Ausarbeitung zum Erlangen des Bachelors of Science Physik

Design einer elektrisch kontaktierten Durchflusszelle zur Detektion von Ionisationsströmen von Rydbergzuständen Stickstoffmonoxids

Verfasser: Joshua Fabian

Geprüft von: Prof. Dr. Tilman Pfau

Betreut von: Dr. Harald Kübler

Vorgelegt an der **Universität Stuttgart** am 5. Physikalischen Institut Universität Stuttgart Pfaffenwaldring 57 70569 Stuttgart

23. September 2020

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit erkläre ich gemäß §27 Abs. 7 der Prüfungsordnung der Universität Stuttgart für den Bachelorstudiengang Physik vom 31. Juli 2015,

- 1. dass ich die Arbeit selbständig verfasst habe,
- 2. dass ich keine anderen als die angegebenen Quellen benutzt und alle wörtlich oder sinngemäß aus anderen Werken übernommenen Aussagen als solche gekennzeichnet habe,
- 3. dass die eingereichte Arbeit weder vollständig noch in wesentlichen Teilen Gegenstand eines anderen Prüfungsverfahrens gewesen ist, und
- 4. dass das elektronische Exemplar mit den anderen Exemplaren übereinstimmt.

Joshua Fabian Stuttgart, 23. September 2020

Inhaltsverzeichnis

1.	Einleitung	1		
2.	Theorie2.1. Molekülzustände	2 3 3 5 6 6 7 9 9 10		
3.	Zielsetzung	11		
4.	Plattenkondensator 4.1. Aufbau 4.2. