

# Driftgeschwindigkeit

Martin Will, Fred Stober  
Gruppe 106  
Betreuer: Wolf, Joachim

21. Mai 2006

## Zusammenfassung

In diesem Versuch soll die Driftgeschwindigkeit von Elektronen in verschiedenen Argon-Methan-Gemischen gemessen werden. Zusätzlich soll anhand reinen Methans die Druckabhängigkeit der Driftgeschwindigkeit untersucht werden.

## Inhaltsverzeichnis

<b>I Grundlagen</b>	<b>2</b>
<b>1 Transportprozesse von Elektronen</b>	<b>2</b>
1.1 Diffusion . . . . .	2
1.2 Überlagerte Bewegung . . . . .	3
<b>2 Ramsauereffekt</b>	<b>3</b>
<b>3 Zähl- und Löschgas</b>	<b>4</b>
<b>II Versuchsaufbau und Durchführung</b>	<b>5</b>
<b>4 Aufbau</b>	<b>5</b>
<b>5 Durchführung</b>	<b>6</b>
<b>III Auswertung</b>	<b>7</b>
<b>6 Fehleranalyse</b>	<b>7</b>
<b>7 Verhältnis 90:10</b>	<b>8</b>
<b>8 Verhältnis 70:30</b>	<b>9</b>
<b>9 Verhältnis 40:60</b>	<b>9</b>
<b>10 Verhältnis 0:100</b>	<b>10</b>
<b>11 Druckabhängigkeit</b>	<b>10</b>

## Literatur

[1] F.K. Schmidt und J. Wolf, 2005, *Einführung in das Kernphysikalische Praktikum* („Blaues Buch“)

[2] Schwabl, Franz, 2005, *Quantenmechanik*

# Teil I

## Grundlagen

### 1 Transportprozesse von Elektronen

In diesem Versuch wird der Transportprozess von Elektronen in Gasen untersucht. Es wird dabei die Bewegung von Elektronen in einem Gas bei angelegtem elektrischen Feld untersucht. Damit hat man es grundsätzlich mit zwei verschiedenen Bewegungen zu tun, deren Überlagerung gemessen wird:

1. Eine gerichtete Bewegung im elektrischen Feld  $E$  und
2. eine ungerichtete Diffusionsbewegung.

#### 1.1 Diffusion

Hochenergetische Elektronen die ein Gas durchqueren, verlieren schnell durch Stoßprozesse mit den Gasmolekülen einen Teil der Energie, bis sie thermalisiert sind. Elektronen sind zwar Fermionen und gehorchen daher der Fermi-Dirac-Verteilung, können in unserem Fall jedoch durch die Maxwell-Boltzmann-Verteilung  $f(\varepsilon)$ , beschrieben werden:

$$f(\varepsilon) d\varepsilon = C\sqrt{\varepsilon} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{k_B T}\right) d\varepsilon$$

Nach dem Gleichverteilungssatz erhält man eine Energie von  $E = \frac{3}{2}k_B T \approx 0,04 \text{ eV}$ . Aufgrund der Diffusionsbewegung breiten sich die Elektronen in den Raum aus, wobei jedoch der Ladungsschwerpunkt erhalten bleibt, da die Bewegung ungerichtet ist.

Dieses Verhalten kann durch ein „zerfließendes“ Gaußpaket modelliert werden, bei dem die Anzahldichte der Elektronen  $dN/dx$  gegeben ist durch:

$$\frac{dN}{dx} = \frac{N_0}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right)$$

Dabei ist  $N_0$  die ursprüngliche Ladungsträgeranzahl und  $D$  ist der Diffusionskoeffizient, der von der mittleren freien Weglänge  $\lambda$  und der mittleren Geschwindigkeit der Teilchen abhängt:

$$D = \frac{1}{3}\lambda v$$

Die mittlere freie Weglänge  $\lambda$  hängt wiederum vom energieabhängigen Streuquerschnitt  $\sigma(\varepsilon)$  der Teilchen, der Dichte  $\rho$  und Molmasse  $A$  des Gases ab:

$$\lambda(\varepsilon) = \frac{A}{\rho \cdot N_A \cdot \sigma(\varepsilon)}$$

## 1.2 Überlagerte Bewegung

Wie oben beschrieben hat man es in diesem Versuch mit einer Überlagerung aus Diffusion und einer Bewegung eines Elektrons im elektrischen Feld zu tun.

In erster Näherung betrachtet man zunächst die Anzahl der Kollisionen  $dn$ , die das Elektron in der Strecke  $dx$  erleidet.

$$dn = \frac{1}{\langle v_D \rangle \tau} dx$$

Hier tritt die zu bestimmende mittlere Driftgeschwindigkeit  $\langle v_D \rangle$  und die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen  $\tau$  bzw. die Kollisionsrate  $\tau^{-1}$  auf. Diese hängt wiederum vom Wirkungsquerschnitt, Gaseigenschaften und der momentanen Geschwindigkeit ab.

