



## Versuch 9

# Diffusion

Name:	<b>Johannes Dörr</b> <b>Oliver Schönborn</b>	Gruppe:	3
		Datum:	19.06.2006
Assistent:	Katharina Lesch	testiert:	

## 1 Einleitung

Ein Phänomen, dass in vielen Wissenschaften ihren Platz findet ist die Diffusion. Es ist das experimentell am einfachsten zugängliche der unterschiedlichen Transportphänomene (wie Wärmeleitung, elektrischer Strom oder Viskosität) und findet ihre wahrscheinlich wichtigste Anwendung als Osmose in der Biologie. Im folgenden Versuch beschäftigen wir uns mit der Diffusion, deren Prinzip zwar relativ leicht zu verstehen ist, aber doch mathematisch recht aufwändigen Gesetzen gehorcht. Wir werden die Diffusion zweier unterschiedlicher Flüssigkeiten ineinander untersuchen und sowohl die Fickschen Gesetze verifizierend als auch die wichtige Diffusionskonstante  $D$  bestimmen.

## 2 Theorie

### 2.1 Brownsche Molekularbewegung

Schon im Jahre 1785 beschrieb Jan Ingenhousz die Bewegung von Holzkohlestaub auf Alkohol und hatte damit den Effekt der Molekularbewegung entdeckt, der im Jahre 1827 vom Schottischen Botaniker Robert Brown wiederentdeckt wurde. Dieser beobachtete die Bewegung von Pollen, die in einem Wassertropfen unregelmäßig zuckende Bewegungen vollführt. Die Erklärung hierfür ist die nach ihm benannte Brownsche Molekularbewegung. Sie bezeichnet die zufällige, thermisch getriebene Eigenbewegung der Atome und Moleküle in Flüssigkeiten und Gasen, sehr viel vermindert sogar in Feststoffen.

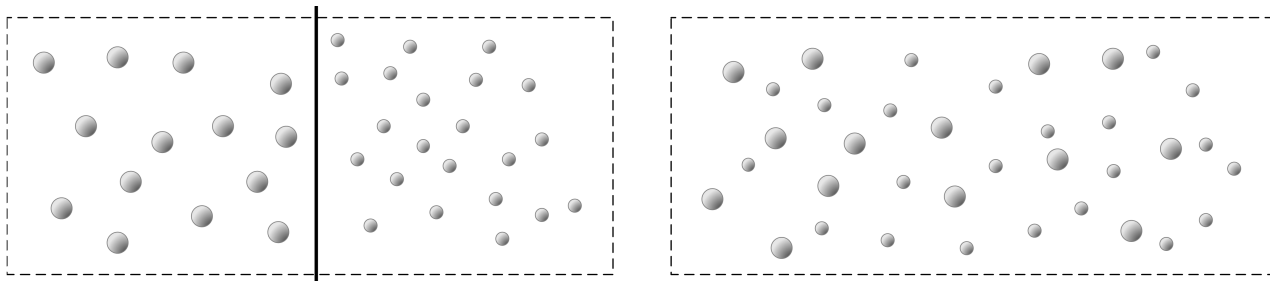


Figure 1: Konzentrationsdifferenz vor (links) und nach (rechts) Entfernen der Trennwand

### 2.1.1 Phänomenologisches Modell

Einem Atom in einer Flüssigkeit und einem Gas (da in einem Feststoff die intermolekularen Bindungen sehr viel stärker sind, ist der Effekt hier nur sehr schlecht zu beobachten) stehen im Allgemeinen 3 Freiheitsgrade zur Verfügung (x, y und z-Richtung), zwar gibt es für größere, ausgedehnte Objekte auch noch mehr Freiheitsgrade, wie zum Beispiel Rotationsfreiheitsgrade oder Ähnliches, jedoch betrachten wir ein Molekül hier als Punktmasse und vernachlässigen sein Eigenvolumen. Je nach der Energie der Teilchen bewegen diese sich auf diesen Freiheitsgraden hin und her und stoßen dabei gegeneinander, durch den Impulsübertrag bleibt die Gesamtenergie erhalten. Erhöht man die Energie der Teilchen, etwa durch Wärmezufuhr, wird die Bewegung stärker und kann z.B. bei Flüssigkeiten dazu führen, dass die Bewegung stark genug wird, um die intermolekularen Kräfte zu überwinden und sich der Aggregatzustand des Stoffs verändert, beispielsweise von flüssig zu gasförmig. Phänomene wie Osmose und Diffusion werden durch die Brownsche Bewegung möglich gemacht. Sie gehört zu den grundlegendsten Beobachtungen der Physik und wird heutzutage sogar in Simulationen von Aktienkursverläufen verwendet.

### 2.1.2 Mathematisches Modell

Das am meisten verwendete mathematische Modell für die Brownsche Molekularbewegung ist der vom amerikanischen Mathematiker entwickelte und nach ihm benannte Wiener-Prozess, ein stochastischer Prozess, der aus einer Gleichung für die Brownsche Bewegung resultiert, es wird hier jedoch nicht näher darauf eingegangen. Mathematisch gesehen ist eine Brownsche Bewegung  $B = (B_t)_{t \in [0, \infty]}$  ein zentrierter Gauß-Prozess mit Kovarianzfunktion:  $Cov(B_t, B_s) = \min(t, s)$  für alle  $t, s \geq 0$ .

## 2.2 Wahrscheinlichkeit und Entropie

Die Bewegungsrichtung durch die Brownsche Molekularbewegung ist vollkommen zufällig und durch die Stöße untereinander erfolgen zusätzlich ständige Richtungswechsel. Obwohl man nun davon ausgehen könnte, dass sich durch diese zufälligen Bewegungen kein gerichteter Transport ergeben kann, ist dies möglich, sobald eine Bewegung in eine Richtung wahrscheinlicher ist als eine Bewegung in die entgegengesetzte. Existiert in einer Umgebung ein Konzentrationsgradient bzw. ein Konzentrationsunterschied, so kommt es genau zu diesem Fall und es entsteht ein Nettofluss in eine bestimmte Richtung, der so lange anhält, bis das thermodynamische Gleichgewicht gewährleistet ist. Stellen wir uns vor, 100 Moleküle des im Versuch verwendeten Methylenblaus befänden sich nur in einer Hälfte einer mit Wasser gefüllten Küvette. Da es in der anderen Hälfte kein einziges Molekül des Methylenblaus befindet, ist es sehr wahrscheinlich, dass sich ein Molekül, getrieben durch die Brownsche Molekularbewegung, in die andere Hälfte der Küvette bewegt, aber unmöglich, dass ein Teilchen aus der zweiten (leeren) Hälfte zurückkommt. Als Folge davon bewegen sich einige Teilchen in den anderen Teil der Küvette. Sind auf einer Seite der Küvette jetzt noch 80 Moleküle, auf der anderen 20, so ist es dennoch sehr viel wahrscheinlicher, dass ein Molekül auf die andere Seite der Küvette mit nur 20 Molekülen Methylenblau wandert, als umgekehrt. Dies funktioniert so lange, bis auf beiden Seiten gleich viele Teilchen sind. Es lässt sich also sagen, dass der Grund für die Diffusion eine entsprechende Zunahme der Entropie im System ist. Bekanntermaßen kann die Entropie in einem System ohne Zufuhr von Energie nur steigen, nicht aber sinken.

## 2.3 Die Fickschen Gesetze

Die Geschwindigkeit, mit der die Diffusion stattfindet, hängt von zwei Faktoren ab, nämlich zum einen von der mittleren Geschwindigkeit  $\bar{v}$  der Moleküle und zum anderen von dem mittleren zeitlichen Abstand zweier Stöße. Ist dieser klein, also finden viele Stöße statt, so können sich die Moleküle nur schwer verteilen. Umgekehrt ist damit offensichtlich, dass die Diffusion im Vakuum hingegen sehr schnell vonstatten geht.

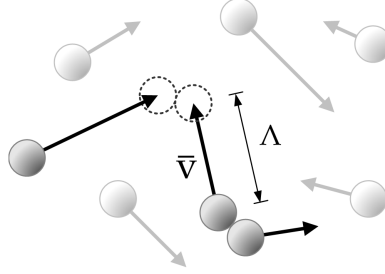


Figure 2: Stöße bei der Diffusion

Die Diffusion wirkt dem Konzentrationsgefälle entgegen, der Vektor der Stromdichte  $\vec{j}(\vec{x})$  dieses Ausgleichstroms zeigt also in die entgegen gesetzte Richtung der Änderung der Teilchenkonzentration  $c(\vec{x})$ . Es gilt also:

$$\vec{j}(\vec{x}) = -D \cdot \vec{\nabla} c(\vec{x}) . \quad (1)$$

Dies ist das *1. Ficksche Gesetz*. Die Proportionalitätskonstante  $D$  ist materialspezifisch und setzt sich aus den beiden oben genannten Faktoren, die bei der Diffusion eine wichtige Rolle spielen, zusammen:

$$D = \frac{1}{3} \bar{v} \Lambda , \quad (2)$$

wobei  $\Lambda$  die mittlere freie Weglänge, also der durchschnittliche, örtliche Abstand zwischen jeweils zwei Stößen von Teilchen, ist.

Bewegen sich bei der Diffusion mehr Teilchen aus einem Raumelement hinaus als hinein, so nimmt dort die Konzentration der Teilchen automatisch ab:

$$\frac{dc}{dt} = -\text{div } \vec{j}(\vec{x}) . \quad (3)$$

Einsetzen von (1) in (3) ergibt das *2. Ficksche Gesetz* (Diffusionsgleichung):

$$\frac{dc}{dt} = D \text{div } \vec{\nabla} c = D \cdot \Delta c . \quad (4)$$

## 2.4 Mathematische Lösung der Diffusionsgleichung

Bei (4) handelt es sich um eine partielle Differentialgleichung, wie aus der folgenden alternativen Schreibweise ersichtlich wird:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \sum_i \frac{\partial^2 c}{\partial x_i^2} = D \text{div } \vec{\nabla} c = D \cdot \Delta c . \quad (5)$$

Ganz ähnliche Gleichungen erhält man auch beispielsweise beim Wärme- oder Ladungstransport. Lösen lässt sich diese Gleichung durch eine *kontinuierliche Fouriertransformation*, bei der wir die Funktion  $c(\vec{x})$  durch  $F(c)$  darstellen:

$$\frac{\partial F(c)}{\partial t} = -k^2 \cdot D \cdot F(c) . \quad (6)$$

Diese lineare Differentialgleichung lässt sich nun wie folgt lösen:

$$F(c) = A \cdot e^{-Dk^2 t} \quad (7)$$

$$F(c_{t=0}) = A . \quad (8)$$

Die Randbedingungen ergeben sich folgendermaßen. An der Stelle  $x = 0$  befindet sich die Trennwand. In dem Bereich  $x \leq 0$  befindet sich der Stoff, der diffundieren wird, wenn die Trennwand entfernt wird. Dann breitet er sich in x-Richtung aus. Für die Konzentration des Stoffs gilt somit:

$$c_{t=0} = c(x, 0) = c_0 \quad \text{wenn } x \leq 0 \quad (9)$$

$$c_{t=0} = c(x, 0) = 0 \quad \text{wenn } x > 0 . \quad (10)$$

Damit folgt für A:

$$F(c_{t=0}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^0 c_0 e^{ikx} dx = A \quad (11)$$

und damit dann:

$$F(c(t)) = \left[ \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^0 c_0 e^{ikx} dx \right] e^{-Dk^2 t} . \quad (12)$$

Nun wird diese Lösung rücktransformiert:

$$c(u, t) = \frac{1}{2\pi} \int \left( \int_{-\infty}^0 c_0 e^{ikx} dx \right) e^{-Dk^2 t - iku} dk \quad (13)$$

$$= \frac{c_0}{2\pi} \int \left( \int_{-\infty}^0 e^{-Dk^2 t} e^{ik(x-u)} dx \right) dk . \quad (14)$$

Wir substituieren nun:  $v = x - u$  und  $\partial v / \partial x = 1$  und formen weiter um:

$$c(u, t) = \frac{c_0}{2\pi} \int_{-\infty}^{-u} \int e^{-Dk^2 t} e^{ikv} dk dv \quad (15)$$

$$= \frac{c_0}{2\pi} \int_{-\infty}^{-u} \frac{1}{\sqrt{4Dt}} e^{-\frac{v^2}{4Dt}} dv \quad (16)$$

$$= \frac{c_0}{2\pi} \left[ \int_{-\infty}^0 e^{-v^2} dv - \int_0^{\frac{u}{\sqrt{4Dt}}} e^{-v^2} dv \right] \quad (17)$$

$$= \frac{c_0}{2} \left[ 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{u}{\sqrt{4Dt}} \right) \right] . \quad (18)$$

Die in (18) durch die Integration auftauchende Gaußsche Fehlerfunktion  $\operatorname{erf}(y)$  ist gegeben durch:

$$\operatorname{erf}(y) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^y e^{-v^2} dv . \quad (19)$$

## 2.5 Photowiderstand

Bei einem Photowiderstand handelt es sich um einen lichtabhängigen Widerstand, dessen Leitfähigkeit vom Lichteinfall abhängig ist. Das einfallende Licht führt dem Widerstand Energie zu, die zum sogenannten Photoeffekt führt und bewegliche Ladungsträger im Halbleiter freisetzt, was zu einer höheren Leitfähigkeit führt. Die Leitfähigkeit ist somit ein Maß für den Lichteinfall. Der Widerstand ist umgekehrt proportional zum Lichteinfall. In unserem Versuch verwenden wir den Photowiderstand, um den Konzentrationsgradienten in der Meßküvette zu bestimmen. Wird der Widerstand größer, so steigt die Konzentration am Ort  $x$  und es fällt weniger Licht auf unseren Photowiderstand. Der Wert für den Photowiderstand wird dabei über die Wheatstonesche Brückenschaltung ermittelt.

