösung kann das Löschblatt durchdringen und bahnt sich damit den Weg zur Wasseroberfläche.

4.3. Ein quantitativer Zugang zur Dynamik des Seifenboots

Geht man davon aus, dass sich das Seifenboot nur auf einer horizontalen Ebene bewegt, so werden seine Bewegungen ausschließlich von Kräften bestimmt, die dazu parallel gerichtet sind. Vereinfachend kann man annehmen, dass es sich dabei einerseits um die in Fahrtrichtung wirkende Antriebskraft F handelt und andererseits um den Fahrwiderstand F_W , der in die entgegengesetzte Richtung wirkt (vgl.

Abbildung 11). Die daraus resultierende Kraft ändert den Impuls des Seifenboots der Masse m , was in der Bewegungsgleichung

$$m \frac{dv}{dt} = F - F_W \quad \{7\}$$

zum Ausdruck kommt.

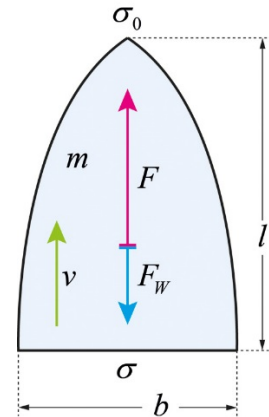


Abb.11: Für die Dynamik des Seifenboots maßgebliche Größen und Abmessungen.

Eine präzise Berechnung der Antriebskraft F müsste von ähnlichen Überlegungen ausgehen, wie sie in Abschnitt 3.7 für die Herleitung von {4} angestellt wurden. Dementsprechend müssten die seitens der Oberflächenspannung auf die benetzte Randlinie des Bootes ausgeübten Zugkräfte integriert werden. Dies würde aber voraussetzen, dass die Beschaffenheit des Gradientenfeldes der Oberflächenspannung für den Flächenabschnitt, auf dem sich das Boot befindet, bekannt ist. Weil sich mit schulischen Mitteln aber nichts darüber in Erfahrung bringen lässt, wird die Antriebskraft hier anhand stark vereinfachender Annahmen nur näherungsweise bestimmt. Der Vorteil dieser Vereinfachungen liegt allerdings darin, dass der Ansatz Zusammenhänge erkennen lässt, die sonst nicht so klar hervorgetreten wären.

Auf welche Weise die von einem fahrenden Seifenboot abgegebene Spülmittellösung auf der Oberfläche des Fahrwassers spreitet, zeigt Abbildung 12. Sobald die Lösung an der Heckkante mit dem Fahrwasser in Kontakt kommt, bildet sich dort der am stärksten komprimierte Film. Dieser spreitet achteraus innerhalb einer Expansionszone, die in einem breiten, filmbedeckten Schweif ausläuft. Der Bug eilt dem spreitenden Film voraus, so dass er sich stets im Frischwasser mit der Oberflächenspannung σ_0 befindet. Dagegen hat die Oberflächenspannung an der Heckkante ihren geringsten Wert σ .

Die auftretenden Kräfteverhältnisse liegen ähnlich, wie bei der Barriere einer Filmwaage (vgl. Abschnitt 3.5). Ausschlaggebend sind nur die in Fahrtrichtung wirkenden Kraftkomponenten, da sich (bei symmetrischen Verhältnissen) die senkrecht dazu wirkenden Komponenten kompensieren. Daher ist die Vereinfachung zulässig, das Boot als rechteckigen Abschnitt der Barriere mit der Bootsbreite b anzusehen,

wobei die Oberflächenspannung entlang der benetzten Bug- und Hecklinie als konstant angenommen wird. Dementsprechend ergibt sich die Antriebskraft zu

$$F = b (\sigma_0 - \sigma). \quad \{8\}$$

Statt die Antriebskraft als Resultierende von Zugkräften auszudrücken, kann man die Perspektive wechseln und ihre Herkunft entsprechend {3} dem Filmdruck Π_F zuschreiben, den der komprimierte Seifenfilm auf das Heck ausübt. Dementsprechend vereinfacht sich {8} zu

$$F = b \Pi_F. \quad \{9\}$$

Zur Berechnung des Fahrwiderstandes F_W wird angenommen, dass zwischen dem Boot und dem Fahrwasser Newton'sche Reibung auftritt. Der für diesen Strömungswiderstand übliche Ansatz lautet

$$F_W = \frac{1}{2} \rho v^2 c_w A, \quad \{10\}$$

wobei ρ die Dichte des Wassers, c_w der Widerstandsbeiwert und A die angeströmte Stirnfläche des Bootes ist.