Zwischen zwei Stößen wird die Bewegung des Elektrons durch diese Bewegungsgleichung beschrieben:

$$m \frac{dv}{dt} = eE$$

Für die mittlere Driftgeschwindigkeit erhält man nach Rechnung:

$$\langle v_D \rangle = \mu E = \frac{e\tau}{m} E$$

mit der Beweglichkeit  $\mu$  der Elektronen.  $\tau$  ist proportional zur Gasdichte, so dass man für die Driftgeschwindigkeit erwartet:

$$v_D \propto \frac{E}{P}$$

Betrachtet man nun die Energie der Elektronen, so erhält man:

$$\varepsilon = \varepsilon_E + \frac{3}{2} k_B T$$

mit dem Energiegewinn  $\varepsilon_E$  im elektrischen Feld. Stellt sich ein Gleichgewicht zwischen Abgabe an Energie durch Stoßprozesse und Zunahme von Energie durch Beschleunigung im elektrischen Feld, so ergibt sich bei konstanten Parametern eine konstante Driftgeschwindigkeit.

## 2 Ramsauereffekt

Untersucht man die Abhängigkeit des Streuquerschnitts für Stöße zwischen Elektronen und Edelgasen, so findet man, dass der Streuquerschnitt bei bestimmten Elektronenenergien stark vom Streuquerschnitt abweicht, der von der klassischen Gaskinetik vorhergesagt wird. Dieser Effekt wird darauf zurückgeführt, dass die Wellenlänge des Elektrons sich in der Größenordnung des Atompotentials befindet.

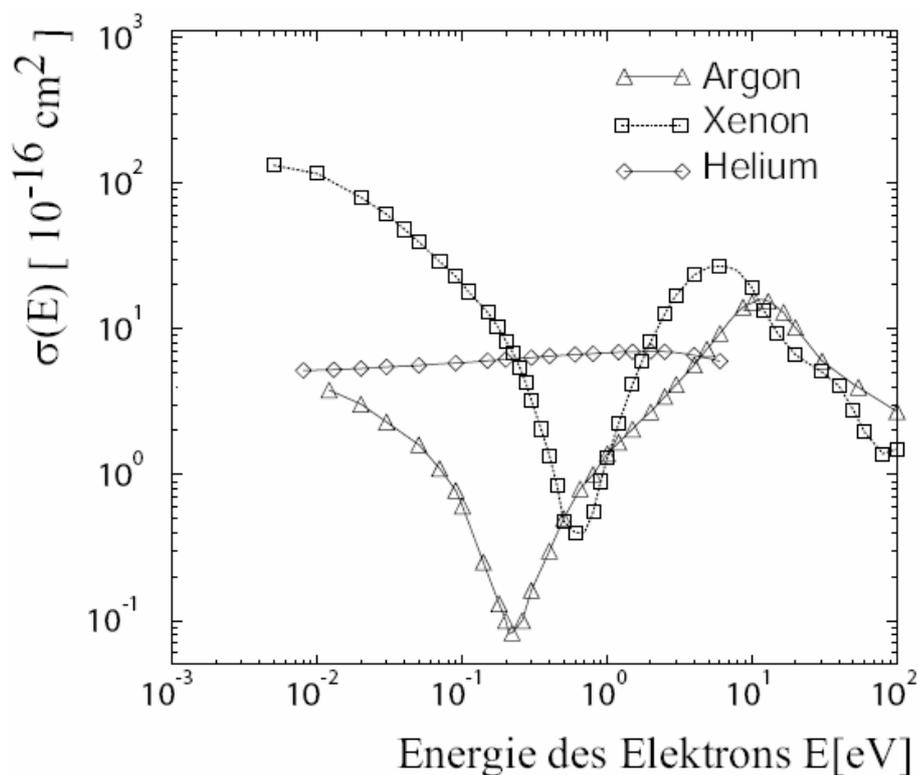
In QM I wurden Lösungen für ein kugelförmiges Potential und die Streuung daran besprochen, die sich im Anhang befinden (alternativ siehe [2]). Man erhält für die Streuphase  $\delta_0$  bzw. den Grenzfall  $k/K \ll 1$ ,  $\tan kR \approx kR$ :

$$\begin{aligned} \frac{k}{K} \tan(KR) &= \tan(kR + \delta_0) \approx \tan(\delta_0) + kR \\ \Rightarrow \tan(\delta_0) &\approx kR \left( \frac{\tan(KR)}{KR} - 1 \right) \end{aligned}$$

Nun gilt für den Wirkungsquerschnitt aber in erster Näherung:

$$\sigma_0 = \frac{4\pi}{k^2} \sin^2 \delta_0$$

Sind Nullstellen der Streuphase auch Nullstellen des Wirkungsquerschnitts, so dass für  $KR = \frac{R}{\lambda} \approx 4,49$  (erste Nullstelle von  $\tan x - x$ ) der Wirkungsquerschnitt minimal wird. Obwohl das WW-Potential im Fall der Streuung an einem Edelgas-Atom-Potentials nicht kugelförmig ist, sondern wie  $r^{-4}$  abfällt, ist die Betrachtung von  $s$ -Streuung an dem obigen Potential eine akzeptable Näherung. Für die Elektronen werden die Atome bei bestimmten Wellenlängen quasi „durchsichtig“. Der Effekt gehörte historisch zu den ersten Beispielen für die Wellennatur des Elektrons.