## 2.6 Wheatstonesche Brückenschaltung

Da die inneren Widerstände der Messgeräte die Messung stark verfälschen, wäre eine direkte Widerstandssessung am Photowiderstand sehr fehlerbehaftet. Da aber gerade dieser Wert für die Endrechnung, die Bestimmung der Diffusionskonstanten, sehr wichtig ist, ist dies sehr unvorteilhaft und man sollte versuchen, die Messung möglichst fehlerfrei zu gestalten.

Die Wheatstonesche Brückenschaltung umgeht diesen Fehler recht geschickt, da die Bestimmung des Widerstands über drei bekannte Widerstände erfolgen kann, wenn kein Strom mehr durch das Ampèremeter fließt und somit eine Verfälschung durch den inneren Widerstand des Ampèremeters ausgeschlossen werden kann.

Die Wheatstonesche Brücke ist wie folgt aufgebaut:

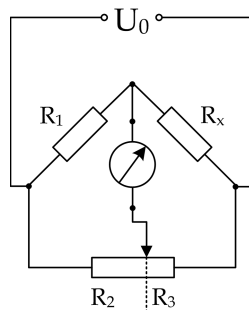


Figure 3: Wheatstonesche Brückenschaltung

Ein Schiebewiderstand (die Widerstände  $R_2$  und  $R_3$ ) wird so eingestellt, dass durch das Ampèremeter kein Strom mehr fließt. Nach dem Ohmschen Gesetz gilt dann:

$$R_x = \frac{R_1 R_3}{R_2} . \quad (20)$$

Damit lässt sich der Photowiderstand ohne systematischen Fehler bestimmen.

## 2.7 Eichung für verschiedene Konzentrationen

Im Versuch werden bestimmte (unterschiedliche) Konzentrationen von Methylenblau gemessen, dabei dämpft das Methylenblau das einfallende Licht je nach seiner Konzentration unterschiedlich stark, was unterschiedliche Widerstände des Photowiderstands zur Folge hat. Eben diese Dämpfung kann ebenso mit einem Graufilter erreicht werden, der den Lichteinfall am Photowiderstand um einen bestimmten Faktor reduziert. Diese Graufilter ermöglichen also die Eichung des Systems auf bestimmte Konzentrationen, da man für diese unterschiedlichen Graufilter den Schiebewiderstand der Wheatstoneschen Brückenschaltung für unterschiedliche Graufilter so einstellen kann, dass am Ampèremeter kein Strom mehr fließt.

### 3 Durchführung

Der Versuchsaufbau gestaltet sich wie im folgenden Schema gezeigt:

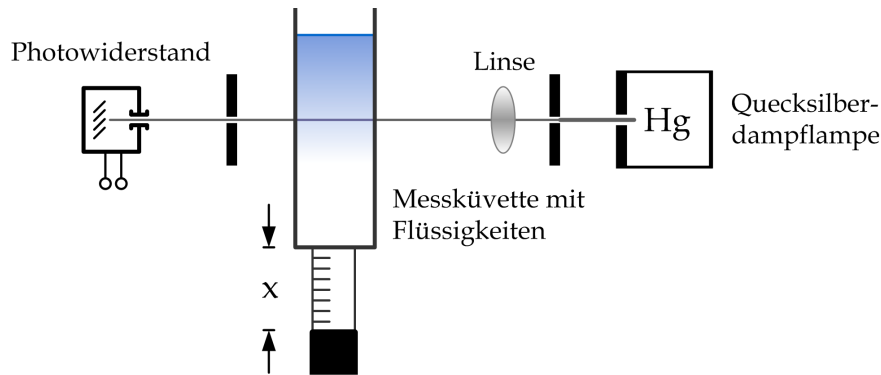


Figure 4: Versuchsaufbau

1. Justierung

Zunächst muss der Strahlengang justiert werden. Hierzu wird ein beleuchteter Spalt mit maximaler Intensität auf einen Photowiderstand abgebildet, dieser wird dann in der Wheatstoneschen Brückenschaltung mit einem bekannten Widerstand verglichen. Die Brücke im Strahlengang wird für einen bestimmten Graufilter (es wird der Filter  $c_0/16$  benutzt) so abgeglichen, dass am Ampèremeter kein Strom angezeigt wird.