Abb.12: Von einem fahrenden Seifenboot auf einer mit Bärappsporen bestäubten Wasseroberfläche hinterlassene Spur. Achteraus säubert der spreitende Spülmittelfilm die Oberfläche und hinterlässt dabei einen filmbedeckten Schweif.

Entsprechend {7} ergeben sich die Bedingungen für eine gleichförmige Seifenbootfahrt aus $0 = F - F_W$. Demnach steigert sich die Geschwindigkeit des Bootes so lange, bis Antriebskraft und Fahrwiderstand betragsmäßig gleich groß sind. Werden {9} und {10} gleichgesetzt und anschließend durch die

Bootsbreite dividiert, ergibt sich daraus der für eine bestimmte Fahrgeschwindigkeit erforderliche Filmdruck

$$\Pi_F = \frac{1}{2} \rho v^2 c_w A / b. \quad \{11\}$$

Bei der Umstellung von {11} nach der Fahrgeschwindigkeit ersetzen wir den Quotienten A/b durch die Eintauchtiefe h des Bootes. Unter der Voraussetzung, dass der an der Wasserlinie des Hecks herrschende Filmdruck durch die kontinuierliche Abgabe von Seifenlösung konstant gehalten wird, erreicht das Seifenboot die gleichförmige Fahrgeschwindigkeit

$$v = \sqrt{\frac{2\Pi_F}{\rho c_w h}}. \quad \{12\}$$

Für die Optimierung der Fahrgeschwindigkeit gibt es demnach drei beeinflussbare Größen. Um für einen möglichst hohen Filmdruck zu sorgen, kann man beispielsweise die Zuflussrate an Seifenlösung erhöhen. Den Widerstandsbeiwert kann man durch eine strömungsgünstigere Bootsform reduzieren und die Eintauchtiefe durch eine möglichst geringe Dichte der verwendeten Materialien verringern.

4.4. Eine Methode zur Abschätzung der Reichweite

Welche Fahrstrecke ein Seifenboot mit der anfänglich mitgeführten Menge Spülmittelkonzentrat zurücklegen kann, lässt sich nicht aus einem einzelnen funktionalen Zusammenhang erschließen. Auf die Reichweite wirken sich einerseits der Fahrwiderstand und andererseits die „Ergiebigkeit“ des verwendeten Spülmittelkonzentrats aus. Dementsprechend werden hier zwei Zusammenhänge miteinander in Beziehung gesetzt: einer bietet Aufschluss darüber, welcher Filmdruck zum Erreichen einer bestimmten Fahrgeschwindigkeit nötig ist, wohingegen der andere darüber Auskunft gibt, bei welchem Flächenbedarf pro Spülmittelmenge dieser Filmdruck aufrechterhalten werden kann.

Für den Zusammenhang zwischen Filmdruck und Fahrgeschwindigkeit wird {11} herangezogen. Diese Funktion enthält bootsspezifische Parameter, die für das in Abbildung 10 dargestellte Seifenboot durch Messungen bestimmt wurden. Eine einfache Längenmessung ergab die Bootsbreite $b = 2,8$ cm. Aufwendiger war die Bestimmung des als Widerstandsfläche bezeichneten Produkts $c_w A$. Hierfür waren Schleppversuche in einem Strömungskanal erforderlich, deren Realisierung im Anhang erläutert wird. Sie lieferten einen Wert von $c_w A = 2,3 \cdot 10^{-5}$ m².

Die in {11} eingesetzten Werte dieser Parameter ergaben, zusammen mit dem für die Dichte des Fahrwassers angenommenen Wert $\rho = 1000$ kg/m³, die für das spezielle Seifenboot geltende Funktion

$$\Pi_F = 0,41 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2} v^2. \quad \{13\}$$

Um diese Funktion mit einer verbrauchsspezifischen Größe in Verbindung zu bringen, wurde sie der in Abbildung 5 dargestellten Abhängigkeit des Film-drucks vom Flächenbedarf pro Spülmittelmenge gegenübergestellt. Anstelle des Flächenbedarfs wurde dessen Kehrwert als unabhängige Variable verwendet. Dies ist für Verbrauchsberechnungen anschaulicher, weil der Kehrwert des Flächenbedarfs, aufgrund seiner Einheit mg/m^2 , der Massenbelegung des Spülmittelfilms ρ_F entspricht.