Darstellung des Ramsauer-Effekts für Argon, Xenon und Helium. (Quelle [1])

### 3 Zähl- und Löschgas

Um die Driftgeschwindigkeit von Elektronen zu bestimmen benötigt man ein Zählgas. Dabei handelt es sich meist um die Mischung eines Edelgases, die in der Regel einatomig vorliegen, und eines organischen Gases. Das Edelgas (beispielsweise Argon oder Xenon) kann nun durch die Elektronen ionisiert und angeregt werden, es findet eine Ladungsvervielfachung statt. Die dabei teilweise entstehenden Photonen könnten weitere Elektronen freisetzen, weshalb es zu einer permanenten Gasentladung kommen könnte. Dieses wird durch die zweite Komponente, das organische Gas, verhindert, weshalb es auch als Löschgas bezeichnet wird. Hierfür benutzt man im Normalfall ein Gas aus der Kohlenwasserstoffgruppe (so z. B. Methan, Ethan oder Isobutan). Dieses mehratomige Gas besitzt Rotations- und Vibrationsniveaus, die durch Photonen angeregt werden können. Die Niveaus erstrecken sich über einen größeren Energiebereich, weshalb eine Vielzahl der Photonen aus dem Gasverstärkungsprozess absorbiert werden können. Um die Vervielfachung der Elektronen jedoch nicht unnötig zu behindern, sollte es sich bei dem Löschgas um unpolare Moleküle handeln, die keine Elektronen einfangen können.

Nun muss jedoch beachtet werden, dass der Anteil des Löschgases erhebliche Auswirkungen auf die Driftgeschwindigkeit nach sich ziehen kann. So haben Edelgase ihr Ramsauerminimum bei ungefähr 1 eV, jedoch haben die Elektronen im Zählgas schon bei geringen Feldstärken Energien  $> 2$  eV. Die Elektronen stoßen also elastisch an den Edelgasatomen und behalten ihre Energie. Dieser Vorgang wiederholt sich mehrere Male, weshalb die Elektronen konfuse Zick-Zack-Bewegungen durch das Gas ausführen und somit im Mittel eine geringe Driftgeschwindigkeit besitzen. Erhöht man nun die Konzentration des Löschgases, so kommt es vermehrt zu Stößen zwischen den Elektronen und den Molekülen des Löschgases. Diese Stöße sind nun jedoch inelastisch, da dabei ein Teil der Energie der Elektronen in die oben erwähnten Rotations- und Vibrationsniveaus der Moleküle übergehen kann. Die Elektronen können nun genug Energie verlieren um ins Ramsauerminimum zu gelangen. Nun ist der Wirkungsquerschnitt für einen Stoß mit einem Edelgasatom relativ gering, weshalb die Elektronen deutlich weniger Stöße ausführen und als Konsequenz die Driftgeschwindigkeit steigt.

## Teil II

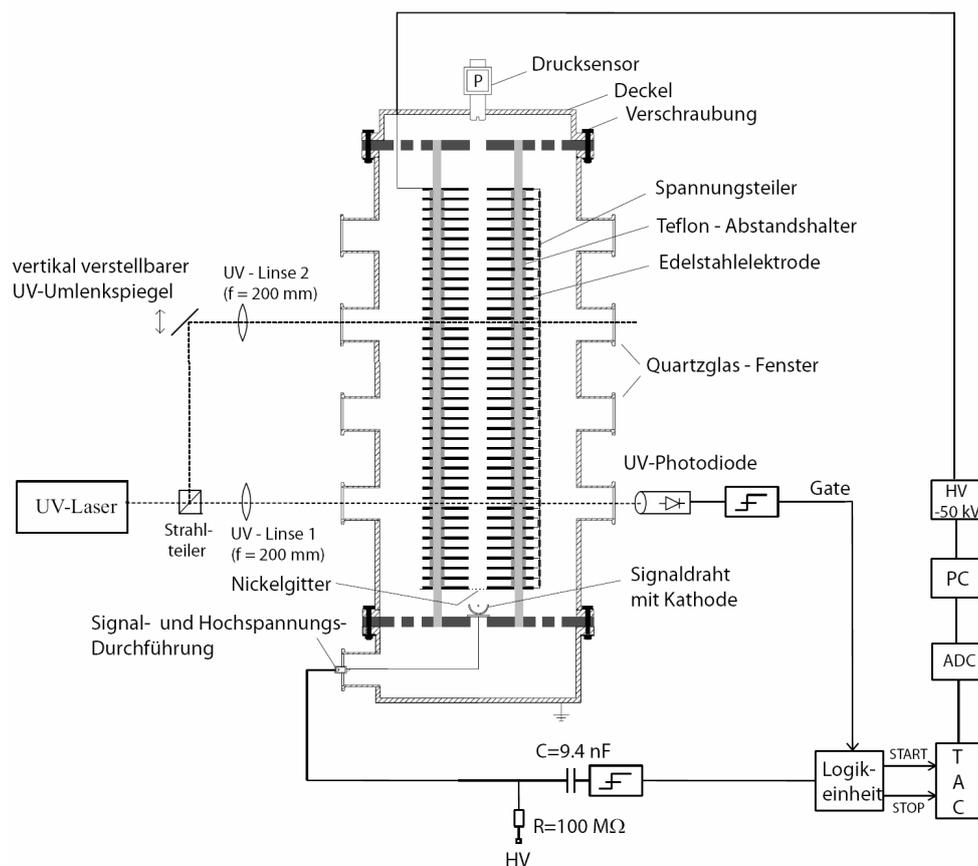
# Versuchsaufbau und Durchführung

## 4 Aufbau

Die Bestimmung der Driftgeschwindigkeit ist im Prinzip vergleichsweise simpel: Man erzeugt zwei Elektronenwolken in einem bekannten Abstand voneinander, legt ein elektrisches Feld an und misst die Differenz der Zeiten, die beide Wolken benötigen um von ihrem Entstehungsort zum Detektor zu diffundieren. Die Driftgeschwindigkeit errechnet sich dann zu:

$$v_D = \frac{\Delta x}{\Delta t}$$

Der Versuchsaufbau hierfür sieht folgendermaßen aus:

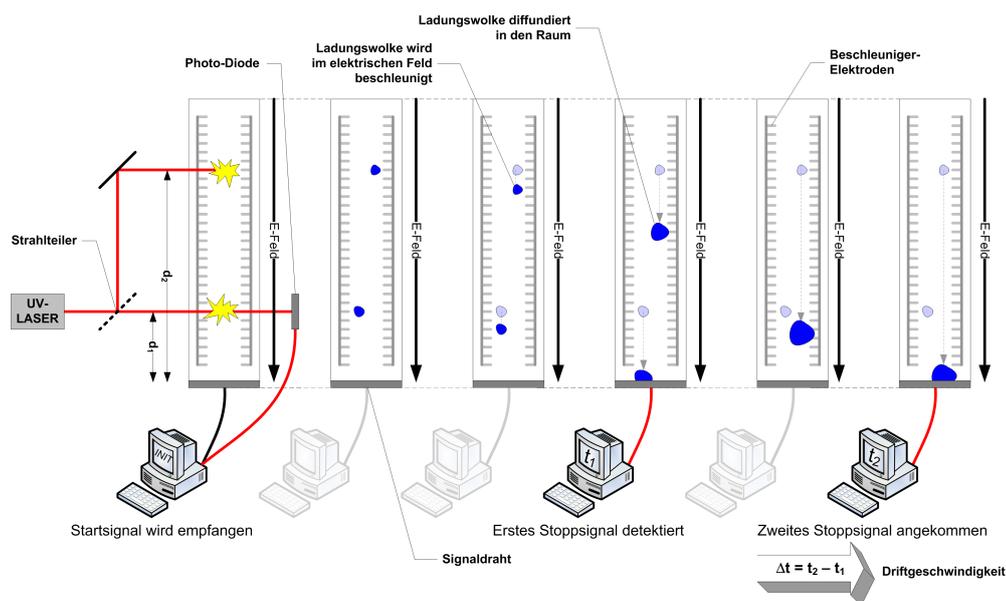


Schematischer Versuchsaufbau (Quelle: [1])

Ein gepulster Stickstoff-UV-Laser mit einer Wellenlänge von  $\lambda = 337,1 \text{ nm}$  und einer Pulsdauer von unter  $500 \text{ ps}$  wird mittels eines Strahlteilers in zwei gleich intensive Teilstrahlen aufgespalten. Ein Teilstrahl wird direkt mit einer Linse, der andere, nach oben geleitete Strahl wird über einen in der Höhe verstellbaren Spiegel und einer identischen Linse in der Driftkammer fokussiert. Der Spiegel kann dabei in zwei vorgegebenen Einstellungen,  $24 \text{ cm}$  und  $36 \text{ cm}$ , fixiert werden. Beide Teilstrahlen erzeugen nun Elektronenwolken durch Ionisationsprozesse. Dabei werden jedoch nicht die Edelgasatome bzw. die Löschgasmoleküle ionisiert. Diese besitzen Ionisationsenergien von über  $20 \text{ eV}$ , der Laser liefert jedoch lediglich eine Energie von  $E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} = 3,68 \text{ eV}$ . Das Zählgas ist jedoch nicht  $100 \%$  rein, gerade das Löschgaz, in unserem Fall Methan, ist mit anderen Kohlenwasserstoffen verunreinigt. Diese Verunreinigungen besitzen teilweise Ionisationsenergien in der Größenordnung des vom Laser bereitgestellten Energiebereichs.

Die so erzeugten Elektronen bewegen sich nun innerhalb der Driftkammer entlang des angelegten Feldes. Dieses wird durch  $40$  Edelstahlelektroden erzeugt, die untereinander durch Teflonringe isoliert sind. Präzisions-Spannungsteiler zwischen den Elektroden sorgen für ein homogenes elektrisches Feld, sodass die Driftgeschwindigkeit in der gesamten Driftkammer als konstant angenommen werden kann. Sie

kann dann also mit der oben angegebenen Formel berechnet werden. Am Ende der Driftstrecke werden die Elektronen von einem Signaldraht registriert.



Darstellung des Messvorgangs

Der direkt eingespeiste Laserstrahl ist gleichzeitig für die Triggerung der Datennahme zuständig. Dies geschieht über eine UV-empfindliche Photodiode. Die durch die registrierten Elektronen erzeugten Pulse werden für die Logikeinheit aufbereitet und von dieser von unvermeidlichen Fehltriggern unterscheiden. Das erste Signal, von der zuunterst erzeugten Elektronenwolke, startet nun einen TAC (Zeit-zu-Amplituden-Konverter), der zweite, von der oberen Wolke, stoppt ihn. Die Amplitude des vom TAC erzeugten Rechtecksignals ist proportional zur Zeitdifferenz der beiden Signale und kann über einen ADC (Analog-Digital-Wandler) vom angeschlossenen PC ausgelesen werden. Die Software mittelt nun die Driftzeit über 100 Messungen und gibt zusätzlich die Standardabweichung aus.

## 5 Durchführung

Bei diesem Versuch soll zum einen der Einfluss verschiedener Löschgaskonzentrationen auf die Driftgeschwindigkeit, sowie deren Abhängigkeit von der reduzierten elektrischen Feldstärke  $E/P$  untersucht werden. Für den ersten Teil der Messung wurde die Driftzeit bei konstantem Druck in Abhängigkeit der Feldstärke bei drei verschiedenen Argon-Methan-Gemischen, sowie bei reinem Methan jeweils für beide Driftstrecken gemessen. Der zweite Teil wurde mit reinem Methan und einer der beiden Driftstrecken, jedoch bei unterschiedlichem Druck durchgeführt. Die angelegte Hochspannung wurde dabei in 1 kV-Schritten von 1 kV bis 21 kV hochgeregelt. Für den ersten Teil wählten wir den Druck 1000 hPa und die Verhältnisse (Argon zu Methan) 90 : 10, 70 : 30 und 40 : 60, für Teil zwei neben dem in Teil eins schon ausgemessenen Druck 700 hPa sowie 1300 hPa.

Um die Verhältnisse herzustellen betrachtet man das Dalton-Gesetz (Gesetz der Partialdrücke). Es besagt, dass die Summe aller Partialdrücke  $P_i$  bei idealen Gasen gleich dem Gesamtdruck des Gemisches  $P_{Ges}$  ist. Der Partialdruck eines Gases ist also gleich dem Produkt des Gesamtdrucks mit dem gewünschten Verhältnis der Teilchenzahlen:

$$P_i = \frac{n_i}{n_{ges}} P_{Ges}$$

$$\Rightarrow \frac{P_i}{P_{Ges}} = \frac{n_i}{n_{Ges}}$$

Vor dem ersten Befüllen mit Gas wurden die Zuleitungen durchgespült um eventuelle Verunreinigungen zu beseitigen. Anschließend wurde die Luft mit einer Vakuumpumpe aus der Anordnung gepumpt und das gewünschte Argon-Methan-Verhältnis hergestellt. Nach Anschalten des Lasers wurde die Anodenspannung der Proportionalkammer mit Hilfe eines Oszilloskops so eingestellt, dass die Höhe der Pulse der Kammer signale nach dem Verstärker etwa  $-1$  V beträgt. Weiterhin sollte darauf geachtet werden, dass die Pulse maximal  $50 \mu s$  auseinanderliegen, damit der Computer beide Signale als zueinandergehörig erkennt.

## Teil III

# Auswertung

Die aufgenommenen Kurven werden mit den Theoriewerten aus [1] verglichen.

Zur Berechnung des homogenen elektrischen Feldes wird die gemessene Spannung durch die Beschleunigungsstrecke  $d_E$  geteilt:

$$E = \frac{U}{d_E}$$

Die Beschleunigungsstrecke entspricht bei diesem Versuchsaufbau der Höher der Driftkammer. Sie setzt sich aus 40 Elektroden von jeweils 3 mm Dicke, sowie 39 Abstandshalter von jeweils 10 mm zusammen. Die Potentialdifferenz fällt zwischen den nach innen zeigenden Flächen der obersten und untersten Elektrodenplatten ab.

$$d_E = 38 \cdot 3 \text{ mm} + 39 \cdot 10 \text{ mm} = 50,4 \text{ cm}$$

Die Dicke der Abstandshalter wird mit einem Fehler von  $\Delta_{d_{E1}} = 0,1 \text{ mm}$  angegeben.

## 6 Fehleranalyse

Bei diesem Versuch werden statistische und systematische Fehlerquellen berücksichtigt. Für die gemessene Driftgeschwindigkeit  $v_D$  liegen sowohl systematische, als auch statistische Fehler vor. Für das reduzierte elektrische Feld  $E_{red}$  hat man nur einen systematischen Fehler.

Der systematische Fehler einer Größe  $f(x_1, \dots, x_n)$  wurde mit Hilfe der Größtfehleraddition berechnet:

$$\Delta_f = \sum_{i=1}^n \left| \frac{\partial f}{\partial x_i} \Delta_{x_i} \right|$$

Um die statistischen Fehler auf berechnete Größen  $f(x_1, \dots, x_n)$  zu erhalten, wird die Gaußsche Fehlerfortpflanzung verwendet:

$$\sigma_f = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left( \frac{\partial f}{\partial x_i} \sigma_{x_i} \right)^2}$$

Aufgrund obiger Überlegungen erhielten wir also:

$$\begin{aligned} \sigma_{v_D} &= \left| \frac{d}{t^2} \sigma_t \right| \\ \Delta_{v_D} &= \left| \frac{\Delta_d}{t} \right| \\ \Delta_{E_{red}} &= \left| \frac{\Delta_U}{p \cdot d_E} \right| + \left| \frac{U}{p^2 \cdot d_E} \Delta_p \right| + \left| \frac{U}{p \cdot d_E^2} \Delta_{d_E} \right| \end{aligned}$$

mit dem Druck  $p$ , der Beschleunigungsspannung  $U$ , der Beschleunigungsstrecke  $d_E$  und die Höhe des Umlenkspiegels  $d$ .

Für die Größen der systematischen Fehler haben wir folgende Werte angenommen:

$$\Delta_d = 0,1 \text{ cm}, \Delta_p = 0,0005 \text{ mbar}, \Delta_U = 0,05 \text{ kV}, \Delta_{d_E} = 40 \cdot \Delta_{d_{E1}} = 4 \text{ mm}$$

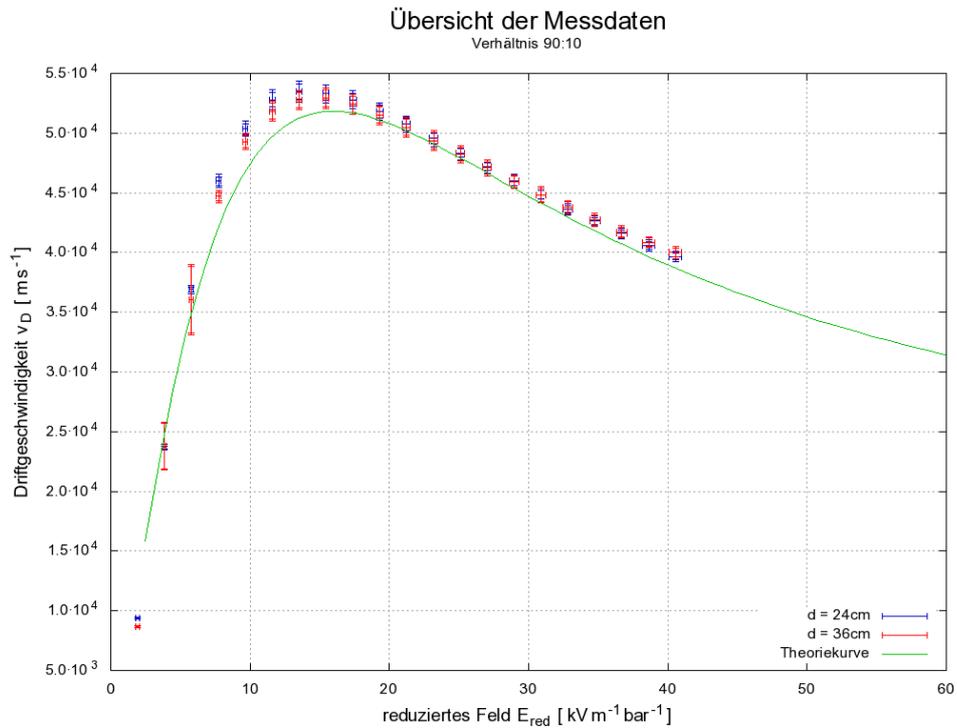
Der statistische Fehler auf die gemessenen Driftzeit wurde aus den 100 Messungen direkt vom Computer berechnet und liegt für jeden Datenpunkt im Messprotokoll vor.