2. Erste Messung - Konzentrationsverlauf  $c_0/16$

Über das Wasser in der Messküvette (sie sollte zu  $3/4$  mit Wasser gefüllt sein) wird mit einer Pipette eine Schicht der Methylenblaulösung gesetzt. (Konzentration  $c_0$ ). Die Küvette wird in ihre Halterung in den Strahlengang gesetzt und der Ort  $x$  der Farbzone mit der Konzentration  $c_0/16$  als Funktion der Zeit  $t$  gemessen. Hierfür wird eine Stoppuhr verwendet und über 30 Minuten alle 30 Sekunden der Wert des Ortes  $x$  abgelesen. Nach Ablauf der 30 Minuten allerdings darf die Stoppuhr nicht angehalten werden.

3. Zweite Messung - Konzentrationsverlauf  $c_0/32$

Die Küvette wird vorsichtig aus dem Strahlengang entfernt und zur Seite gestellt, auch diese wird später noch einmal benötigt. Zunächst jedoch wird eine zweite Küvette mit Wasser gefüllt und mit Methylenblau versehen. Nach Abgleich der Brücke auf den  $c_0/32$ -Graufilter wird der Versuch mit einer zweiten Stoppuhr wiederholt, es wird wie in Punkt (1) verfahren.

4. Dritte Messung - Konzentrationsprofil nach 40 Minuten

Ca. 40 Minuten nach Beginn wird die Konzentrationsverteilung in der zweiten Küvette als Funktion von  $x$  bei konstanter Zeit gemessen. Hierfür wird die Messbrücke nacheinander mit Hilfe der Graufilter auf  $c_0/2$ ,  $c_0/4$ ,  $c_0/8$ ,  $c_0/16$  und  $c_0/32$  abgeglichen. Da es natürlich nicht möglich ist, die Zeit konstant zu halten, wird die benötigte Zeit notiert und später in die Errechnung der Endergebnisse mit einfließen. Ermittelt werden jeweils ein Messwert für auf- bzw. absteigende Konzentration und, wie schon erwähnt, die Messzeit.

5. Vierte Messung - Konzentrationsprofil nach 100 Minuten

Selbige Messreihe wird für die erste Küvette nach 100 Minuten Diffusionszeit wiederholt.

## 4 Auswertung

### 4.1 Konzentrationsprofil (1.)

Abbildung 0 zeigt schematisch die Diffusionskurven für verschiedene Zeitpunkte, eine Gerade zeigt also den Konzentrationsverlauf des diffundierenden Stoffes entlang der Diffusionsstrecke  $x$  zu einem bestimmten Augenblick  $t$ . Ist  $t$  groß, so ist die Kurve flach, denn dann hat sich der Stoff bereits nahezu gleichmäßig verteilt.

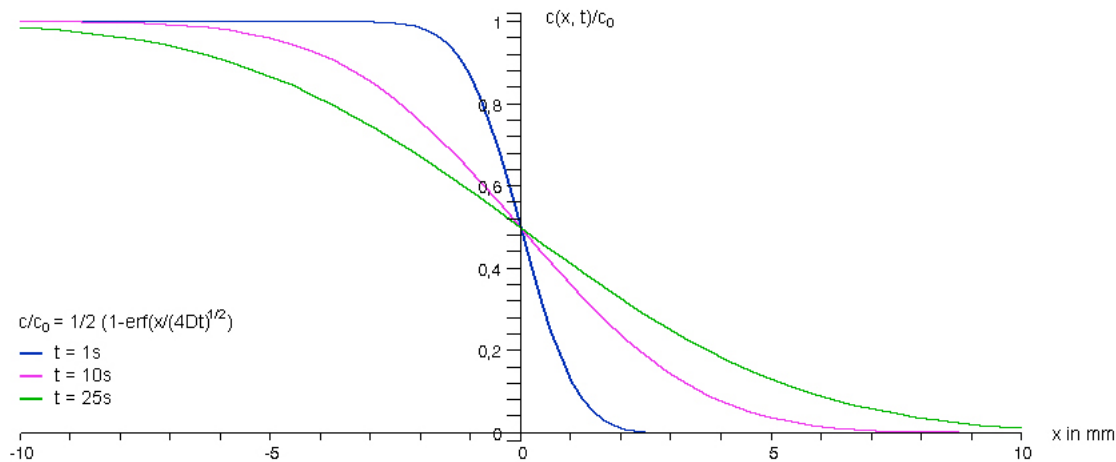


Figure 5: Diffusionskurven für verschiedene Messzeiten

Bei der dritten und vierten Messung wurde genau so eine Kurve direkt gemessen, indem nach einer vorgegebenen Zeit die Stellen gesucht wurden, an denen bestimmte Konzentrationen herrschten. Bei den ersten beiden Messungen hingegen war die Zeit variabel und es wurde in Abhängigkeit von der Zeit die Bewegung des Punktes, an dem eine konkrete Konzentration vorhanden war, aufgezeichnet. Dies entspricht in der Grafik also dem Entlangwandern entlang einer zur  $x$ -Achse parallelen Geraden, die aus lauter Punkten der Geraden verschiedener Zeitpunkte besteht. Mit fortschreitender Zeit wechselt man dann also von einer Diffusionskurve zur Kurve der nächst höheren Zeiteinheit.