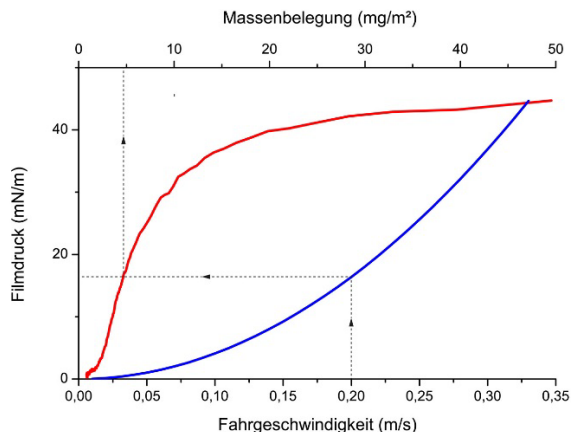


Abb.13: Filmdruck in Abhängigkeit von der Fahrgeschwindigkeit (blau) und der Massenbelegung des am Bootsheck abgegebenen Seifenfilms (rot).

Die gemeinsame Auftragung beider Zusammenhänge in Abbildung 13 ermöglicht eine grafische Bestimmung der Massenbelegung des Films, die für eine bestimmte Fahrgeschwindigkeit erforderlich ist. Auf welche Weise diese Ablesung erfolgt, zeigt ein mit gestrichelten Hilfslinien markiertes Beispiel: Für eine Fahrgeschwindigkeit von $v = 0,2 \text{ m/s}$ ergibt sich aus {13} anhand der blauen Kurve ein erforderlicher Filmdruck von $\Pi_F \approx 16 \text{ mN/m}$. Der roten Kurve, die den empirischen Daten entstammt, lässt sich daraufhin entnehmen, dass sich dieser Filmdruck bei einer Massenbelegung des Films von $\rho_F \approx 4,5 \text{ mg}/\text{m}^2$ ergibt.

Innerhalb des infinitesimalen Zeitintervalls dt überstreicht das Heck des Seifenboots auf dem Fahrwasser die Fläche $dA = bv dt$ (vgl. Abbildung 14). Zur Vereinfachung wird angenommen, dass der auf dieser Fläche neu gebildete Film vollkommen homogen ist und aus der gesamten Menge Spülmittelkonzentrat entstanden ist, die während dieses Zeitintervalls vom Bootsheck an das Fahrwasser abgegeben wurde. Die abgegebene Menge ist umso größer, je größer die Massenbelegung ρ_F des frisch entstehenden Films ist, von der wiederum die Fahrgeschwindigkeit abhängt.

Die Masse dm der innerhalb des Zeitintervalls dt abgegebenen Menge Spülmittelkonzentrat berechnet sich daher zu

$$dm = \rho_F dA = \rho_F bv dt. \quad \{14\}$$

Der Verbrauch pro zurückgelegter Wegstrecke $ds = v dt$ ist

$$\frac{dm}{ds} = \rho_F b. \quad \{15\}$$

Mit der im obigen Beispiel für die Fahrgeschwindigkeit $v = 0,2 \text{ m/s}$ ermittelten Massenbelegung $\rho_F \approx 4,5 \text{ mg}/\text{m}^2$ und der zugehörigen Breite des Seifenboots $b = 0,028 \text{ m}$ folgt aus {15} ein Verbrauch von $0,126 \text{ mg}/\text{m}$. Geht man davon aus, dass ein Tropfen des Spülmittelkonzentrats die Masse von etwa 50 mg hat, so könnte das Boot mit dieser „Tankfüllung“ 397 Meter weit fahren. Dafür würde es 33 Minuten brauchen. Dies setzt allerdings voraus, dass die befahrene Wasseroberfläche so groß ist, dass der Bug immer im Frischwasser liegt und nicht vom spreitenden Film erreicht wird.

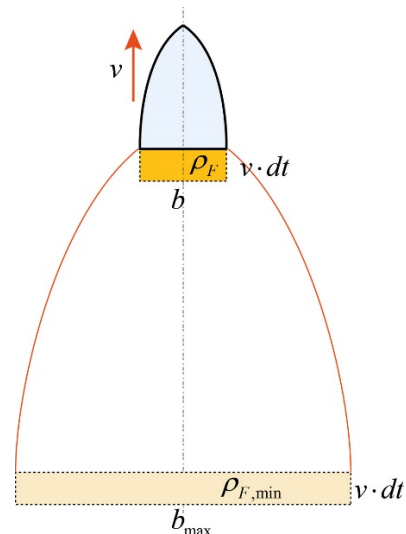


Abb.14: Vereinfachtes Modell des am Bootsheck auf die Wasseroberfläche aufgetragenen Seifenfilms. Bei der höchsten Massenbelegung hat er die Breite b . Nach dem Spreiten ist die Massenbelegung minimal und seine Breite maximal.

Auf der Oberfläche des Fahrwassers hinterlässt das Seifenboot einen filmbedeckten „Schweif“, der sich, wie in Abbildung 12 gezeigt, durch Einstäuben der Oberfläche sichtbar machen lässt. Dass es zwischen der Breite dieses Schweif und der Fahrgeschwindigkeit des Bootes einen Zusammenhang gibt, illustriert Abbildung 14. Die im Zeitintervall dt vom Heck überstrichene Fläche $dA = bv dt$ wird vom frisch entstandenen Film bedeckt, der anfänglich die Massenbelegung ρ_F aufweist. Von dort aus spreitet der Film, bis sein Filmdruck auf null gesunken ist. In diesem Zustand hat er die geringstmögliche Massenbelegung $\rho_{F,min}$ (vgl. rote Kurve in Abbildung 13) und nimmt die Fläche $dA_{max} = b_{max}v dt$ ein. Je größer die anfängliche Massenbelegung ist, umso mehr Fläche dA_{max} nimmt der Film im gespreiteten Zustand ein und umso schneller fährt das Boot. Das ist der Grund, weshalb ein schnell fahrendes Boot einen breiteren Seifenfilmschweif hinterlässt als ein langsamer fahrendes.

Unabhängig davon, wie breit der hinterlassene Seifenfilmschweif ist, hat er nach vollständiger Sprei-

tung stets die geringstmögliche Massenbelegung $\rho_{F,min}$. Der aus einer Tankfüllung von einem Tropfen Spülmittelkonzentrat entstehende Seifenfilmschweif hat daher, unabhängig von der Fahrgeschwindigkeit, immer die gleiche Gesamtfläche. Je schmaler der Seifenfilmschweif ist, umso länger erstreckt er sich. Dementsprechend ist die mit der gleichen Menge Spülmittelkonzentrat erzielbare Reichweite umso größer, je langsamer das Seifenboot fährt.

5. Woher stammt die Antriebsenergie? – Thermodynamische Gesichtspunkte

Um eine erschöpfende Antwort auf die Frage geben zu können, woher die bei der Fahrt des Seifenboots fließende Antriebsenergie eigentlich stammt, bedürfte es einer besseren Quellenlage bezüglich der Thermodynamik von Seifenfilmen. Stattdessen können hier nur einige Gesichtspunkte zur Sprache gebracht werden, die bei der Suche nach der Antwort zu berücksichtigen sind.

Die Fahrt des Seifenboots und die dabei stattfindende Marangoni-Konvektion würden aufgrund damit verbundener Reibung zum Erliegen kommen, wenn nicht zu ihrer Aufrechterhaltung Energie fließen würde. Bei der Suche nach der Energiequelle fällt der Blick als Erstes auf die in der Oberfläche des reinen Wassers enthaltene Oberflächenenergie. Es lässt sich aber mit einem kleinen Gedankenexperiment zeigen, dass sie in einem bestimmten Fall keine Rolle spielt.

Dieser Fall liegt vor, wenn die Wasseroberfläche so groß ist, dass sie der produzierte Tensidfilm während der Fahrt nicht ganz bedeckt. Unter dieser Bedingung endet das Spreiten eines Tensidfilms nämlich, wenn sein Filmdruck auf null gesunken ist. Entsprechend {3} lässt sich daraus schließen, dass dann aber die Oberflächenspannungen der freien und der filmbedeckten Wasseroberfläche gleich groß sind. Demnach hat sich die vor dem Aufbringen des Films verfügbare Oberflächenenergie des Wassers gegenüber der nach dem vollständigen Spreiten verfügbaren nicht geändert, weshalb sie zum energieaufwendigen Spreitungsvorgang keinen Beitrag geleistet haben kann.

Eine weniger offensichtliche Energiequelle kommt durch die Überlegung in Betracht, dass es sich aus thermodynamischer Sicht bei der Seifenbootfahrt um einen selbsttätigen Vorgang handelt (vgl. [30]), der die Gesamtentropie des davon beeinflussten Systems erhöht. Von daher ist der Frage nachzugehen, wodurch die Seifenbootfahrt eine derartige Entropieerhöhung hervorrufen kann. Interpretiert man die Entropie als eine Aussage über die Wahrscheinlichkeit von Zuständen, so bewirkt die Seifenbootfahrt insofern eine Entropieerhöhung, als der wenig wahrscheinliche komprimierte Zustand von Tensidmolekülen (wie er im Spülmittelkonzentrat vorherrscht) dabei in einen wahrscheinlicheren entspannten Zu-

stand überführt wird (wie er im expandierten Film vorzufinden ist).

