

VERSUCH P2-42: VAKUUM (1)

GRUPPE 19 - SASKIA MEISSNER, ARNOLD SEILER

1. APPARATUR UND GASENTLADUNG

Wir evakuieren zunächst den Rezipienten um ein Gefühl dafür zu bekommen, wie lange es dauert bis ein gewisser Druck erreicht ist und wann wir welches Messinstrument bzw. Pumpe verwenden dürfen. Ab einem Druck von 20 Torr darf man das Pirani-Vakuummeter zusätzlich zum Membranvakuummeter einschalten. Erst ab einem Druck von 0,08 Torr können wir die Diffusionspumpe vor der Drehschieberpumpe zuschalten. Das Vorvakuum im Puffer war bereits erreicht, da der Betreuer die Vorpumpe schon eingeschaltet hatte, so dass wir nicht lange warten mussten.

Um die Gasentladung in Abhängigkeit vom Druck zu beobachten, wird eine Spannung an die Gasentladungsröhre angelegt, die die Elektronen beschleunigt. Die Röhre ist über ein zusätzliches Ventil mit dem System verbunden, da sie eine hohe Leckrate hat.

Ab einem Druck von 1 Torr füllt sich die Röhre langsam von unten mit violettem Leuchten. Wenn viele Teilchen in der Röhre sind stoßen die Elektronen oft und elastisch mit den Gasteilchen. Es dauert lange, bis die Elektronen genug Energie haben, um inelastisch zu stoßen, sodass Gasteilchen zum Leuchten angeregt werden. Die mittlere freie Weglänge der Elektronen, in der sie sich frei bewegen ohne zu stoßen, ist noch sehr klein.

Bei 2 Torr ist die Röhre zur Hälfte beleuchtet, mit einem relativ gleichmäßigen, ein wenig flackerndem Licht. Auch hier werden die Elektronen noch nicht genug beschleunigt, sie stoßen immer noch häufiger elastisch als inelastisch.

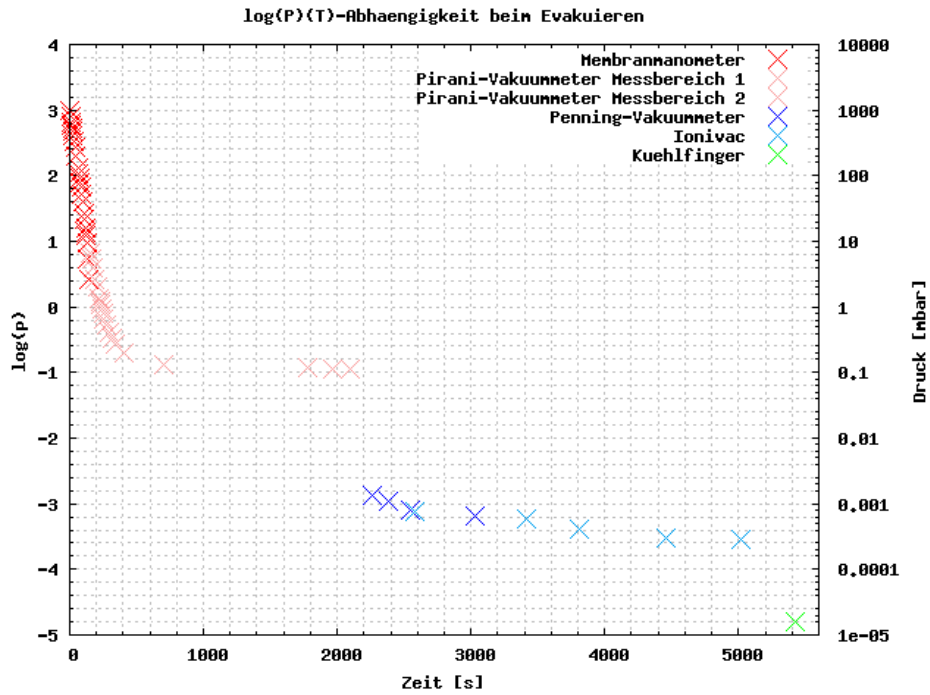
Ab 0,3 Torr bilden sich äquidistante Streifen aus, die aber noch flackern. Die mittlere freie Weglänge der Elektronen wird lange genug, um die Energie für einen inelastischen Stoß aufzunehmen, ohne vorher elastisch zu stoßen, da immer weniger Gasteilchen vorhanden sind. Die Energieniveaus der Gasatome ist gequantelt, sie können immer erst bei einer bestimmten Energie inelastisch stoßen.

Ab 0,2 Torr stabilisieren sich die Streifen. Der Abstand der Streifen entspricht der durchschnittlichen mittleren freien Weglänge der Elektronen im Gas. Die Unschärfe der Streifen zeigt, dass nicht alle Elektronen gleichzeitig genug Energie haben um die Gasteilchen zum leuchten anzuregen. Wenn der Druck wieder steigt, nach dem man die Röhre von der Apparatur trennt, baut sich das Muster wieder ab.

2. NACHFÜLLEN VON INDIUM

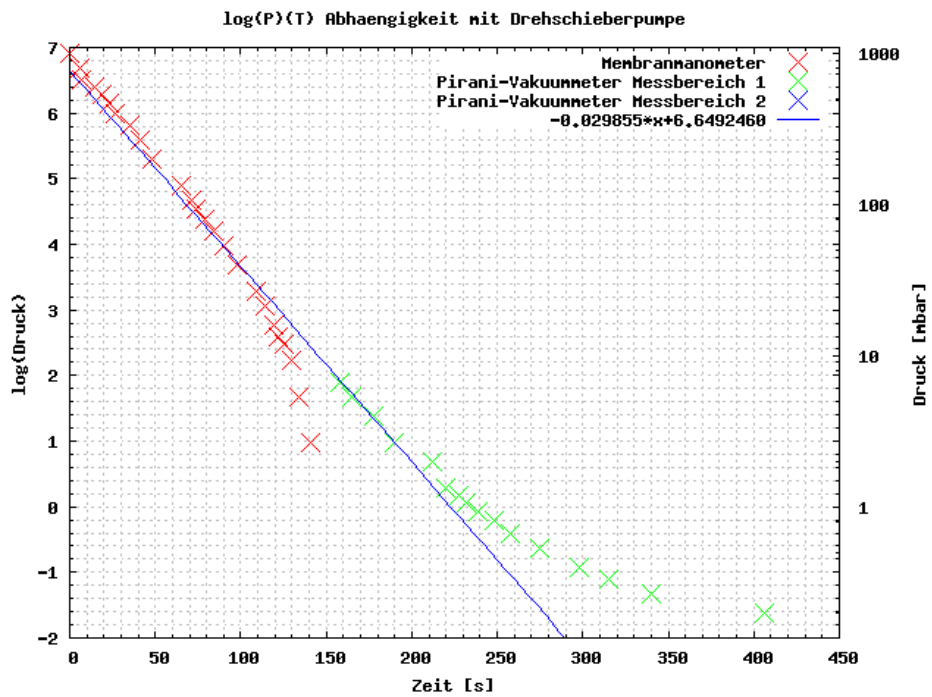
Zur Vorbereitung für den Aufdampfversuch belüften wir den Rezipienten langsam über Ventil 2 und nehmen die Glasglocke ab um Indium nachzufüllen. Dabei reinigen wir auch den Plexiglasträger sowie die Dichtung der Glasglocke.

3. VORBEREITUNG FÜR DEN AUFDAMPFVERSUCH



log(p) über der Zeit T aufgetragen - der Evakuierungsvorgang insgesamt

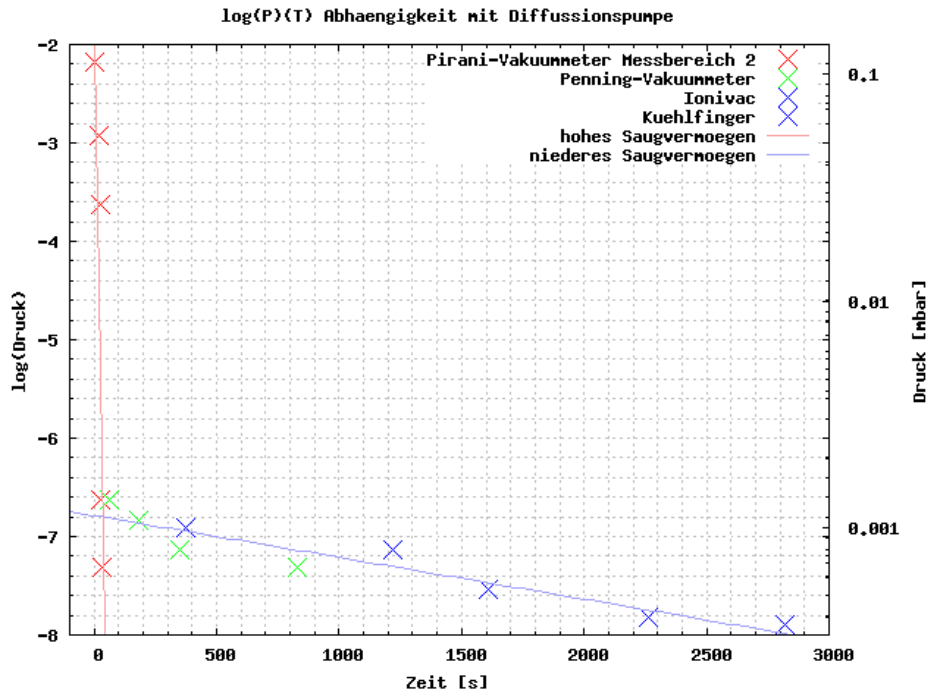
3.1. Evakuieren bis 0,05 Torr



Evakuieren mit der Drehschieberpumpe log(P) über Zeit T

Ausgleichsgerade: $\ln(p) = -(0,0299 \pm 0,0009) \frac{1}{s} \cdot t + (6,65 \pm 0,12)$ über die Werte von $t=0$ bis $t=250s$

Am Anfang zwischen 0s und 400s sinkt der Druck recht schnell ab. Im Intervall von 700s bis 2200s ändert sich der Druck nur noch minimal. Zunächst messen wir den Druck mit dem Membranmanometer bis wir das Piranivakuummeter ab einem Druck von 7mbar verwenden. Bei diesem Übergang stimmen die Anzeigen der Messgeräte nur qualitativ überein, da das Membranmanometer eher für das Grobvakuum gedacht ist.



Evakuieren mit der Diffusionspumpe $\log(P)$ über Zeit T

Ausgleichsgerade hohes Saugvermögen:

$$\ln(p) = -(0,15 \pm 0,06) \frac{1}{s} \cdot t - (1,4 \pm 1,5) \text{ über die Werte von } t=0 \text{ bis } t=30s$$

Ausgleichsgerade niederes Saugvermögen:

$$\ln(p) = -(4,3 \pm 0,5) \cdot 10^{-4} \frac{1}{s} \cdot t - (6,79 \pm 0,08) \text{ über die Werte von } t=30 \text{ bis } t=3000s$$

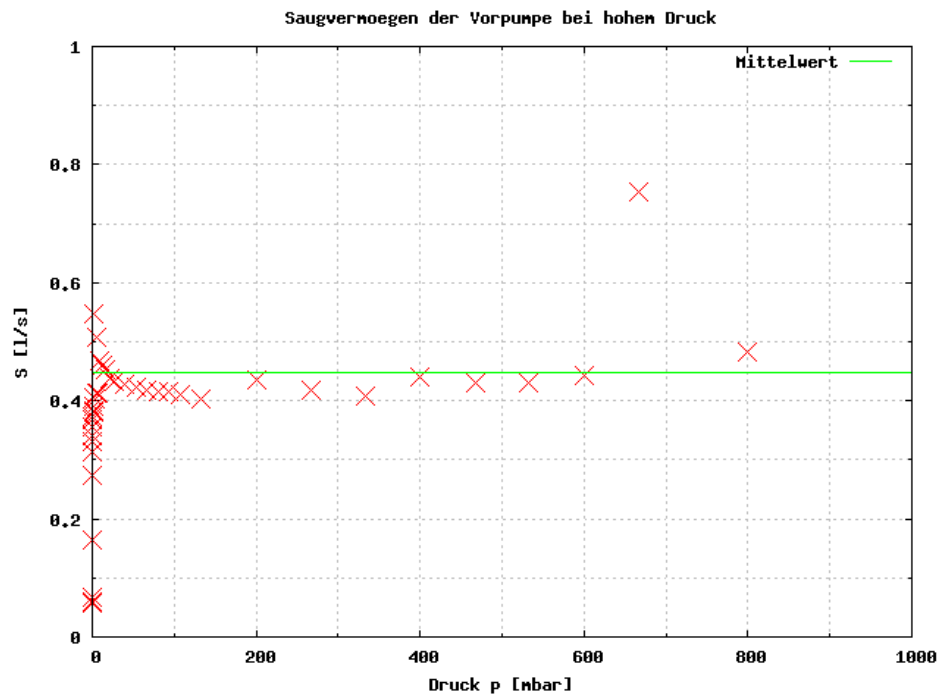
Bei einem Druck von 0,113mbar ($\cong 0,085$ Torr) schalten wir die Diffusionspumpe ein. Der Druck sinkt innerhalb von 30s, um zwei Zehnerpotenzen auf ca 0,001mbar ab. Nach 50s fällt der Druck mit 0,0007mbar um ca. eine Zehnerpotenz aus dem Rahmen, was auf den Wechsel der Messgeräte zurückzuführen ist, vom Pirani- zum Penning-Vakuummeter. Das Penning-Vakuummeter braucht einige Sekunden bis es ordentliche Werte anzeigt. Im Bereich von 2400s bis 5000s ändert sich der Druck von $10^{-3}mbar$ auf $2,8 \cdot 10^{-4}mbar \cong 0,00021$ Torr. Ab $7 \cdot 10^{-4}mbar \cong 5,25 \cdot 10^{-4}Torr$ verwenden wir das Ionivac.

3.2. Saugvermögen der Drehschieberpumpe und der Diffusionspumpe.

Wir betrachten das Vakuumsystem als abgeschlossen mit der idealen Gasgleichung $p \cdot V = n \cdot R \cdot T$, sodass $\frac{d}{dt}(p \cdot V) = 0$ und $\frac{dp}{dt}V + p \cdot \frac{dV}{dt} = 0$ gilt. Daraus folgt mit dem effektiven Saugvermögen $S = \frac{dV}{dt}$ die Dgl. $\frac{dp}{dt} = -\frac{S}{V} \cdot p$. Das Saugvermögen entspricht einem Teilchenstrom mit Geschwindigkeit v durch die Querschnittsfläche A pro Zeit. Die Lösung der Dgl $p(t) = p_0 \cdot e^{-\frac{S}{V} \cdot t} [mbar]$ führt zu der Gleichung:

$$S(p) = \frac{V}{t} \cdot \ln\left(\frac{p_0}{p(t)}\right) \left[\frac{m^3}{s}\right]$$

Mit dem Volumen der Glasglocke $V = 13Liter$ bestimmen wir differentiell das effektive Saugvermögen der Pumpen.



Saugvermögen der Vorpumpe in Abhängigkeit vom Druck

Mittelwert von 2mbar bis 1000mbar: $\bar{S} = (0,45 \pm 0,7) \frac{\text{l}}{\text{s}}$

Das Saugvermögen bricht bei niederen Drücken stark ein, da die Pumpe für diese Drücke nicht geeignet ist. Theoretisch sollte das Saugvermögen konstant sein. Aus den mit obiger Formel berechneten Saugvermögen kann man nun den Mittelwert für geeignete Drücke bilden. Somit ist das mittlere Saugvermögen der Drehschieberpumpe $\bar{S} = (0,45 \pm 0,7) \frac{\text{l}}{\text{s}}$.

Aus der Auftragung $\ln(p)$ über t lässt sich das Saugvermögen ebenfalls gewinnen:

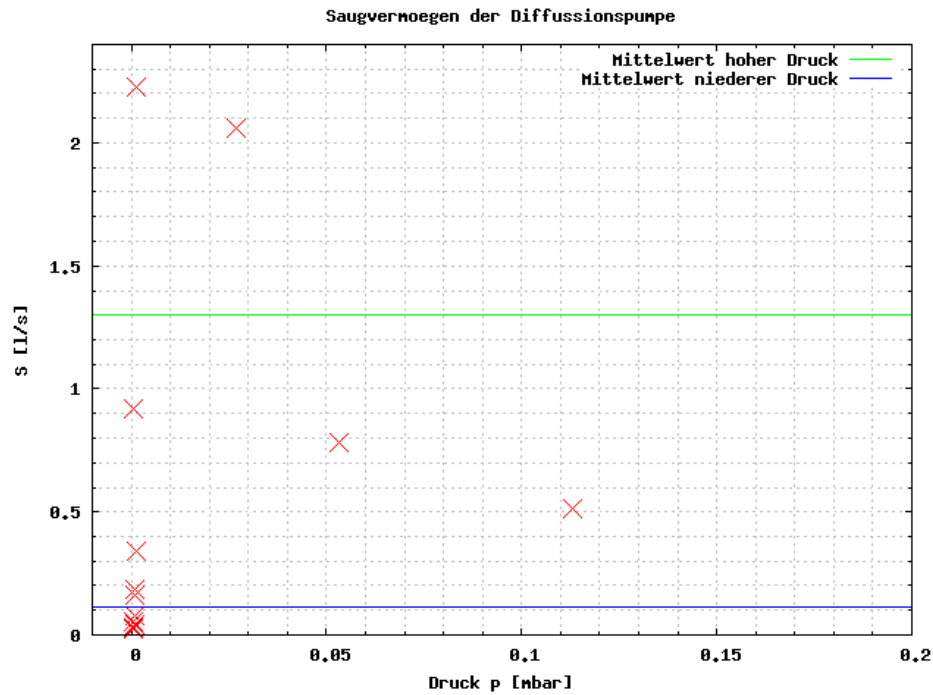
$$S(p) = \frac{V}{t} \cdot \ln\left(\frac{p_0}{p(t)}\right) \left[\frac{\text{m}^3}{\text{s}}\right] = \frac{V}{t} (\ln(p_0) - \ln(p(t)))$$

$$\implies \ln(p(t)) = -\frac{S}{V} \cdot t + \ln(p_0)$$

Das heißt die Steigung der Ausgleichsgeraden in der Grafik in 3.1 ist gerade $m = -\frac{S}{V}$.

Somit erhält man ein Saugvermögen $S = -V \cdot m = 13\text{l} \cdot (0,0299 \pm 0,0009) \frac{1}{\text{s}} = (0,388 \pm 0,012) \frac{\text{l}}{\text{s}}$

Das so erhaltene Saugvermögen hat einen kleineren Fehler als das differentiell erhaltene, die beiden liegen jedoch in den jeweiligen Fehlerbereichen.



Saugvermögen der Diffusionspumpe in Abhängigkeit vom Druck

Auch bei der Diffusionspumpe bricht das Saugvermögen bei sehr niederen Drücken stark ein. Vorher steigt es jedoch an - die Diffusionspumpe ist für einen bestimmten Druckbereich geeignet.

Das mittlere Saugvermögen der Diffusionspumpe für höhere Drücke ist $S = (1,3 \pm 0,8) \frac{l}{s}$. Die Standardabweichung ist sehr groß, da die Werte stark schwanken.

Das Saugvermögen für niedere Drücke ist wesentlich geringer: $S = (0,12 \pm 0,11) \frac{l}{s}$. Das Saugvermögen geht mit sinkendem Druck schnell gegen Null.

Aus der Grafik in 3.1 für die Diffusionspumpe erhält man ebenfalls zwei verschiedene Saugvermögen:

bei hohem Druck: $S = (2 \pm 0,8) \frac{l}{s}$ und bei niederem Druck $S = (5,5 \pm 0,7) \cdot 10^{-3} \frac{l}{s}$.

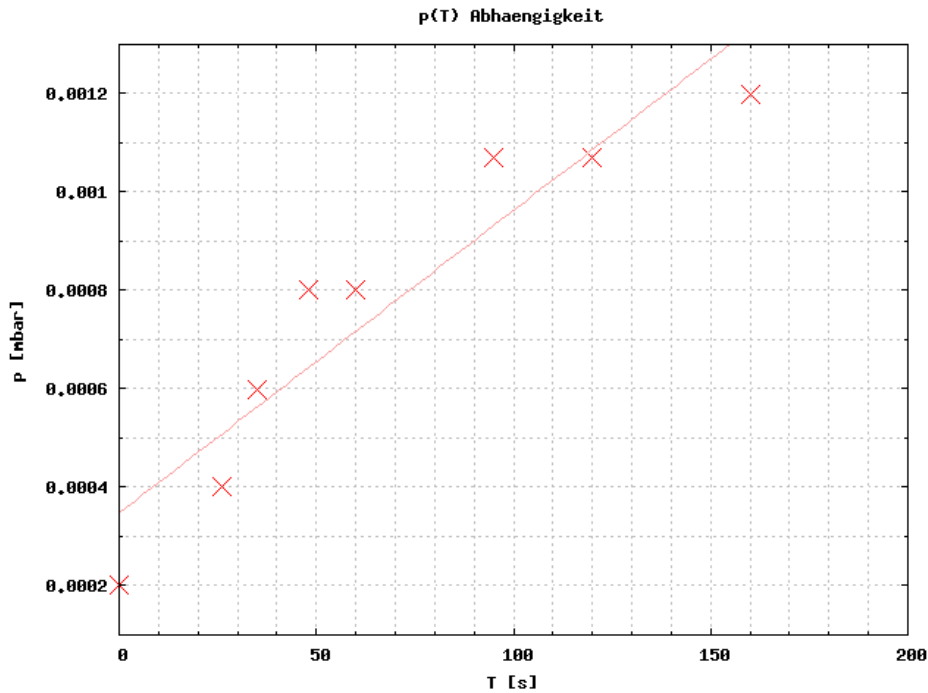
Die unterschiedlichen Saugvermögen passen ebenfalls zueinander, wobei die aus der Regression gewonnenen Werte einen kleineren Fehler haben.

3.3. Wirkung des Kühlfingers. Nach 5000s bei 0,0002Torr füllen wir den Kühlfinger mit flüssiger Luft. Ist der Kühlfinger gefüllt, sinkt der Druck noch einmal, ähnlich wie bei der Diffusionspumpe, innerhalb kürzester Zeit auf $ca. 10^{-5} mbar$ um eine Zehnerpotenz, danach nur noch sehr langsam. Hier haben wir nur den einen Messwert bei 5400s von $1,6 \cdot 10^{-5} mbar \cong 1,2 \cdot 10^{-5} Torr$ notiert. Dieser Effekt ist zu beobachten, da an dem Kühlfinger noch Gasteilchen kondensieren.

4. AUFDAMPVERSUCH

Bei einem optimalen Vakuum von $ca. 1,6 \cdot 10^{-5} mbar \cong 1,2 \cdot 10^{-5} Torr$ dampfen wir einen Indium-Fleck auf das Plexiglas auf. Der Fleck ist deutlich sichtbar, gleichmäßig, kreisförmig mit ca 5mm Durchmesser. Die mittlere freie Weglänge $\lambda \sim \frac{1}{p} \approx 1m$ der verdampften Indiumatome ist sehr lang, da nur sehr wenige Gasteilchen vorhanden sind, mit denen sie stoßen können.

5. LECKRATE DES REZIPIENTEN



Druck im Rezipienten in Abhängigkeit von der Zeit - die Leckrate

Ausgleichsgerade: $p(t) = (6,2 \pm 0,9) \cdot 10^{-6} \frac{\text{mbar}}{\text{s}} \cdot t + (3,5 \pm 0,7) \cdot 10^{-4} \text{mbar}$

Die Leckrate Q des Rezipienten bestimmen wir aus der Messreihe p(T) mit $Q = \frac{\Delta p \cdot V}{\Delta t} [\frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s}}]$ und erhalten mit $V = 13 \text{Liter}$ eine Leckrate $Q = (8 \pm 1) \cdot 10^{-5} \frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s}}$. Die Leckrate Q ist so etwas wie eine umgekehrte Saugleistung (siehe Abschnitt 7).

6. AUFDAMPFEN VON WEITEREN FLECKEN

Wir dampfen einen zweiten Fleck bei einem Druck von $1,3 \cdot 10^{-3} \text{mbar} \cong 10^{-3} \text{Torr}$ auf. Dieser Fleck ist um einiges schwächer und hat einen größeren Durchmesser als der erste, der Rand ist unscharf, da nun die mittlere freie Weglänge $\lambda \approx 10 \text{cm}$ der Indiumatome wegen der größeren Gasteilchendichte viel geringer ist.

Bei dem Versuch einen dritten Fleck bei $0,13 \text{mbar} \cong 0,1 \text{Torr}$ aufzudampfen scheitern wir, denn die mittlere freie Weglänge $\lambda \approx 1 \text{mm}$ der Indiumatome ist viel zu kurz, um auf dem Plexiglasauffänger anzukommen. Die Gasteilchendichte wird bei zunehmendem Druck größer.

7. LEITWERT VOM ROHR UND EFFEKTIVES SAUGVERÖGEN HINTER DEM ROHR

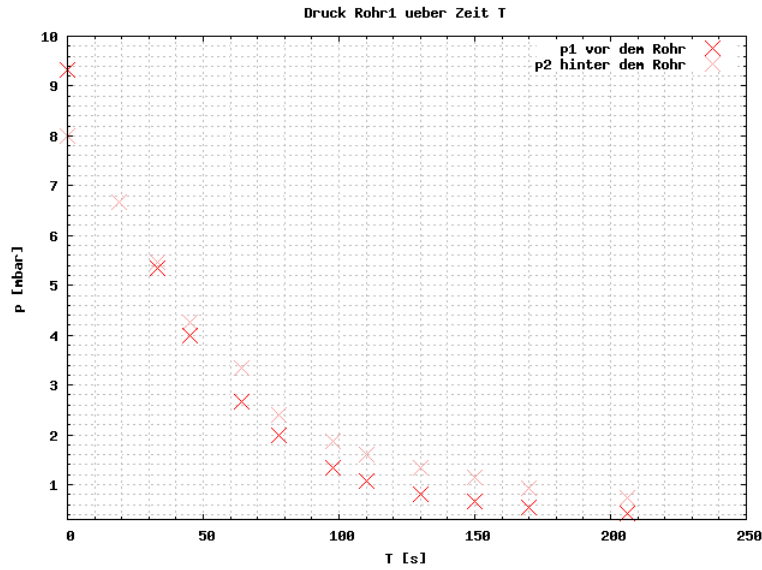
Wir bestimmen die Leitfähigkeit von zwei verschiedenen Rohren aus den Messreihen $p_1(T)$ vor dem Rohr (bei der Pumpe) und $p_2(T)$ hinter dem Rohr sowie das effektive Saugvermögen hinter dem Rohr.

Die Saugleistung S ist die zeitliche Änderung von der Gasmenge im Volumen bei einem konstanten Druck p.

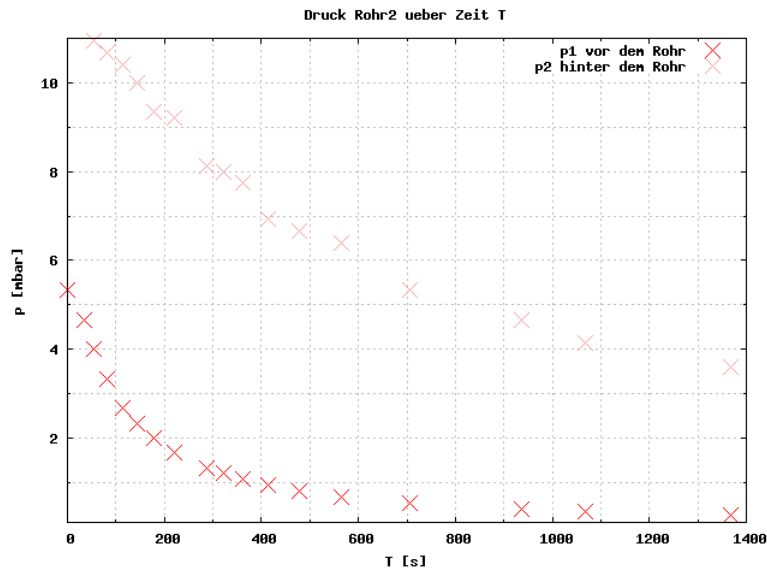
$$S = \frac{d}{dt}(p \cdot V) = \frac{dp}{dt} V + p \cdot \frac{dV}{dt} = p \cdot \frac{dV}{dt} = p \cdot S_{eff} [\frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s}}]$$

Der Kehrwert der Leitfähigkeit L eines Rohrs entspricht dem Widerstand des Rohrs.

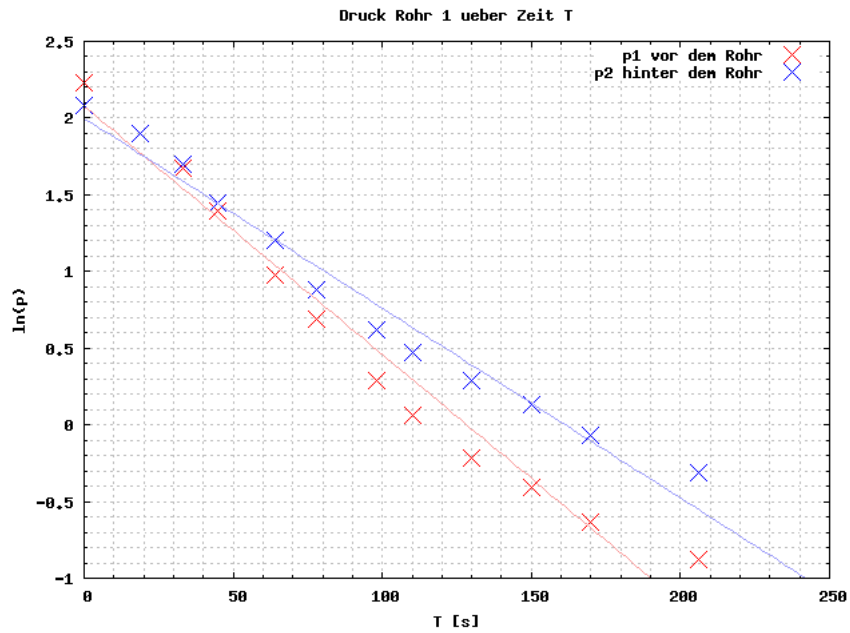
$$W = \frac{1}{L} = \frac{1}{S_2} - \frac{1}{S_1} [\frac{\text{s}}{\text{mbar} \cdot \text{l}}] \text{ und } L = \frac{S_1 \cdot S_2}{S_1 - S_2} [\frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s}}]$$



$p(T)$ –Abhängigkeit von p_1 vor und p_2 hinter dem Rohr mit $l=0,8m$ und $d=6mm$
 Die Grafik lässt einen exponentiellen Verlauf der Drucks erkennen, wie es zu erwarten war.