Daher wurde in den folgenden Diagrammen sowohl der statistische, als auch der systematische Fehler eingezeichnet. Der Innere Balken stellt den systematischen Fehler und der äußere den dazukommende statistischen Fehler dar. Leider ist bei einigen Datenpunkten die Trennung nicht gut zu erkennen.

Es bleiben jedoch weitere Fehlerquellen, die nicht analysisch berücksichtigt wurden. Zum Beispiel ist die Reinheit des Gases nicht berücksichtigt.

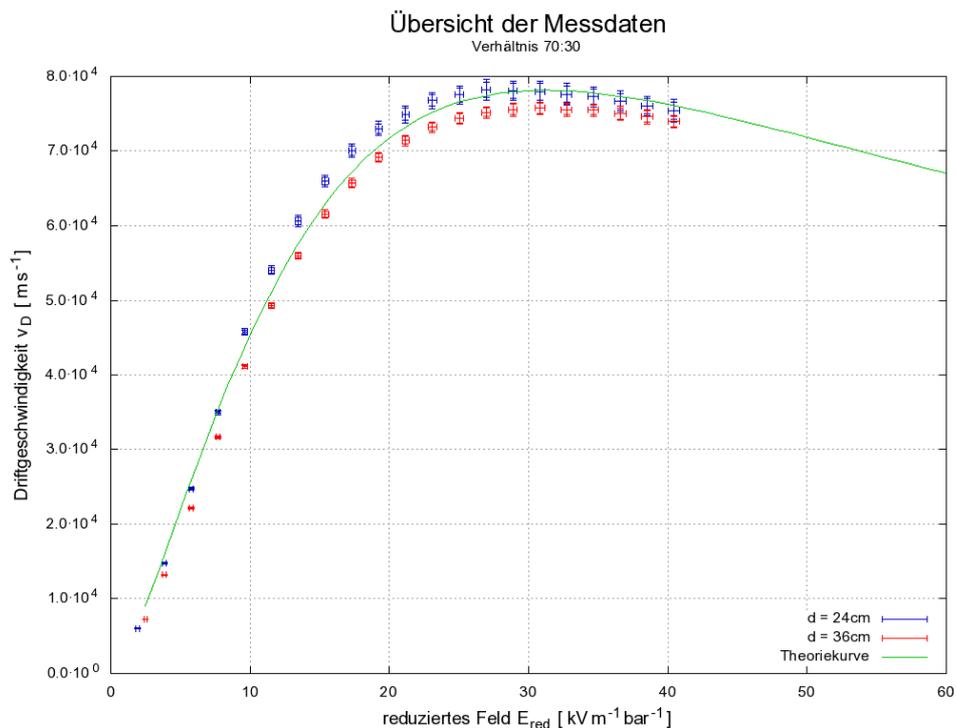
## 7 Verhältnis 90:10

Bei der ersten Messung mit einem Argon-Methan-Verhältnis von 90 zu 10 ist deutlich der erwartete Kurvenverlauf erkennbar, was an der guten Übereinstimmung mit der Theoriekurve sichtbar ist. Mit steigendem E-Feld steigt die Driftgeschwindigkeit zunächst an, bis der Streuquerschnitt das Ramsauerminium erreicht. Anschließend steigt der Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung wieder an, was in einer Reduzierung der Driftgeschwindigkeit resultiert.