Am Beispiel der Verdunstung wird deutlich, dass bei Molekülen einer Flüssigkeit eine so starke Tendenz zu einer entsprechend räumlich distanzierteren Verteilung vorherrscht, dass für die Verwirklichung des damit angestrebten gasförmigen Zustands aus der Umgebung Wärme aufgenommen wird. Dies ist aus thermodynamischer Sicht zulässig, weil dabei die Entropie insgesamt zunimmt. Analog dazu ist es also denkbar, dass komprimierte Tensidmoleküle einer so starken Tendenz zu einer größeren flächenmäßigen Verteilung unterliegen, dass die zum Spreiten erforderliche Energie der Umgebung in Form von Wärme entzogen wird. Unterstützt wird diese Annahme einerseits durch einige Aussagen von Harkins et al. [31], die sich speziell mit der Thermodynamik von Filmen beschäftigen. Andererseits gaben auch eigene Untersuchungen mit einer Wärmebildkamera schwache Hinweise darauf, dass sich die Wasseroberfläche beim Spreiten von Spülmittellösung geringfügig abkühlt.

Aus dieser energetischen Perspektive stellt sich die Seifenbootfahrt als ein komplexer Verteilungsvorgang der (im mitgeführten Spülmittelkonzentrat enthaltenen) Tensidmoleküle dar, der die dafür aufzuwendende Energie der Umgebung in Form von Wärme entzieht. Der Hauptanteil entstammt vermutlich dem Fahrwasser, wobei ein gewisser Beitrag wohl auch von der Bindungsenergie beigesteuert wird, die in Form von Wärme frei wird, wenn die hydrophilen Köpfe der Tensidmoleküle ins Wasser tauchen.

6. Zusammenfassung

Hauptanliegen des vorliegenden Artikels ist die fachliche Erschließung des Seifenboots als Lerngegenstand für den Physikunterricht. Da sein Antrieb (wie alle anderen Antriebsarten auch) dem Wechselwirkungsprinzip genügen muss, bestand das Ziel der dafür vorgenommenen Untersuchungen in einer Identifikation und Veranschaulichung des gewöhnlich im Verborgenen bleibenden Wechselwirkungspartners. Eine Reihe von Versuchen verschafft die Einsicht, dass es sich dabei um einen Wasserwirbel handelt, der im Fachjargon der Grenzflächenphysik als Marangoni-Konvektion bezeichnet wird. Der Marangoni-Effekt ist Grundlage vieler Transportphänomene, die in biologischen und technischen Kontexten, aber auch in unserer Alltagswelt stattfinden, wobei die sogenannten „Tränen im Weinglas“ zu den bekanntesten Beispielen zählen. Um eine Seifenbootfahrt als Demonstration dieses lebensweltlich bedeutsamen Effekts begreifen zu können, schafft dieser Artikel die nötigen fachlichen Voraussetzungen, die aus den Teilgebieten Mechanik, Flüssigkeitsdynamik, Thermodynamik und Grenzflächenphysik stammen. Für Unterrichtsformen, denen an großer fachlicher Breite und fachübergreifenden

Bezügen gelegen ist, ist das Seifenboot daher ein idealer Ausgangspunkt.