$p(T)$ –Abhängigkeit von p_1 vor und p_2 hinter dem Rohr mit $l=0,8m$ und $d=2mm$
 Trägt man nun wieder den logarithmischen Druck über der Zeit auf, lässt sich das Saugvermögen vor und hinter dem Rohr bestimmen.



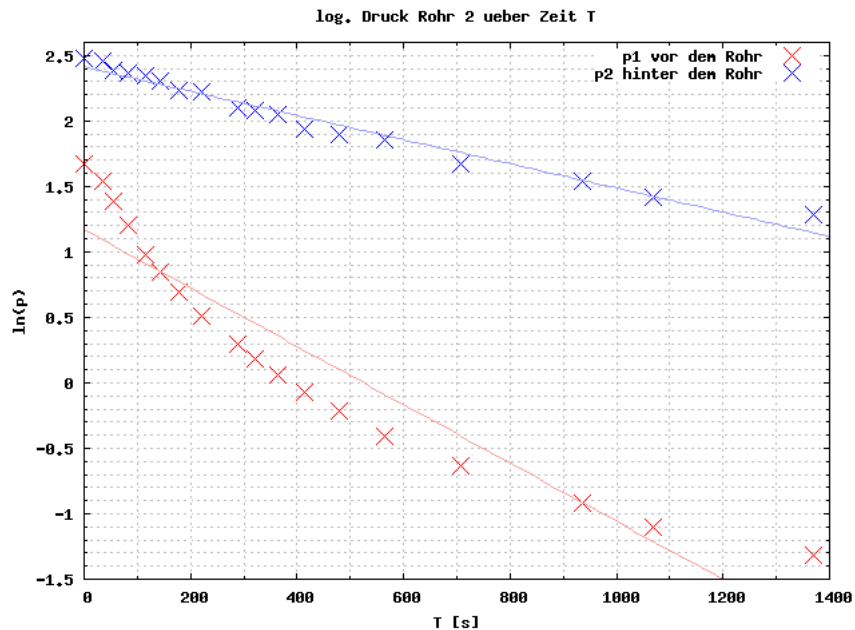
logarithmischer Druck über der Zeit

Ausgleichsgerade vor dem Rohr: $\ln(p_1) = -(16,2 \pm 0,9) \cdot 10^{-3} \frac{1}{s} \cdot t + (2,1 \pm 0,1)$

Ausgleichsgerade hinter dem Rohr: $\ln(p_2) = -(12,4 \pm 0,6) \cdot 10^{-3} \frac{1}{s} \cdot t + (2,00 \pm 0,07)$

Man erhält ein Saugvermögen $S_1 = (0,210 \pm 0,012) \frac{l}{s}$ vor dem Rohr und $S_2 = (0,161 \pm 0,008) \frac{l}{s}$.

Für das Rohr 1 mit $l=0,8m$ und $d=6mm$ erhalten wir so einen Leitwert von $L = 0,69 \frac{l}{s}$.



logarithmischer Druck über der Zeit

Ausgleichsgerade vor dem Rohr: $\ln(p_1) = -(2,2 \pm 0,2) \cdot 10^{-3} \frac{1}{s} \cdot t + (1,17 \pm 0,11)$

Ausgleichsgerade hinter dem Rohr: $\ln(p_2) = -(0,92 \pm 0,04) \cdot 10^{-3} \frac{1}{s} \cdot t + (2,41 \pm 0,02)$

Man erhält ein Saugvermögen $S_1 = (0,029 \pm 0,003) \frac{l}{s}$ vor dem Rohr und $S_2 = (0,0120 \pm 0,0005) \frac{l}{s}$.

Für Rohr 2 mit $l=0,8\text{m}$ und $d=2\text{mm}$ erhalten wir einen Leitwert von $L = 0,02 \frac{l}{s}$

Wie erwartet hat das dünnere Rohr einen kleineren Leitwert, wie auch ein geringeres Saugvermögen hinter dem Rohr. In einem engeren Rohr können die Gaspartikelchen viel öfter mit der Wand des Rohres stoßen, das heißt ihre mittlere freie Weglänge ist sehr klein und sie werden oft abgelenkt und weniger beschleunigt.