### 4.2 Diffusionskoeffizient (2.)

Um den Diffusionskoeffizienten  $D$  zu bestimmen, formen wir zunächst die Lösung des 2. Fickschen Gesetzes um:

$$\operatorname{erf}(y) = \operatorname{erf}\left(\frac{x}{\sqrt{4Dt}}\right) \Rightarrow y = \frac{x}{\sqrt{4Dt}} \Rightarrow x = y\sqrt{4Dt} \Rightarrow x^2 = 4y^2Dt \quad .$$

Tragen wir also das Quadrat des Ortes, an dem eine bestimmte Konzentration herrscht, in Abhängigkeit von der Zeit auf, so ergibt sich eine Gerade mit der Steigung:

$$m = 4y^2D \Rightarrow D = \frac{m}{4y^2} \quad .$$

Den Wert für  $y$  bestimmen wir mittels der Gaußschen Fehlerfunktion. Dazu formen wir das 2. Ficksche Gesetz wie folgt um:

$$c(x, t) = \frac{c_0}{2} [1 - \operatorname{erf}(y)] \Rightarrow 2 \frac{c(x, t)}{c_0} = 1 - \operatorname{erf}(y) \Rightarrow \operatorname{erf}(y) = 1 - 2 \frac{c(x, t)}{c_0} \quad .$$

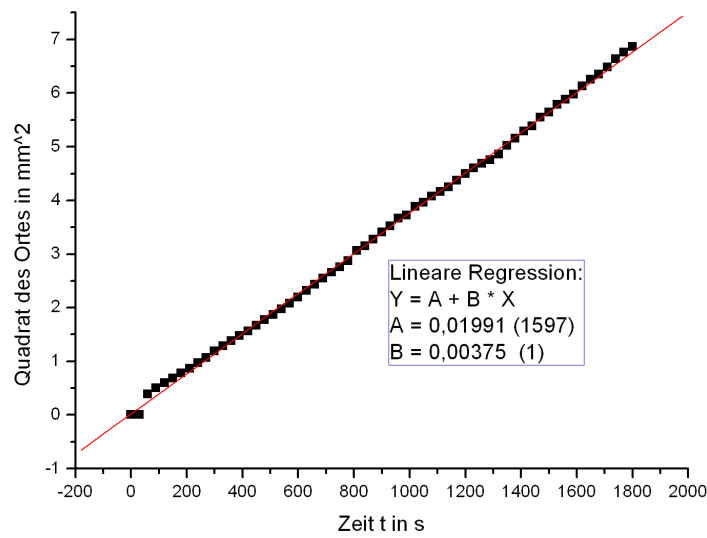


Figure 6: Quadrat der Diffusionsstrecke in Abhängigkeit von der Zeit für  $c_0/16$

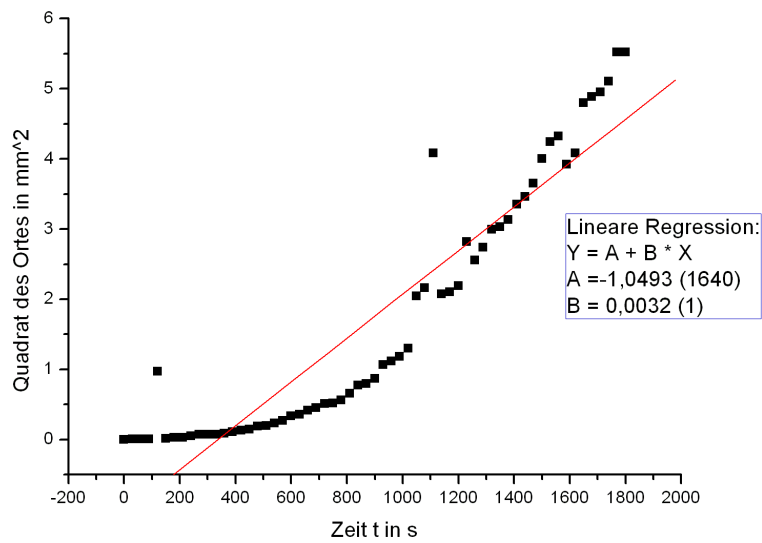


Figure 7: Quadrat der Diffusionsstrecke in Abhängigkeit von der Zeit für  $c_0/32$



Bei Messung 1 und 2 ermittelten wir den Konzentrationsverlauf von  $c_1(x, T) = c_0/16$  und  $c_2(x, T) = c_0/32$ . Es folgt (im letzten Schritt durch Eingabe in ein Computerprogramm):

$$c_1(x, T) = c_0/16 \Rightarrow \operatorname{erf}(y_1) = 1 - 2\frac{1}{16} \Rightarrow y_1 = 1,085$$

$$c_2(x, T) = c_0/32 \Rightarrow \operatorname{erf}(y_2) = 1 - 2\frac{1}{32} \Rightarrow y_2 = 1,317 \quad .$$

Die Lineare Regression (siehe Abb. 6 und 7) ergab:

$$m_1 = 0,00375(1)$$

$$m_2 = 0,0032(1) \quad .$$

Damit ergibt sich für beide Messung jeweils der Diffusionskoeffizient:

$$D_1 = 7,04(4) \cdot 10^{-4} \text{ mm}^2/\text{s} = 7,04(4) \cdot 10^{-10} \text{ m}^2/\text{s}$$

$$D_2 = 4,49(50) \cdot 10^{-4} \text{ mm}^2/\text{s} = 4,49(50) \cdot 10^{-10} \text{ m}^2/\text{s} \quad .$$

Der gewichtete Mittelwert ergibt dann:

$$\boxed{D = 7,024(23) \cdot 10^{-10} \text{ m}^2/\text{s}}$$

Verglichen mit dem Literaturwert  $D = 4 \cdot 10^{-10} \text{ m}^2/\text{s}$  ergibt sich eine Abweichung von 75%. Der Fehler liegt leider nicht im abgeschätzten Bereich.

### 4.3 Diffusionskurve (3.)

Die folgende Tabelle zeigt Konzentrationsverteilung in den Küvetten nach 40 und 100 Minuten sowie die zugehörigen Werte für  $y$ .

$c/c_0$	$Y$	$x(t = 40\text{min})$	$x(t = 100\text{min})$
0,5	0	0 mm	0mm
0,25	0,477	0,31 mm	1,25 mm
0,125	0,813	0,705 mm	2,22 mm
0,0625	1,085	1,635 mm	3,4 mm
0,03125	1,317	2,97 mm	5,445 mm

In den Abbildungen 8 und 9 sind sowohl die Messergebnisse als auch die theoretisch berechneten Werte dargestellt. Deutliche Abweichungen fallen sofort ins Auge.

Für die Abschätzung des Fehlers, der durch die Annahme einer konstanten Zeit entsteht, verwenden wir das zweite Ficksche Gesetz:

$$x^2 = 4y^2 Dt \Rightarrow \sigma_x = \frac{Dy}{\sqrt{Dt}} \cdot \sigma_t \quad .$$

Da wir annehmen, dass der Zeitpunkt, zu denen die Messungen für die verschiedenen Konzentrationen durchgeführt wurden, bei allen derselbe ist, ergibt sich der maximale Fehler aus der Differenz der Zeitpunkte der ersten und der letzten Messung. Diese war bei der 40min-Messung 9,35min und 12,34min bei der nach 100min. Für die maximalen Fehler ergibt sich damit und mit dem oben berechneten maximalen Wert für  $y = 1,32$ :