7. Literatur

- [1] Schildknecht, H. et al. (1976): Defense chemistry of *Stenus comma* (Coleoptera: Staphylinidae). LXI, *Journal of Chemical Ecology*, 2, 1, 1-11
- [2] Yoshinaga, N. et al. (2012): Drift instability in the motion of a fluid droplet with a chemically reactive surface driven by Marangoni flow. In: *Physical Review E*, 86, 1, 016108
- [3] Ooi, C. H. et al. (2015): A floating self-propelling liquid marble containing aqueous ethanol solutions. In: *RSC Advances*, 5, 122, 101006-101012
- [4] Toyota, T. et al. (2009): Self-propelled oil droplets consuming "fuel" surfactant. In: *Journal of the American Chemical Society*, 131, 14, 5012-5013
- [5] Sharma, R. et al. (2012): Gel-based self-propelling particles get programmed to dance. In: *Langmuir*, 28, 26, 10128-10135
- [6] Zhao, G. et al. (2011): External-Energy-Independent Polymer Capsule Motors and Their Cooperative Behaviors. In: *Chemistry – A European Journal*, 17, 43, 12020-12026
- [7] Pimienta, V.; Antoine, C. (2014): Self-propulsion on liquid surfaces. In: *Current Opinion in Colloid & Interface Science*, 19, 4, 290-299
- [8] Renney, C.; Brewer, A.; Mooibroek, T. J. (2013): Easy Demonstration of the Marangoni Effect by Prolonged and Directional Motion: "Soap Boat 2.0". In: *Journal of Chemical Education*, 90, 10, 1353-1357
- [9] Burton, L. J.; Cheng, N.; Bush, J. W. (2014): The cocktail boat. In: *Integrative and comparative biology*, 54, 6, 969-973
- [10] Jin, H. et al. (2012): Vapour-driven Marangoni propulsion: continuous, prolonged and tunable motion. In: *Chemical Science*, 3, 8, 2526-2529
- [11] Xiao, M. et al. (2013): Combining the Marangoni Effect and the pH-Responsive Superhydrophobicity-Superhydrophilicity Transition to Biomimic the Locomotion Process of the Beetles of Genus *Stenus*. In: *Small*, 9, 15, 2509-2514
- [12] Luo, C. et al. (2012): Development of surface tension-driven microboats and microflotillas. In: *Microsystem technologies*, 18, (9-10), 1525-1541
- [13] Karasawa, Y. et al. (2014): Simultaneous Measurement of Surface Tension and Its Gradient around Moving Camphor Boat on Water Surface. In: *Chemistry Letters*, 43, 7, 1002-1004
- [14] Kitahata, H. et al. (2004): Self-motion of a camphor disk coupled with convection. In: *Physical Chemistry Chemical Physics*, 6, 9, 2409-2414
- [15] Lauga, E.; Davis, A. M. (2012): Viscous Marangoni propulsion. In: *Journal of Fluid Mechanics*, 705, 120-133.
- [16] Masoud, H.; Stone, H. A. (2014): A reciprocal theorem for Marangoni propulsion. In: *Journal of Fluid Mechanics*, 741, R4
- [17] Heide, Antonii de (1686): *Experimenta circa sanguinis missionem, fibras motrices, urtica marinam etc.*, Amstelodami: Apud Janssonio Waesbergios.
- [18] Charles Tomlinson F. R. S. (1869): On the motions of camphor on the surface of water. In: *Philosophical Magazine Series 4*, 38, 257, 409-424
- [19] Nakata, Satoshi et al. (1997): Self-rotation of a camphor scraping on water: new insight into the old problem. In: *Langmuir*, 13, 16, 4454-4458
- [20] Devaux, Henri E. (1932): Dünne Lamellen und ihre physikalischen Eigenschaften. In: *Kolloid-Zeitschrift*, 58, 2, 129-143
- [21] Warren, J. W. (1979): *Understanding Force*, London: John Murray
- [22] Marchand, A. et al. (2011): Why is surface tension a force parallel to the interface? In: *American Journal of Physics*, 79, 10, 999-1008
- [23] Walker, Jearl (2007): *The flying circus of physics*, Hoboken: John Wiley & Sons
- [24] Marangoni, C. (1871): Über die Ausbreitung der Tropfen einer Flüssigkeit auf der Oberfläche einer anderen. In: *Annalen der Physik*, 219, 7, 337-354
- [25] Franklin, B. et al. (1774): Of the stilling of waves by means of oil. Extracted from sundry letters between Benjamin Franklin, LL. DFRS William Brownrigg, MDRS and the reverend Mr. Farish. In: *Philosophical Transactions*, 64, 445-460.
- [26] Pockels, A. (1891): Surface tension. In: *Nature*, 43, 1115, 437-439
- [27] Joos, P.; Pintens, J. (1977): Spreading kinetics of liquids on liquids. In: *Journal of Colloid and Interface Science*, 60, 3, 507-513
- [28] Berg, S. (2009): Marangoni-driven spreading along liquid-liquid interfaces. In: *Physics of Fluids* 21, 3, 032105
- [29] Dussaud, A. D.; Troian, S. M. (1998): Dynamics of spontaneous spreading with evaporation on a deep fluid layer. In: *Physics of Fluids*, 10, 1, 23-38
- [30] Schlichting, H. Joachim (1983): *Energie und Energieentwertung in Naturwissenschaft und Umwelt*, Heidelberg: Quelle & Meyer
- [31] Harkins, W. D. et al. (1940): The thermodynamics of films: energy and entropy of extension and spreading of insoluble monolayers. In: *The Journal of Chemical Physics*, 8, 12, 954-965

8. Anhang

8.1. Filmwaage mit schulischen Mitteln

Um den Filmdruck von gespreitetem Spülmittel in Abhängigkeit von der Massenbelegung des Films zu messen, genügt eine Filmwaage (vgl. Abbildung 15), die sich mit Mitteln einer Physiksammlung nachbauen lässt. Als Trog (1) kann man eine mit Teflon beschichtete Backform verwenden, die dann so hoch mit Wasser befüllt wird, dass sich der Meniskus leicht über den Rand des Troges wölbt. Ein Streifen aus Hartschaum dient als bewegliche Barriere (2), die komplett an der Wasseroberfläche aufliegt und die ganze Breite des Troges überspannt. Die auf dem Wasser aufliegende fixierte Barriere (3) wird aus dem gleichen Material hergestellt. Sie ist über ein aufgeklebtes Anschlussstück mit einem hochempfindlichen Kraftmesser (4) starr verbunden. Die beiderseits zwischen dieser Barriere und dem Trogrand bestehenden Lücken schließt man durch Ankleben einer leicht beweglichen Verbindung (5), die aus einer U-förmig gebogenen, dünnen Folie besteht. Um die für den Film verfügbare Fläche zu messen, wird der Abstand zwischen beiden Barrieren durch einen Wegsensor (6) bestimmt, der über einen dünnen Faden mit der beweglichen Barriere verbunden ist.

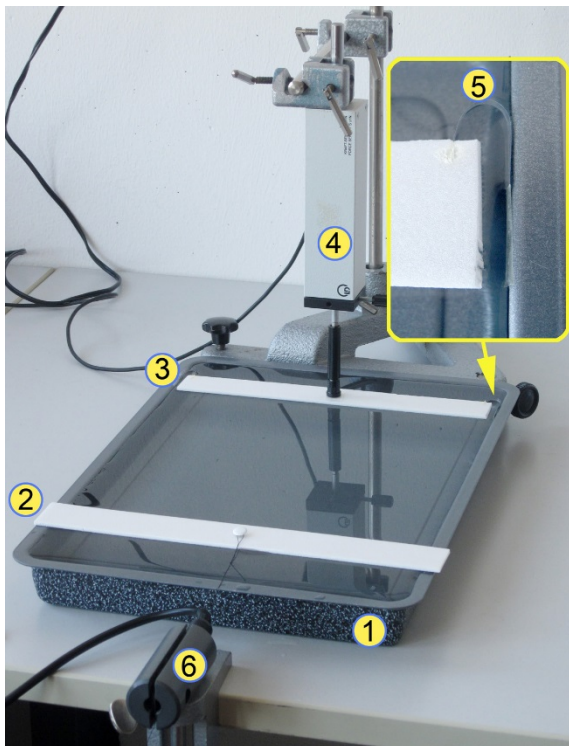


Abb.15: Eine mit schulischen Mitteln realisierte Filmwaage.

Bei Verwendung von Leitungswasser muss man damit rechnen, dass darin gelöste oberflächenaktive Substanzen mit der Zeit an die Oberfläche diffundieren und dort einen Film bilden. Um diesen Film vor der Messung zu beseitigen, kann man die Wasseroberfläche mit Hilfe der beweglichen Barriere leer

„fegen“, indem man sie, ausgehend von der fixierten Barriere, darüber hinweg streift. Um den Reinheitszustand der Oberfläche zu prüfen, führt man eine Messung des Filmdrucks durch, indem man die bewegliche Barriere zur fixierten Barriere hin verschiebt und dadurch die zwischen ihnen liegende Oberfläche verkleinert. Wenn sich dabei die Anzeige des Kraftmessers nicht ändert, ist die Oberfläche für die beabsichtigte Messung rein genug.

Nachdem der zu charakterisierende Film zwischen beiden Barrieren durch Spreitung aufgebracht wurde, komprimiert man ihn durch Verschieben der beweglichen Barriere. Währenddessen nimmt man in angemessenen Zeitintervallen die vom Kraftmesser und dem Bewegungssensor stammenden Wertepaare auf. Als gelegentliche Fehlerquelle sind mögliche Undichtigkeiten zu vermeiden, durch die der komprimierte Film entweichen kann.

8.2. Schleppversuche mit dem Seifenboot

Die Widerstandsfläche $c_w A$ des Seifenboots dient als Bindeglied zwischen theoretischen Überlegungen und praktischen Versuchen. Für eine grobe Abschätzung kann man als Widerstandsbeiwert den Tabellenwert für eine angeströmte Platte $c_w = 1,1$ ansetzen. Zur Berechnung der angeströmten Stirnfläche A bildet man das Produkt aus Bootsbreite und geschätzter Eintauchtiefe. Der Schätzwert ergibt sich daher aus $c_w A = 1,1 bh$.