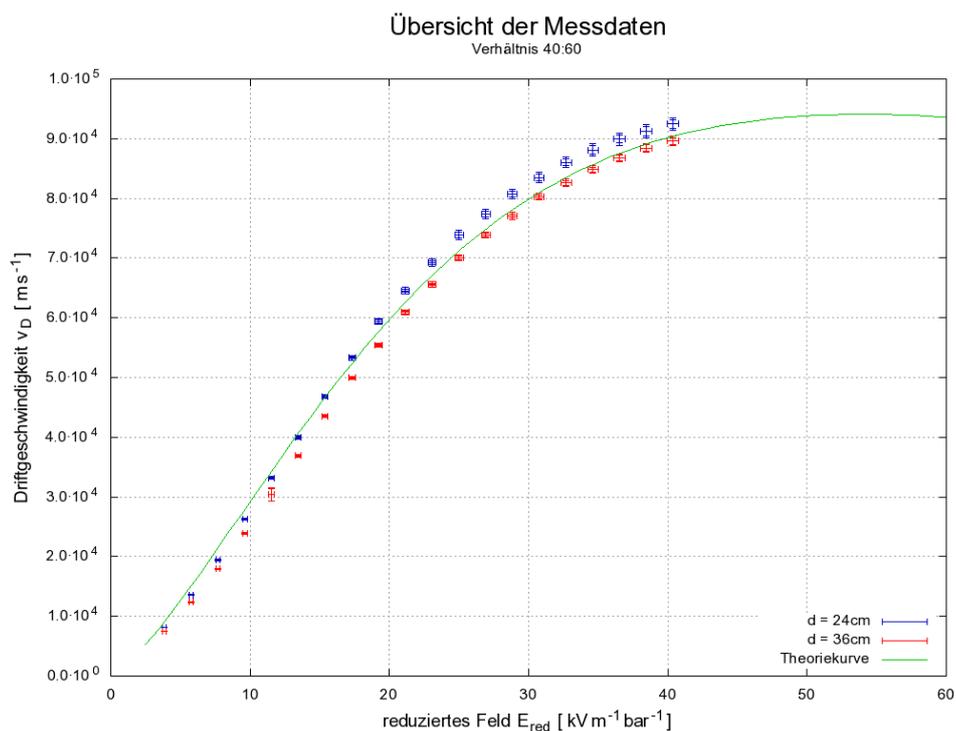
## 8 Verhältnis 70:30

Bei höherem Löschgasanteil steigt die Driftgeschwindigkeit deutlich an. Dies liegt, wie in der Vorbereitung dargestellt, an der Tatsache, dass Elektronen durch inelastische Stöße mit den Löschgasmolekülen in den Bereich des Ramsauerminimums „abgebremst“ werden. Man erkennt auch deutlich, dass bei der längeren Driftstrecke die Elektronen stärker beschleunigt werden, wodurch sie das Ramsauerminimum verlassen und eine kleinere mittlere freie Weglänge haben und die Driftgeschwindigkeit sinkt.

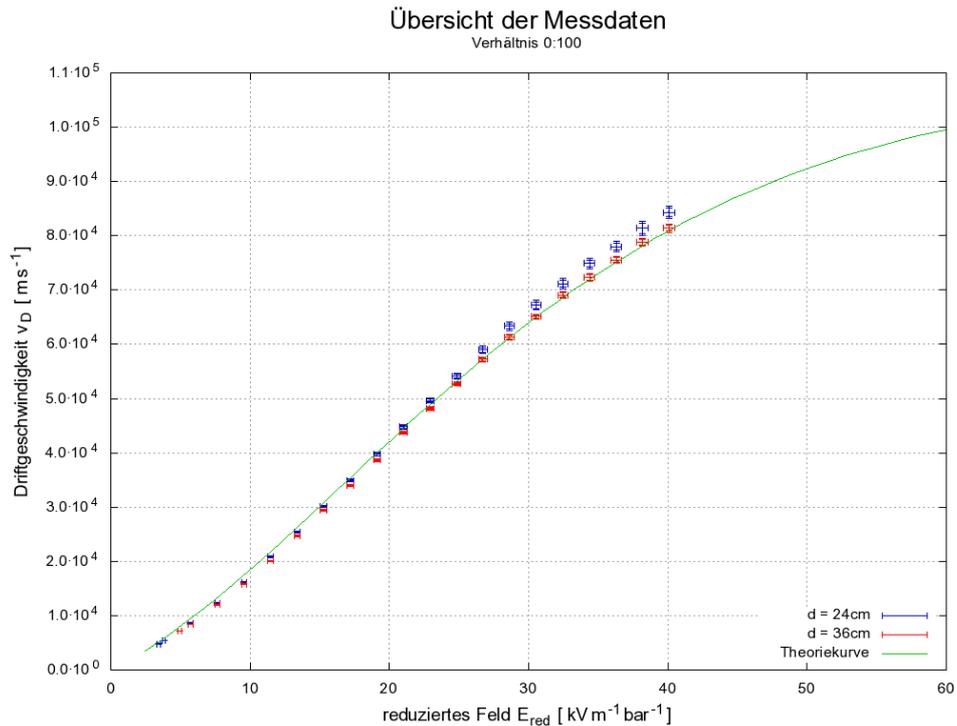


## 9 Verhältnis 40:60

Die Driftgeschwindigkeit steigt noch langsamer an, dafür auf einen noch höheren Wert. Ein Maximum ist nicht mehr zu erkennen.



## 10 Verhältnis 0:100



## 11 Druckabhängigkeit

Für die Druckabhängigkeit wurden die drei Messungen bei reinem Methan und einer konstanten Driftstrecke verglichen. Wie in der Vorbereitung angedeutet, ist  $v_D \propto E/P$ , weshalb die drei Kurven annähernd auf einer Geraden liegen. Dass die Messwerte nicht auf einer Geraden liegen ist nicht weiter verwunderlich, da in der Herleitung der Proportionalität einige Näherungen verwendet wurden.