$$\boxed{\sigma_t(t = 40\text{min}) = 3,023 \cdot 10^{-4} \text{ s}}$$

$$\boxed{\sigma_t(t = 100\text{min}) = 2,523 \cdot 10^{-4} \text{ s}}$$

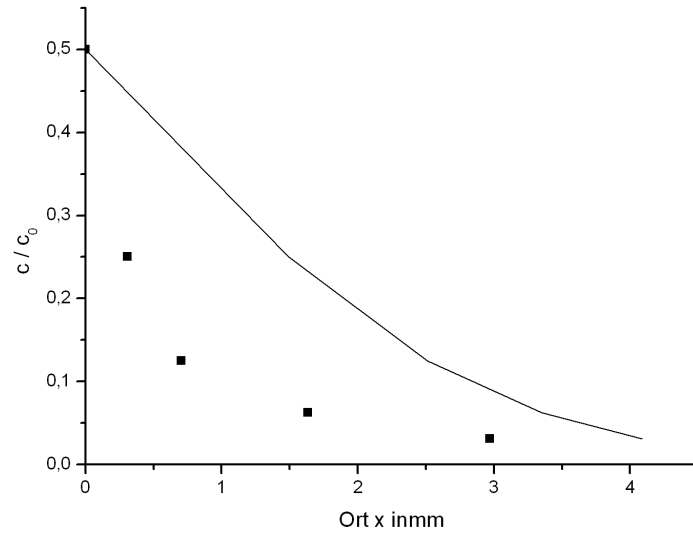


Figure 8: Diffusionskurve für  $t = 40 \text{ min}$

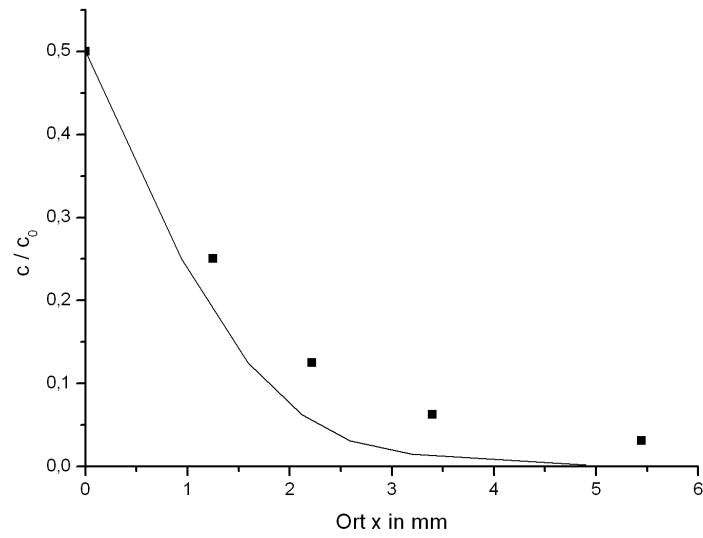


Figure 9: Diffusionskurve für  $t = 100 \text{ min}$

## 5 Diskussion

Bei Betrachtung der errechneten Endergebnisse fallen teilweise enorm große Fehler auf, die wir in diesem Versuch jedoch ausnahmsweise aus den folgenden Gründen bereits vorher erwartet hatten.

Die Apparaturen für diesen Versuch sind leider sehr viel mehr als einfach nur veraltet. Vor allem der von uns verwendete Versuchsaufbau wies sehr starke Mängel auf, die eine einwandfreie Nutzung und somit die Ermittlung präziser Werte unmöglich machen. Eine präzise Einstellung des Ortes ließ die Halterung unserer Küvette nicht zu - sobald man am Rad drehte, um die Höhe einzustellen, drehte sich fast die gesamte Apparatur mit, und sobald man die Halterung der Küvette nur leicht anstieß, was schon durch die Vibrationen passiert, die über den Tisch übertragen werden, veränderte sich der Widerstand enorm und man konnte im Grunde genommen von vorne anfangen. Da man innerhalb des Rahmens leider nicht unendlich oft von vorn anfangen kann, mussten wir uns mit den verfälschten Werten zufrieden geben und versuchen, das Beste daraus zu machen. Da schon die Gerade, die wir mit Excel noch während der Messung erstellten, gewaltige Abweichungen aufwies, waren wir uns im Klaren darüber, dass sich unsere Ergebnisse als keinesfalls einwandfrei darstellen würden.

Auch bei weniger veralteten Apparaturen ist dieser Versuch höchst störanfällig. Schon lautes Sprechen der Praktikanten kann zu Verfälschungen führen und allein die Vibration, die ein gehender Mensch auf den Boden überträgt, werden über die Tische an den Versuchsaufbau weitergegeben, von Bewegungen der Tische einmal ganz abgesehen. Auch leicht zittrige Hände, selbst eine kleinste Berührung, kann den Versuchsablauf verfälschen. Zwar sollte man erwähnen, dass schon der Praktikant in fast allen Fällen die Fehlerquelle ist und der Versuch ohne Einwirkung eines Praktikanten reibungsfrei ablaufen könnte, jedoch kann man gleich dazu sagen, dass der Praktikant eigentlich keine Chance hat, diese Fehler zu minimieren, da die Versuchsdurchführung vorschreibt, dass bestimmte Teile des Versuchsaufbaus nun einmal bewegt werden müssen. Ist die einwandfreie Bewegung spezifischer Teile oder Instrumente der Apparatur nicht gewährleistet, was bei unserer Apparatur der Fall war, so bleibt zwar die Fehlerquelle der Praktikant, jedoch kann ihm der Fehler nicht zugeschrieben werden.

Obwohl der Versuch an sich nicht uninteressant ist, wird er durch diesen Versuchsaufbau und die aus der fehlenden Instandsetzung resultierenden Fehler für den Praktikanten nicht sonderlich schmackhaft gemacht. Mindestens der Aufbau, den wir im Versuch bedienen mussten, sollte aus dem Verkehr gezogen werden, um einer nachfolgenden Gruppe das Ärgernis zu ersparen. Durch die Probleme in der Durchführung des Versuchs fällt es auch schwer, sein Augenmerk darauf zu richten, worum es eigentlich genau im Versuch geht.