

INHALTSVERZEICHNIS

1

Inhaltsverzeichnis

1	Die Theorie	2
1.1	Navier-Stokes-Gleichung	2
1.2	Kontinuitätsgleichung	2
1.3	Bernoulli-Gleichung	3
1.4	Innere Reibung	3
1.5	Molekulare Deutung der Temperaturabhängigkeit	4
1.6	Laminare und turbulente Strömungen	5
1.7	Das Hagen-Poiseuille-Gesetz	6
1.8	Das Stokessche Widerstandsgesetz für Kugeln	6
2	Das Experiment	8
2.1	Messung der Viskosität nach Stokes	8
2.1.1	Versuchsaufbau	8
2.1.2	Auswertung	9
2.1.3	Fehlerdiskussion	9
2.2	Höppler - Viskosimeter	10
2.2.1	Versuchsauswertung	11
2.2.2	Fehlerdiskussion	11
2.3	Bestimmung der Aktivierungsenergie von Wasser	11
2.4	Ubbelohde - Viskosimeter	12
2.4.1	Versuchsauswertung	13
2.4.2	Fehlerdiskussion	13

1 Die Theorie

siehe auch [1].

1.1 Navier-Stokes-Gleichung

Die Grundlage für jede quantitative Behandlung der Dynamik von Fluiden ist das zweite Newtonsche Axiom:

$$F = \frac{dp}{dt} \quad (1)$$

wobei F die Summe aller Kräfte auf ein Volumenelement des Fluids ist. Zur Vereinfachung betrachtet man lediglich den Einfluss von Druckkraft, Reibungskraft und Schwerkraft, d.h. man geht von einem inkompressiblen, elektromagnetisch neutralen, makroskopischen Fluid in einem Inertialsystem aus. Claude Navier und George Stokes leiteten die nach ihnen benannte Navier-Stokes-Gleichung her:

$$\varrho \cdot \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} \right] = -\nabla p + \eta \nabla^2 \vec{v} + \varrho \vec{g} \quad (2)$$

Hier ist ϱ die Massendichte des Fluids, $\vec{v}(\vec{r}, t)$ seine Geschwindigkeit, η seine Viskosität, p der Druck und \vec{g} die Erdbeschleunigung. Diese Gleichung ist eine nichtlineare, partielle Differentialgleichung und enthält die gesamte klassische Hydrodynamik. Ihre Lösung liefert die Geschwindigkeit \vec{v} eines Fluidelements in Abhängigkeit von Zeit und Ort. Die Navier-Stokes-Gleichung lässt sich jedoch in den seltensten Fällen vollständig analytisch lösen. Man muss daher bei der Betrachtung technischer Probleme auf Vereinfachungen zurückgreifen.

1.2 Kontinuitätsgleichung

Man betrachtet zunächst eine reibungsfreie Strömung einer inkompressiblen Flüssigkeit. Die Flüssigkeit fließe durch eine horizontale Röhre, welche ihren Querschnitt von A_1 auf A_2 ändert. Das Volumenelement ΔV_1 trete mit der Geschwindigkeit v_1 in die Röhre ein. Auf der anderen Seite trete das Volumenelement ΔV_2 in der selben Zeit mit der Geschwindigkeit aus der Röhre aus. Aufgrund der Inkompressibilität der Flüssigkeit folgt die Kontinuitätsgleichung:

$$\Delta V_1 = \Delta V_2 \quad (3)$$

$$A_1 v_1 \Delta t = A_2 v_2 \Delta t \quad (4)$$

$$A_1 v_1 = A_2 v_2 \quad (5)$$

Daraus folgt, dass der Volumenstrom für inkompressible Flüssigkeiten konstant ist.

1.3 Bernoulli-Gleichung

Bei reibungsfreien und stationären, d.h. zeitunabhängigen Strömungen, kann man die Navier-Stokes-Gleichung umformen zu

$$\varrho (\vec{v} \nabla) \vec{v} = -\nabla \vec{p} + \varrho \vec{g} \quad (6)$$

woraus man die Bernoulli-Gleichung herleiten kann:

$$p + \frac{1}{2} \varrho v^2 + \varrho gh = const \quad (7)$$

Mit ihr kann man berechnen, welche Druck- oder Höhendifferenz notwendig ist, um eine bestimmte Ausflussgeschwindigkeit aus einer Wasserleitung zu erhalten. Die Bernoulli-Gleichung gilt als Energiesatz der hydrodynamischen Strömung. Für horizontale Strömungen ergibt sich die Gleichung:

$$p + \frac{1}{2} \varrho v^2 = const \quad (8)$$

Der Term $\frac{1}{2} \varrho v^2$ wird als dynamischer Druck und p als statischer Druck bezeichnet.

1.4 Innere Reibung



Abbildung 1: Scherung einer Flüssigkeit

Unter Berücksichtigung zwischenmolekularer Kräfte treten sogenannte Scherkräfte in einer bewegten Flüssigkeit auf. Dies kann man an dem in Abbildung

(1) gezeigten Modell verdeutlichen: Dort ist die Scherung einer Flüssigkeit, die sich zwischen zwei vertikalen Platten mit der Fläche A befindet, dargestellt. An der linken Platte greife eine tangentielle Kraft F_{\parallel} an, welche benötigt wird, um die Platte mit konstanter Geschwindigkeit v zu bewegen. Dieser Kraft wirkt die viskose Reibungskraft F_R entgegen. Man geht davon aus, dass sich die linke Flüssigkeitsschicht mit der Geschwindigkeit v bewegt, d.h. die Moleküle haften an der Platte und die rechte Schicht bleibt in Ruhe. Dazwischen stellt man für die Geschwindigkeiten der Flüssigkeitsschichten einen annähernd linearen Verlauf mit dem Abstand x fest. Allgemein bezeichnet man das Verhältnis, der auf die Fläche A wirkenden Kraft F_{\parallel} bzw. F_R zum dazu senkrechten Geschwindigkeitsgradienten als dynamische Viskosität η :

$$\eta = \frac{F_{\parallel}}{A} \cdot \frac{dh}{dv} = \frac{F_R}{A} \cdot \frac{dh}{dv} = \tau \frac{dh}{dv} \quad (9)$$

Die dynamische Viskosität geteilt durch die Dichte des betreffenden Stoffes ist definiert als die kinematische Viskosität:

$$\zeta = \frac{\eta}{\rho} \quad (10)$$

1.5 Molekulare Deutung der Temperaturabhängigkeit

Anhand von Abbildung(1) zeigt sich, dass bei der Scherung eines Fluids aufgrund des horizontalen Geschwindigkeitsgradienten ein von links nach rechts abnehmender Vertikalimpuls existiert. Gelangt nun jedoch durch die thermische Bewegung ein Molekül aus einer linken in eine rechte Schicht, so bringt es einen größeren Vertikalimpuls mit bzw. umgekehrt. Insgesamt fließt daher ein Impulsstrom von links nach rechts.

Bei Flüssigkeiten liegt die freie Weglänge in der Größenordnung des mittleren Molekülabstands. Somit muss man die Wechselwirkungsenergie mit den Nachbarmolekülen mit einbeziehen. Man betrachtet nun in den einzelnen Molekülschichten der Flüssigkeit den Platzwechsel einzelner Moleküle, welcher nur durch eine Verschiebung der Moleküle der angrenzenden Schichten vonstatten geht. Hierfür wird Energie benötigt, die sogenannte Aktivierungsenergie ΔE , welche mit zunehmender Temperatur T abnimmt. Aus diesen Zusammenhängen kann die folgende Arrhenius-Gleichung hergeleitet werden:

$$\eta = A \cdot e^{\frac{\Delta E}{RT}} \quad (11)$$

wobei R die allgemeine Gaskonstante und A eine weitere Konstante ist. Genauere Untersuchungen ergeben, dass der Logarithmus von $\frac{\eta}{T}$ ungefähr linear von $\frac{1}{T}$ abhängt, d.h. die Viskosität nimmt mit steigender Temperatur ab.

1.6 Laminare und turbulente Strömungen

Von laminaren Strömungen spricht man dann, wenn die Geschwindigkeit an jeder Stelle des Fluids monoton von der Zeit abhängt. Laminare Strömungen treten überwiegend dann auf, wenn bei großer Viskosität eine recht geringe Strömungsgeschwindigkeit gegeben ist. Das wohl berühmteste Beispiel für eine laminare Strömung ist der menschliche Blutkreislauf, aber auch der Flüssigkeitstransport in Pflanzen oder ein langsam fließender Fluss können laminar sein. Von turbulenten Strömungen spricht man dann, wenn sich die Geschwindigkeit $v(t)$ an irgendeinem Ort so unregelmäßig ändert, dass man den zeitlichen Verlauf nicht vorhersagen kann. Als Beispiel kann man schnell ziehende Wolken oder einen Wasserfall nennen. Zwischen Laminarität und Turbulenz existiert noch eine dritte Form, die erst in den letzten Jahren erforscht wurde. Bei den sogenannten periodischen Strömungen bleibt $v(t)$ nicht konstant, sondern ändert sich periodisch. Beispiele für solche periodische Strömungen sind Schallwellen oder Oberflächenwellen auf Flüssigkeiten.

Die Reynolds - Zahl ist definiert als:

$$Re = \frac{\rho Lv}{\eta} \quad (12)$$

Diese Gleichung kann unter Berücksichtigung sämtlicher Randbedingungen aus der Navier-Stokes-Gleichung gewonnen werden. Die Reynolds-Zahl nimmt bei gegebener Dichte ρ und gegebener Linearabmessung des Körpers L mit wachsender Geschwindigkeit v und sinkender Viskosität η zu. Um eine Grenze zwischen laminarer und turbulenter Strömung einigermaßen abschätzen zu können, führt man einen kritischen Wert $Re_{kritisch}$ ein, welcher bei normalen Versuchsbedingungen zwischen 1 und 10.000 liegt. Für eine Reynolds-Zahl kleiner als der kritische Wert, ist die Strömung gegen äußere Störungen stabil, das heißt die Störung klingt mit der Zeit ab und die Strömung bleibt laminar. Überschreitet die Reynolds-Zahl jedoch den kritischen Wert, so ist eine laminare Strömung gegen kleinste Störungen instabil. Die Störung schaukelt sich auf. Die vorher laminare Strömung beginnt turbulent zu werden. Allerdings ist der kritische Wert nach oben nicht so eine starre Grenze, wie dies den Anschein erwecken kann. In der Praxis gibt es zwar unterhalb dieses Wertes keine dauerhafte turbulente Strömung, aber oberhalb ist eine laminare Strömung durchaus möglich. Bei idealen Randbedingungen ist eine laminare Strömung auch für eine Reynolds-Zahl von 100.000 möglich.

1.7 Das Hagen-Poiseuille-Gesetz

Eine inkompressible Flüssigkeit fließe durch ein Rohr mit dem Radius R , wobei die Geschwindigkeit in der Rohrmitte ihr Maximum hat und an den Rändern verschwindet. Um die Geschwindigkeitsverteilung im Rohr zu berechnen, nimmt man an, dass die Bewegung stationär verläuft, und dass die Schwerkraft vernachlässigt werden kann. Im Inneren des Rohres befindet sich ein Flüssigkeitszylinder mit dem Radius r und der Länge l .

Im stationären Zustand muss also die Reibungskraft auf den Zylindermantel nach Gleichung (11)

$$F_R = \eta A \frac{dv}{dr} = \eta 2\pi r l \frac{dv}{dr} \quad (13)$$

durch die von der Druckdifferenz verursachten entgegengerichtete Kraft

$$F_{\Delta p} = (p_1 - p_2)A = (p_1 - p_2)\pi r^2 = \Delta p \pi r^2 \quad (14)$$

kompensiert werden. Daraus folgt:

$$dv = -\frac{\Delta p}{2\eta l} r dr \quad (15)$$

Nach der Integration folgt unter Berücksichtigung der Randbedingung $v(R) = 0$:

$$v(r) = \frac{\Delta p}{4\eta l} (R^2 - r^2) \quad (16)$$

Die Geschwindigkeitsverteilung im Rohrinne ist also parabolisch. Will man den Volumenstrom berechnen, so betrachtet man einen Hohlzylinder mit dem inneren Radius r und dem äußeren Radius $r + dr$. Durch ihn strömt pro Zeiteinheit ein Volumen

$$dV = v \cdot dA \cdot dt = v(r) \cdot 2\pi r dr dt = \frac{\pi}{8\eta} \cdot \frac{\Delta p}{l} R^4 \quad (17)$$

Für den Volumenstrom nach Gleichung (4) gilt nach der Integration über den ganzen Querschnitt:

$$\Phi_V = \frac{dV}{dt} = \int_0^R v(r) 2\pi r dr = \frac{\pi}{8\eta} \cdot \frac{\Delta p}{l} R^4 \quad (18)$$

Diese Beziehung wird als Gesetz von Hagen - Poiseuille bezeichnet.

1.8 Das Stokessche Widerstandsgesetz für Kugeln

Eine Kugel mit dem Radius R und der Geschwindigkeit v erfährt bei einer Bewegung durch ein unendlich ausgedehntes Medium mit der Viskosität η eine Reibungskraft. Nach der Definition der Viskosität gilt:

$$F = -\eta A \frac{dv}{dr} \quad (19)$$

1 DIE THEORIE

7

Setzt man nun für die Fläche A in der Gleichung die Oberfläche der Kugel ein, so erhält man folgende Näherung für den Kugelfall:

$$F \approx -4\pi\eta v R \quad (20)$$

Genauere Berechnungen führen zu folgendem Ergebnis:

$$F = -6\pi\eta v R \quad (21)$$

Diese Gleichung wird als das Gesetz von Stokes bezeichnet. Mit dieser Kraft muss man also an der Kugel ziehen, um die Geschwindigkeit v aufrecht zu erhalten. Natürlich gilt die Gleichung auch, wenn die Kugel an einem festen Ort ruht und sich das Medium vorbeibewegt. Allerdings gilt die Stokes-Gleichung nur für sehr kleine Reynolds-Zahlen, da Stokes bei seiner Herleitung von sehr geringen Geschwindigkeiten der Kugel ausging.

2 Das Experiment

2.1 Messung der Viskosität nach Stokes

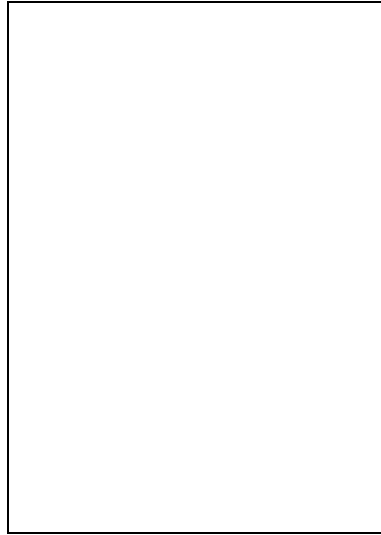


Abbildung 2: Stokes-Viskosimeter

2.1.1 Versuchsaufbau

Das Viskosimeter nach Stokes, welches in der Abbildung dargestellt ist, besteht aus einem langen, mit einer Flüssigkeit gefüllten Glasrohr, welches auf der unteren Seite verschlossen ist. Man lässt Kugeln mit verschiedenen Radien, die sehr klein gegenüber dem Durchmesser der Röhre sind, in der Apparatur absinken. Die Kugel muss von einer laminaren Strömung umströmt werden. Die Kugeln werden auf einer kurzen Strecke beschleunigt und bewegen sich anschließend mit konstanter Geschwindigkeit nach unten weiter. Es muss also ein Gleichgewichtszustand aller an der Kugel angreifender Kräfte vorhanden sein.

Auf die Kugel wirken folgende Kräfte:

$$F_{\text{StokescheReibung}} = -6\pi r\eta v \quad (22)$$

$$F_{\text{Auftrieb}} = -\rho_{\text{Fl}} V_{\text{Kugel}} g \quad (23)$$

$$F_{\text{Gewicht}} = \rho_{\text{Kugel}} V_{\text{Kugel}} g \quad (24)$$

Es gilt:

$$F_{\text{StokescheReibung}} + F_{\text{Auftrieb}} = -F_{\text{Gewicht}} \quad (25)$$

2 DAS EXPERIMENT

9

$$-6\pi r\eta v - (\rho_{Fl} - \rho_{Kugel})V_{Kugel}g = 0 \quad (26)$$

$$-6\pi r\eta v - (\rho_{Fl} - \rho_{Kugel})\frac{4}{3}\pi r^3 g = 0 \quad (27)$$

$$\eta = \frac{2g(\rho_{Kugel} - \rho_{Fl})r^2}{9l} \quad (28)$$

Im Versuch wird nun die Zeit gemessen, in der die Kugel die Strecke l zurücklegt. Mit der Zeitmessung darf jedoch erst begonnen werden, wenn sich die Kugel mit konstanter Geschwindigkeit bewegt und nicht mehr beschleunigt wird. Nach der obigen Formel kann nun die Viskosität der Flüssigkeit bestimmt werden.

2.1.2 Auswertung

Messen der Kugeldaten:

Messungenauigkeit $\Delta m = 0,001g$

Messungenauigkeit $\Delta r = 0,01mm$

	Kugel 1	Kugel 2	Kugel 3	Kugel 4
Radius $r[m]$	0,001	0,002	0,003	0,004
Masse $m[kg]$	$3,60 \cdot 10^{-6}$	$3,34 \cdot 10^{-5}$	$1,12 \cdot 10^{-4}$	$2,58 \cdot 10^{-4}$
$\frac{1}{r^2}[m^{-2}]$	$4,00 \cdot 10^6$	$1,00 \cdot 10^6$	$4,44 \cdot 10^5$	$2,50 \cdot 10^5$

Die lineare Regression ergibt nach Datenblatt A (wo man auch die Messwerte findet) eine Steigung Ψ der $r_K^{-2} - t$ -Kurve: $\Psi = 1,08 \cdot 10^{-5}$. Für die Viskosität von Glycerin ergibt sich:

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{2\Psi g(\rho_K - \rho_{Fl})}{9l} \\ &= 0,308Pas \end{aligned}$$

Der Fehler wird aus dem Diagramm abgeschätzt und beträgt $\Delta\Psi = 0,07 \cdot 10^{-5}$. Der Fehler für die Viskosität liegt damit in der Größenordnung von $\Delta\eta = 0,002Pas$. Der Wert für die Geradensteigung ist allerdings kritisch zu betrachten, da er aus nur vier Wertepaaren gewonnen wurde.

2.1.3 Fehlerdiskussion

Ein Fehler ist das Anhaften von mehr oder weniger großen Luftblasen, das in einen Fall deutlich zu sehen war, aber in den anderen Fällen in kleinerer Größenordnung nicht auszuschließen ist. Fällt die Kugel nicht genau in der Mitte herunter, so ergibt sich eine eventuell längere Wegstrecke, aber vor allem gilt die Formel der Stokesschen Reibungskraft nur für unendlich ausgehende Flüssigkeitsbehälter, d.h. je näher am Rand an die Kugel fällt, desto

größer ist der Fehler bei der Messung. Ein sehr wichtiger Punkt ist die nicht konstante Viskosität des Glycerins aufgrund der Einlagerung von Wasser, was einen extremen Einfluss auf die Viskosität hat. Diese variiert vertikal beträchtlich, aber eventuell auch horizontal, was dann auf die verschiedenen Versuche eine Auswirkung hat. Es gibt auch durch den Kugelfall Vermischungen, die auf die nachfolgenden Kugeln eine Auswirkung haben können. Die geringe Anzahl der Messungen müssen zudem in Betracht genommen werden.

2.2 Höppler - Viskosimeter

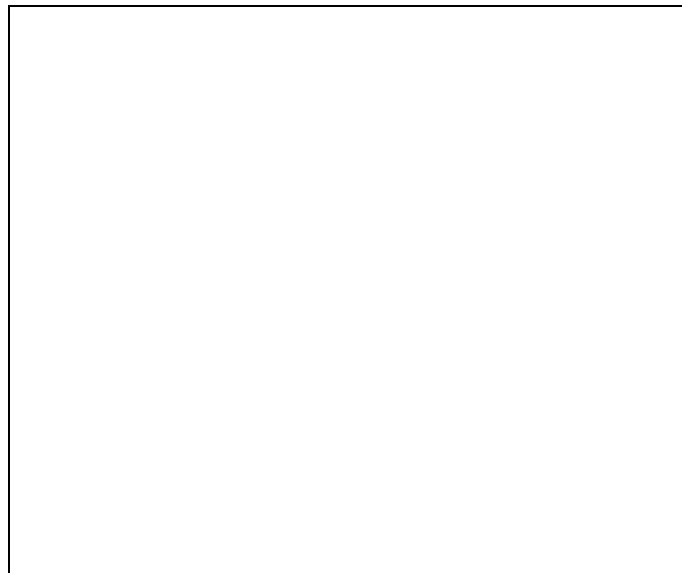


Abbildung 3: Höppler-Viskosimeter

Der Viskosimeter nach Höppler, welcher in Abbildung (3) dargestellt ist, besteht aus einem Fallrohr, welches von einem weiteren Glasrohr umgeben ist. Durch das äußere Rohr kann ein Flüssigkeitsstrom von sehr konstanter Temperatur geleitet werden, welche man auf einem, je nach Temperaturbereich wechselbaren Thermometer abgelesen werden kann. Die Apparatur ist drehbar gelagert, so dass mehrere Versuche bei der selben Temperatur und unter den selben Bedingungen durchgeführt werden können, ohne es zu öffnen. Da der Radius der Kugel nahezu dem Radius des Fallrohres entspricht, lässt sich die Stokesche Reibungskraft nicht mehr anwenden. Der Reibungswiderstand wird hauptsächlich durch die Strömung zwischen Kugel und Rohr bestimmt. Das Fallrohr ist um 5-10 Grad gegen die Vertikale geneigt, um einen reproduzierbaren Fallvorgang zu erzielen. Für den Fall der Kugel gilt folgende Beziehung:

$$\eta = (\rho_{Kugel} - \rho_{Fl})kt \quad (29)$$

2 DAS EXPERIMENT

11

wobei k eine Apparatekonstante ist.

2.2.1 Versuchsauswertung

Aus dem Datenblatt B ergibt sich eine Apparatekonstante $k = (5,37 \cdot 10^{-9} \pm 2,54 \cdot 10^{-10}) \frac{m^2}{s^2}$.

2.2.2 Fehlerdiskussion

Es ist bei diesem Versuch nicht einfach, die eingestellte Temperatur konstant zu halten, d.h. die Temperatur schwankt um $\pm 0,1K$, was auch zu Veränderungen der Viskosität beiträgt. Zudem ist das Wasser im Fallrohr durch ein Schmutzpartikel verunreinigt, was dazu führt, dass die Kugel eventuell leicht abgebremst wird.

2.3 Bestimmung der Aktivierungsenergie von Wasser

Durch das logarithmieren der Arrhenius-Gleichung (11) erhält man folgende Beziehung:

$$\ln \eta = \ln A + \frac{\Delta E}{RT} \quad (30)$$

Mit Hilfe der Steigung des $\frac{1}{T}$ - $\ln \eta$ -Diagramms und tabellarischen Werten von $\eta = \eta(T)$ kann die Aktivierungsenergie ΔE bestimmt werden. Für ΔE ergibt sich nach Datenblatt C ein Wert von $\Delta E = 15420 \frac{J}{mol}$.

Bei der Betrachtung der Regressionsgeraden zeigt sich, dass die Werte doch recht stark schwanken. Es ist also eindeutig klar, dass die Aktivierungsenergie nur für recht kleine lokale Bereiche bestimmt werden kann. Der von uns ermittelte Wert für die Aktivierungsenergie stellt daher nur einen groben Mittelwert dar. Er sollte bestenfalls zur Orientierung, nicht aber zur weiteren Verwendung in Experimenten oder Rechnungen dienen.

2.4 Ubbelohde - Viskosimeter

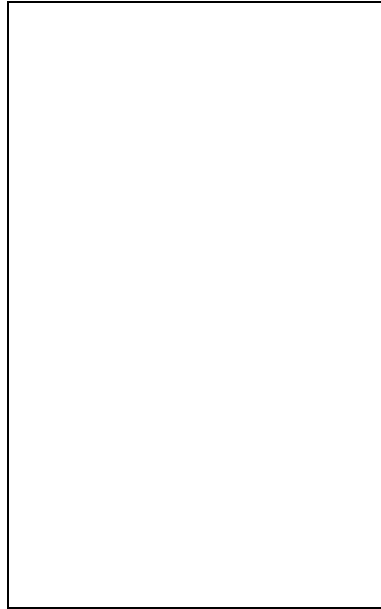


Abbildung 4: Ubbelohde-Viskosimeter

Das Ubbelohde-Viskosimeter befindet sich in einem Wasserbad, das mit Hilfe einer Umwälzpumpe auf konstanter Temperatur gehalten wird. Das zunächst in der Kapillare 1 eingefüllte Flüssigkeitsvolumen wird durch einen an der Öffnung der Kapillare 1 erzeugten Überdruck in die Kapillare 3 hochgedrückt. Während dieses Vorgangs muss der Rohransatz von 2 verschlossen werden. Ist die Flüssigkeit in Kapillare 3 im obersten Vorratsgefäß angekommen, so gibt man die Öffnungen der beiden Kapillaren wieder frei. Nun beginnt die Flüssigkeit abzulaufen. Man misst die Zeit, welche die Flüssigkeit benötigt, um die markierte Strecke von M_1 nach M_2 zu durchlaufen. Bei 4 herrscht nun genau Atmosphärendruck, wie auch an der oberen Öffnung 3, jedoch ergibt sich durch die Flüssigkeitssäule die Druckdifferenz

$$\Delta p = \rho gh \quad (31)$$

Mit Hilfe der Hagen-Poiseuille-Gleichung ergibt sich

$$\zeta = \frac{\eta}{\rho} = \frac{\pi gh R^4}{8lV} t \quad (32)$$

$$\Rightarrow \zeta = kt \quad (33)$$

wobei k eine Gerätekonstante ist. Dieser Vorgang ist nicht von der Oberflächenspannung der Flüssigkeit abhängig, sondern nur von der Apparatekonstanten k .

2.4.1 Versuchsauswertung

Die Temperatur ϑ bei beiden Rohren beträgt $(303,7 \pm 0,1)K$. Wie aus dem Datenblatt D ersichtlich ist, ergeben sich folgende Werte:

- In dem Rohr mit der Gerätekonstante $k_1 = 1,018$ befindet sich eine Glycerin-Wasser-Mischung mit einem Glycerin-Anteil von 92,75 %.
- In dem Rohr mit der Gerätekonstante $k_1 = 0,3188$ befindet sich eine Glycerin-Wasser-Mischung mit einem Glycerin-Anteil von 89,00 %.

2.4.2 Fehlerdiskussion

Ein wahrscheinlich recht großer Fehler kommt dadurch zustande, dass die Apparatur nicht immer gerade stand. Daher war es möglich, dass mitunter nur ein Teil der Gewichtskraft wirkte. Die Lösung lief also wahrscheinlich in diesen Fällen etwas langsamer ab. Ein weiterer, wenn auch nicht so bedeutender Fehler liegt darin, dass nur die Literaturwerte der kinematischen Viskosität für $303,15K$ verzeichnet waren. Da unser Versuch jedoch bei $303,65K$ ablief ergeben sich zusätzliche Fehler. Die im Anleitungsheft beschriebenen Glycerinanteile von einmal 40 - 85 % und 85 - 100 % konnten von uns nicht bestätigt werden. Wir vermuten, dass beim teilweisen Auffüllen eines Ubbelohde-Viskosimeters versehentlich die Glycerinverhältnisse vertauscht wurden und ein Viskosimeter falsch befüllt wurde, da unsere Werte sich für beide Rohre im Bereich zwischen 85 % und 100 % befinden.

Literatur

- [1] A. Birnesser / S. Wagner (2000): Versuch Nr. 5: Viskosität von Flüssigkeiten; Ulm, Universität Ulm
- [2] J. Meckler / J.R. Götz (1998): Versuch Nr. 5: Viskosität von Flüssigkeiten; Ulm, Universität Ulm
- [3] W. Walcher (1994): Praktikum der Physik; 7., überarbeitete und ergänzte Auflage; Stuttgart: Teubner
- [4] Bergmann / Schaefer (1998): Lehrbuch der Experimentalphysik; Bd.1: Mechanik, Relativität, Wärme; 11., völlig neubearbeitete Auflage; Berlin / New York: de Gruyter

Versuch nach Stokes zur Bestimmung der Viskosität von Glycerin

Messdaten:

Kugeldurchmesser (m)	Fehler: $\pm 0,00001$			
	K4	K3	K2	K1
	0,00400	0,00300	0,00200	0,00100
	0,00400	0,00300	0,00200	0,00100
	0,00401	0,00300	0,00200	0,00100
	0,00400	0,00300	0,00200	0,00100
	0,00400	0,00300	0,00200	0,00100
Mittelwert	0,00400	0,00300	0,00200	0,00100
Standardabweichung	4,47214E-06	0	0	0

Literaturwerte	
Dichte der Kugel (Stahl) kg/m ³	7833
Dichte der Flüssigkeit (Glycerin) kg/m ³	1260
Erdbeschleunigung (m/s ²)	9,81

Fallzeit (s)	Fehler: $\pm 0,5$			
	3,50	5,69	11,64	44,06
	3,50	5,79	11,56	44,16
	3,40	5,50	11,53	44,01
	3,41	5,47	11,53	43,85
	3,34	5,46	11,46	43,57
	3,38	5,44	11,47	43,25
Mittelwert	3,42	5,56	11,53	43,82
Standardabweichung	0,07	0,15	0,07	0,35

Masse (kg)	Fehler: $\pm 0,000001$			
	2,58E-04	1,12E-04	3,30E-05	
	2,54E-04	1,13E-04	3,30E-05	
	2,59E-04	1,12E-04	3,30E-05	
	2,60E-04	1,12E-04	3,40E-05	
	2,59E-04	1,13E-04	3,40E-05	
Mittelwert	2,58E-04	1,12E-04	3,34E-05	0,0000036
Standardabweichung	2,35E-06	5,48E-07	5,48E-07	-

Fallstrecke (m)	0,5015 \pm 0,001
-----------------	--------------------

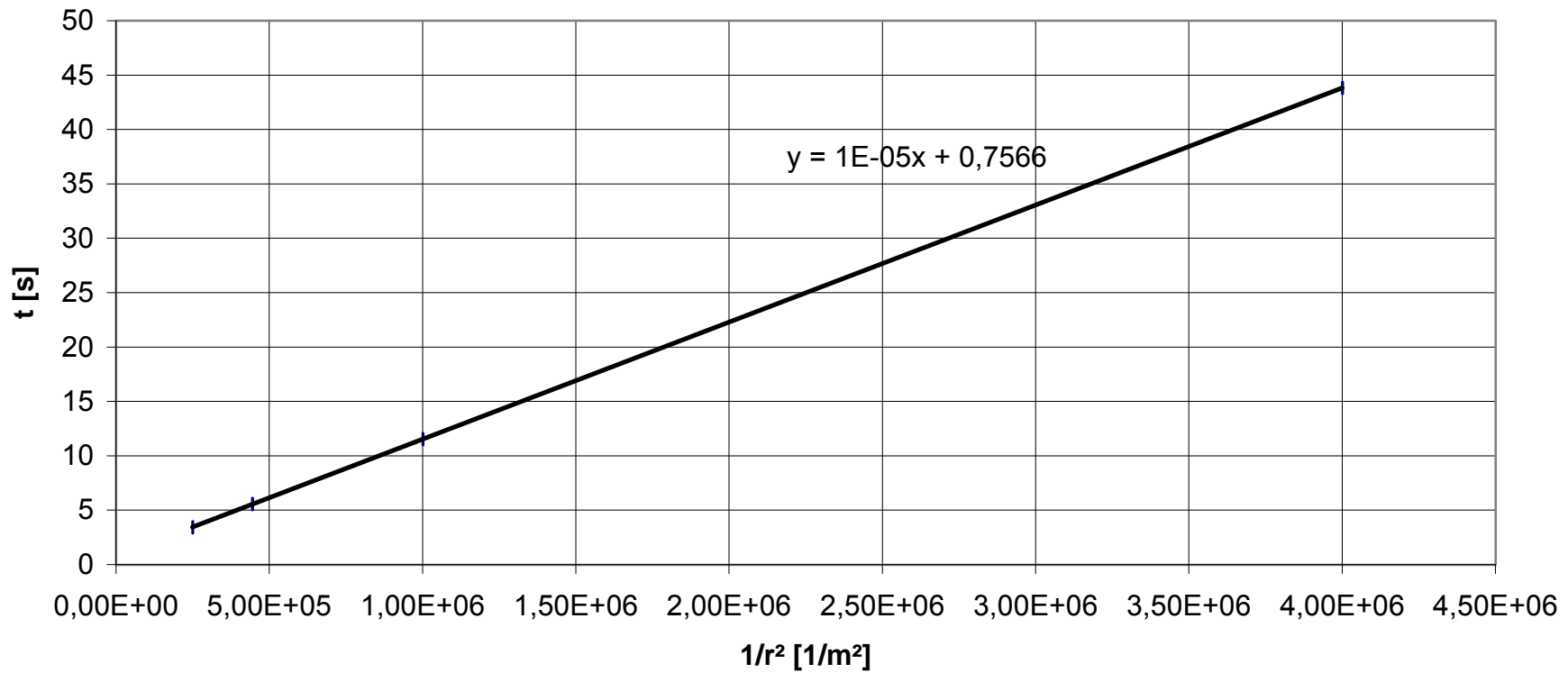
Datenblatt A

Dieses Dokument wird Ihnen vom Wirtschaftsphysik Alumni e.V. zur Verfügung gestellt.

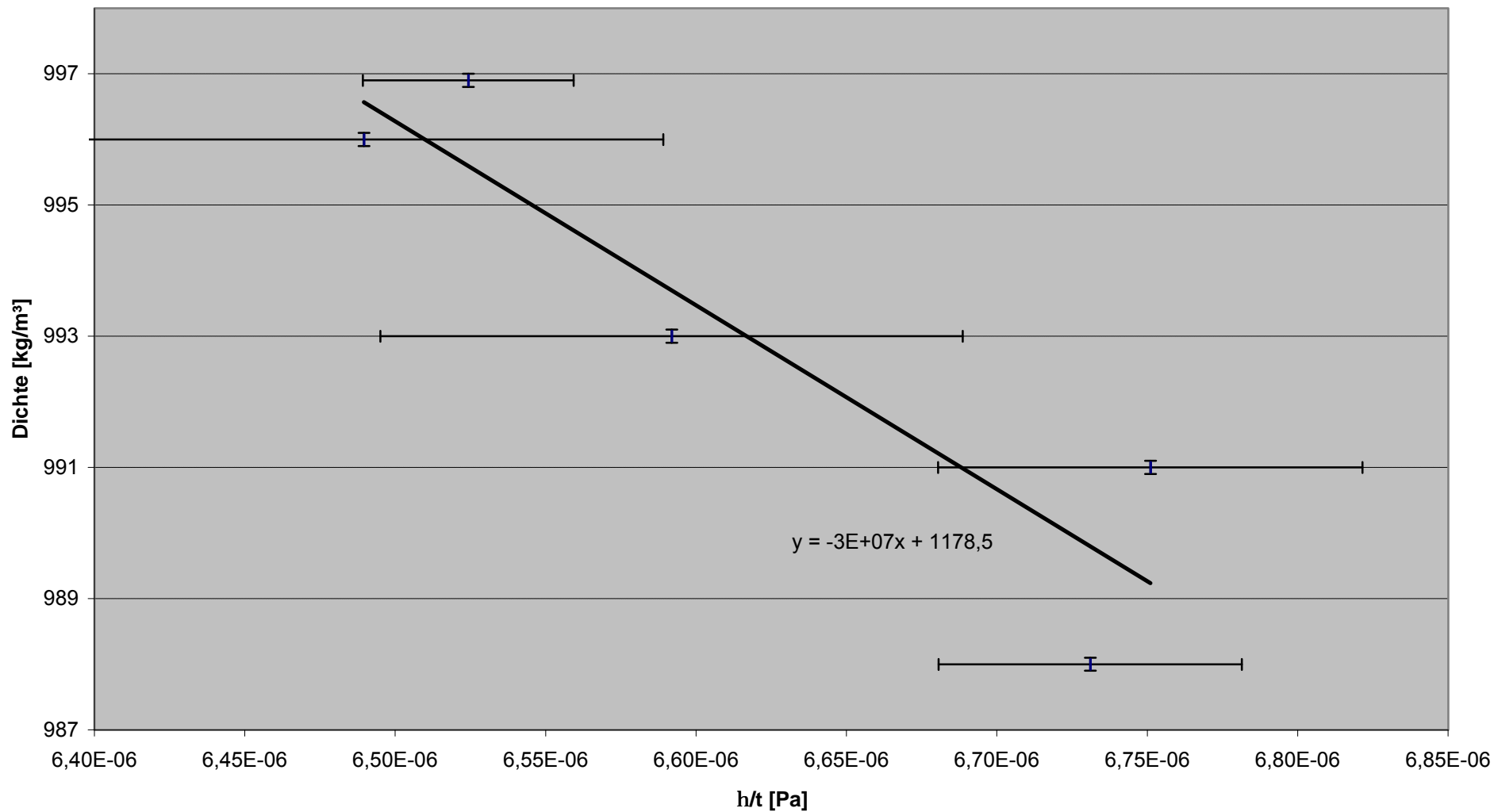
Auswertung:

$1/r^2$ [$1/m^2$]	2,50E+05	4,44E+05	1,00E+06	4,00E+06	
Mittelwert der Fallzeit (s):	3,42	5,56	11,53	43,82	
Steigung der Regressionsgeraden	1,08E-05 sm^2				Mittelwert:
Gaussfehler der Steigung [sm^2]	8,01E-06	4,50E-06	2,00E-06	5,46E-07	
Viskosität [Pa s] nach (28):	0,31	0,31	0,31	0,31	0,308
Gaussfehler der Viskosität:	0,23	0,13	0,06	0,02	0,108

$1/r^2$ - t - Diagramm



h/t - Dichte - Diagramm



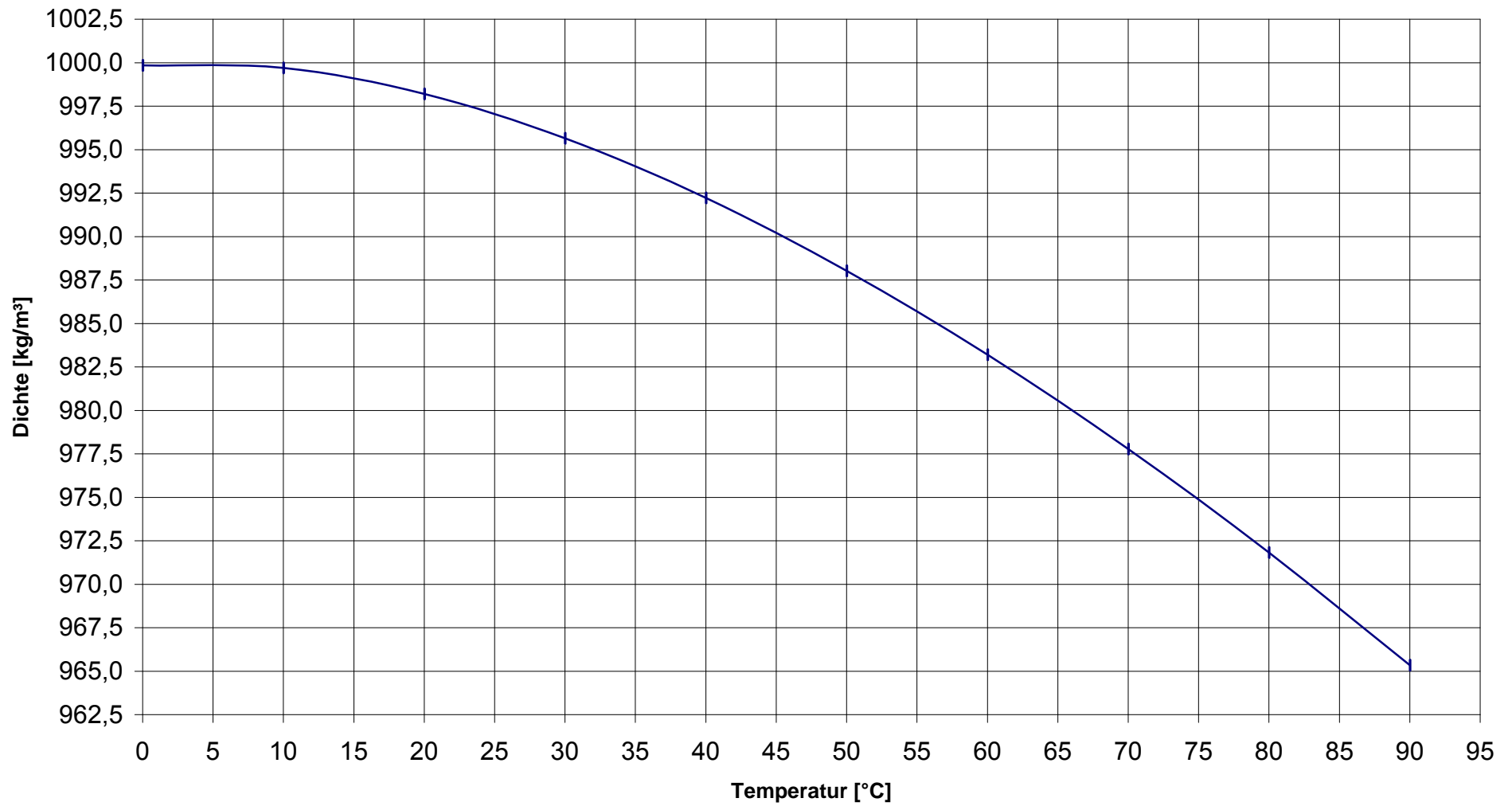
Datenblatt B

Versuch nach Höppler

Messdaten und Auswertung:

						Fehler:
Temperatur (K)	298,6	302,6	310,65	316,9	323,45	±0,1
Viskosität des Wassers (Pa s)	0,000882	0,000807	0,000686	0,000615	0,000542	±0,000001
Fallzeit (s)	135,38	125,43	103,34	91,97	79,81	±0,5
	135,75	125,78	106,09	90,25	80,97	
	135,47	121,60	102,56	91,85	81,03	
	134,15	124,60	104,28	90,32	80,28	
Mittelwert	135,19	124,35	104,07	91,10	80,52	
Standardabweichung	0,71	1,90	1,52	0,94	0,58	
Berechnung der Apparatekonstante mit Hilfe einer Regressionsgeraden						
η/t	6,52E-06	6,49E-06	6,59E-06	6,75E-06	6,73E-06	
Größtfehler η/t	0,04E-06	0,10E-06	0,10E-06	0,07E-06	0,05E-06	
Dichte des Wassers	996,9	996,0	993,0	991,0	988,0	±1
Steigung der Regressionsgeraden	-2,80E+07					
Apparatekonstante k nach (29)	3,57E-08					
Berechnung der Apparatekonstante mit bekannter Dichte der Glaskugel						
Dichte der Glaskugel (kg/m ³)	2226					
Dichte des Wassers aus Tabellenwerk	996,9	996	993	991	988	±0,5
Apparatekonstante k nach (29)	5,308E-09	5,276E-09	5,346E-09	5,466E-09	5,437E-09	
Mittelwert k	5,367E-09					Mittelwert:
Gaussfehler von k	4,125E-10	1,620E-10	1,679E-10	2,220E-10	3,053E-10	2,539E-10

Temperatur - Dichte - Diagramm von Wasser



Bestimmung der Aktivierungsenergie mit Hilfe der tabellierten Werte von $h(T)$

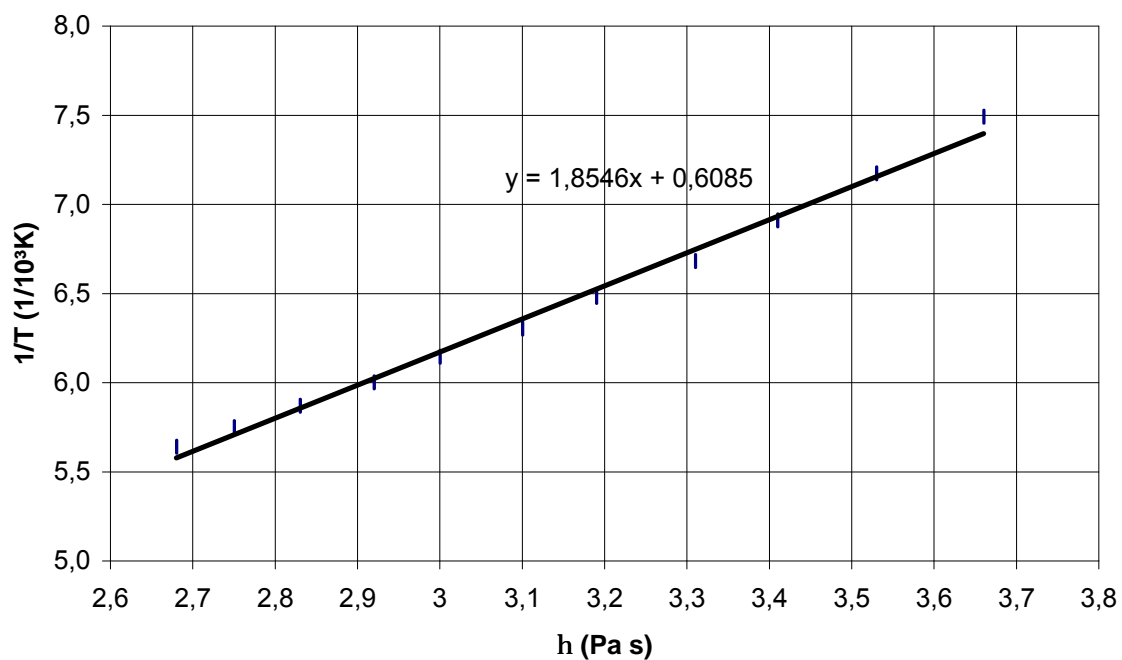
T in K	1/T (in $1/10^3\text{K}$)	$\ln \eta$
273,22	3,66	7,49
283,29	3,53	7,18
293,26	3,41	6,91
302,11	3,31	6,68
313,48	3,19	6,48
322,58	3,10	6,30
333,33	3,00	6,15
342,47	2,92	6,00
353,36	2,83	5,87
363,64	2,75	5,75
373,13	2,68	5,64

Gaskonstante R: 8,3145 J/(K*mol)

Geradensteigung: 1,85 in E(-03) K

Aktivierungsenergie: 15419,74 J/mol

Bestimmung der Aktivierungsenergie von Wasser



Datenblatt C

Ubbelohde - Viskosimeter

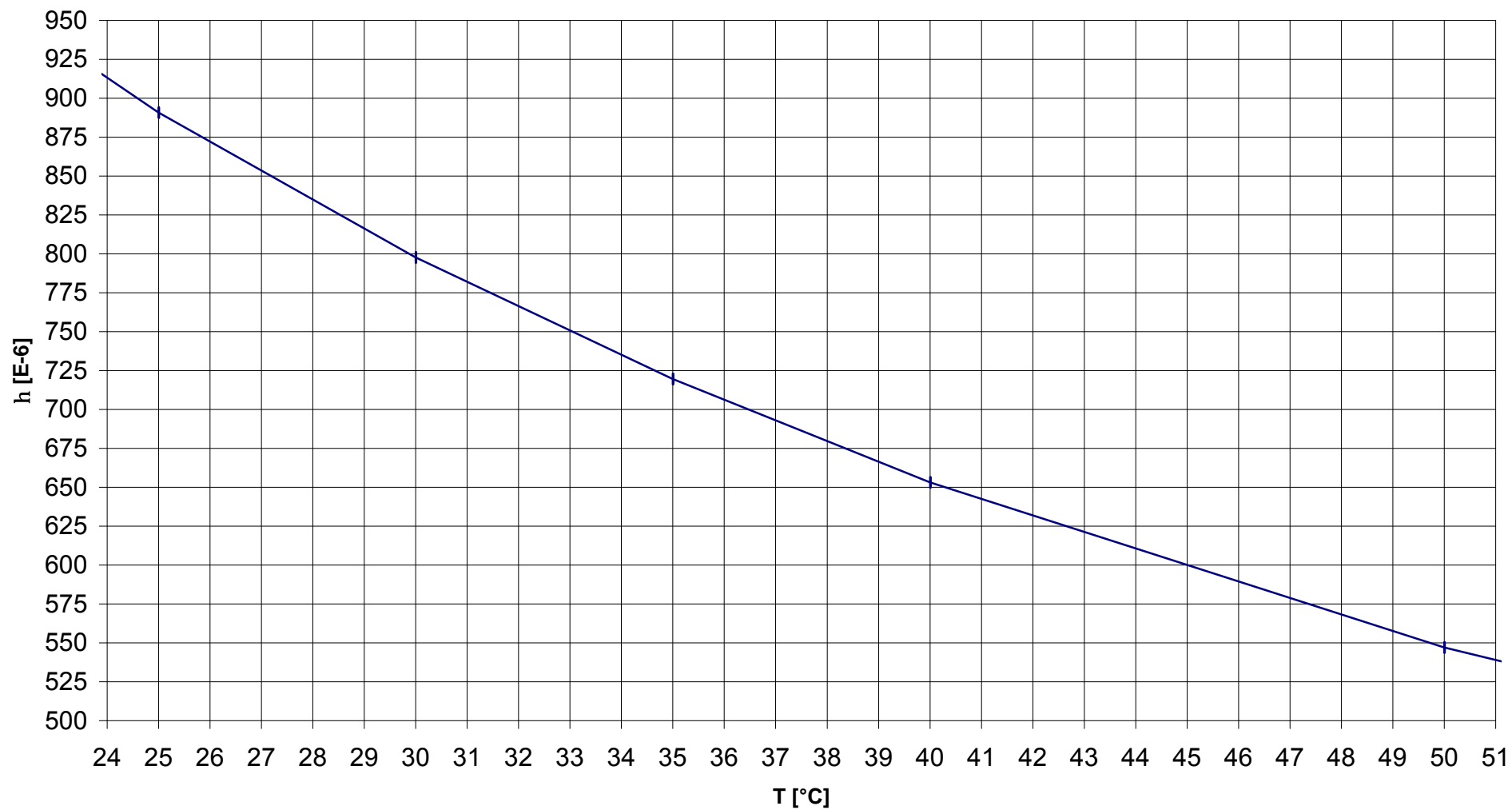
Messdaten und Auswertung:

			Fehler
Temperatur (K)	303,7		±0,1
Gerätekonstante	1,018	0,3188	
Auslaufzeiten (s)	151,31	257,25	±0,5
	150,84	257,22	
	153,02	258,03	
	152,97	258,13	
	152,97	258,25	
Mittelwert	152,22	257,78	
Standardabweichung	1,06	0,50	
ζ (kinematische Viskosität) [Pa s m ³ /kg] nach (33)	154,96	82,18	
Gaussfehler ζ	1,14	0,16	
Anteil Glycerin (aus Tabellen herausgelesen)	0,93	0,89	±0,01

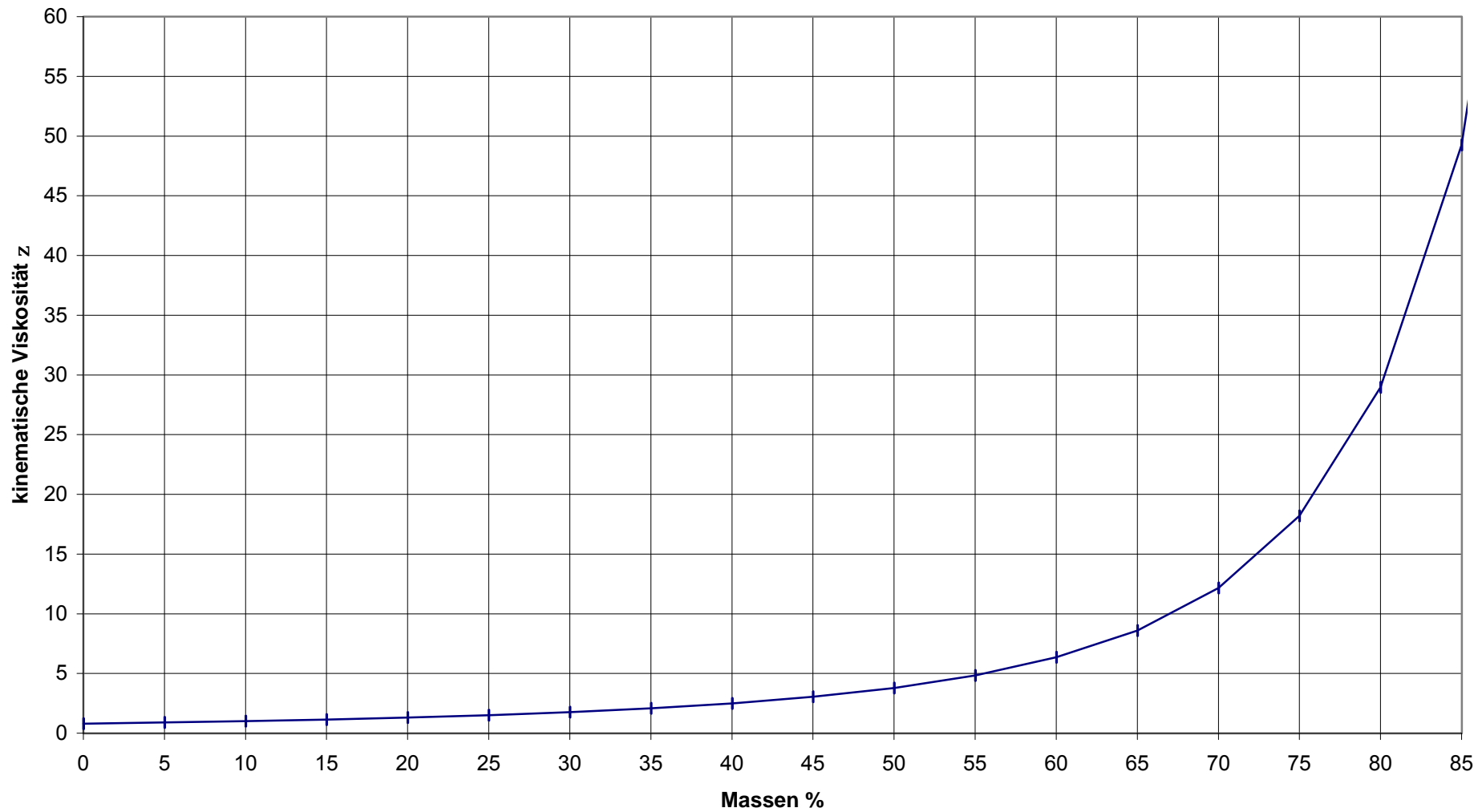
Eichtabelle Glycerin

Massen %	Dichte (kg/m ³)	η (bei 30°C) (Pa*s)	η /Dichte (v)
0	997,05	800	0,802
5	1008,86	900	0,892
10	1020,68	1024	1,003
15	1032,99	1174	1,137
20	1045,03	1360	1,301
25	1058,02	1590	1,503
30	1070,78	1876	1,752
35	1083,94	2249	2,075
40	1097,15	2731	2,489
45	1110,51	3380	3,044
50	1123,87	4247	3,779
55	1137,53	5494	4,830
60	1151,19	7312	6,352
65	1164,9	10020	8,602
70	1178,61	14320	12,150
75	1192,12	21680	18,186
80	1205,68	34920	28,963
85	1218,94	60050	49,264
90	1232,2	115300	93,572
95	1245,41	248800	199,774
100	1258,28	624000	495,915

Dynamische Viskosität von Wasser bei verschiedenen Temperaturen



Massen% Glyzerin



Massen% Glyzerin