Deutlich aufwendiger, aber dafür verlässlicher, ist die Messung der Widerstandsfläche mit Hilfe von Schleppversuchen. Dabei setzt man das Boot einer bekannten Strömung aus und misst währenddessen die Haltekraft, die gegen den auftretenden Fahrwiderstand F_w aufzubringen ist. Entsprechend dem Newton'schen Ansatz für den Strömungswiderstand lässt sich die Widerstandsfläche dann aus $c_w A = 2F_w / (\rho v^2)$ berechnen.

Einen weitgehend mit schulischen Mitteln erstellten Messaufbau, der sich an die Konstruktion des sogenannten „Prandtl-Kanals“ anlehnt, zeigt Abbildung 16. Er besteht aus einer kastenförmigen Wanne, die mit Wasser befüllt wurde. Auf dem Wasser liegt das Seifenboot (1), das über eine dünne Kunststofffaser mit einem empfindlichen Kraftmesser (2) verbunden ist. Um in der Wanne eine zirkulierende Strömung erzeugen zu können, wurde sie in der Mitte mit einer als Trennwand eingesetzten Metallschiene geteilt. Zum Antrieb der Strömung dient ein Schaufelrad (3), das aus zwei leeren Spulenkörpern gefertigt wurde, auf denen zuvor 3D-Drucker-Filament aufgespult war. Für den Antrieb des Schaufelrades sorgt ein regelbarer Getriebemotor (4). Um die Entstehung störender Strömungswirbel zu vermeiden, wurden die Ecken der Wanne mit Bögen aus Kunststoff (5) abgerundet. Zum Beruhigen von Wirbeln dient ein aus parallel angeordneten Röhren bestehender Gleichrichter, der auf dem Foto größtenteils vom Kraftmesser verdeckt wird.

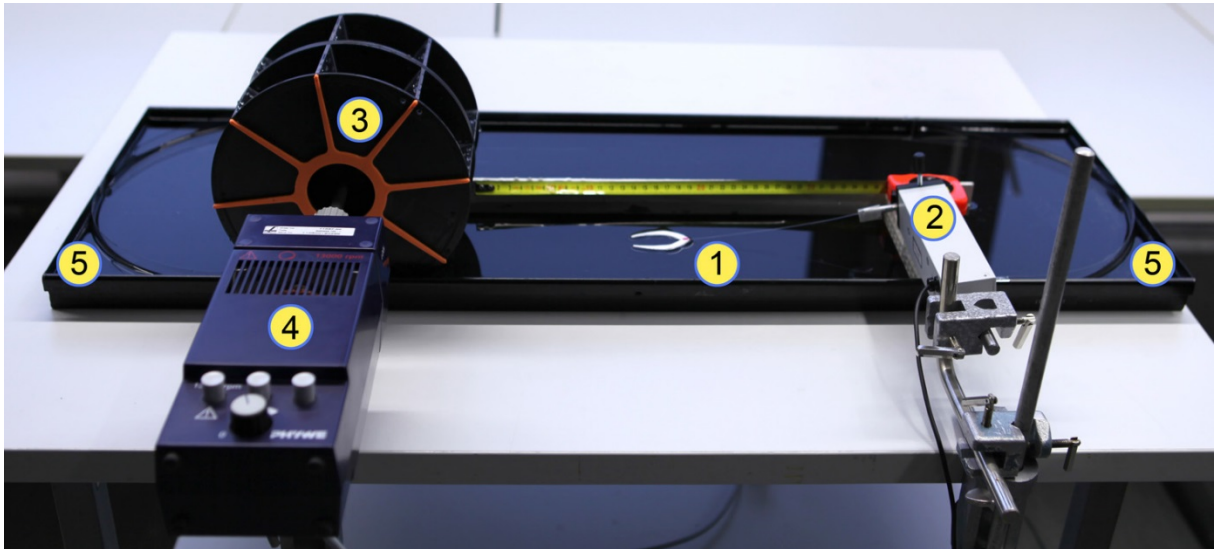


Abb.16: Schleppversuch mit einem Seifenboot in einem mit schulischen Mitteln erbauten Strömungskanal.

Nachdem vom Schaufelrad eine ruhig zirkulierende Strömung in Gang gesetzt wurde, kann die Messung der Haltekraft für das Boot beginnen. Um zugleich auch die Strömungsgeschwindigkeit zu bestimmen, kann man kleine Styroporkügelchen auf das Wasser

streuen, die von der Strömung mitgerissen werden. Ihre Geschwindigkeit, die sich kaum von der Strömungsgeschwindigkeit unterscheidet, lässt sich dann beispielsweise per Videoanalyse ermitteln.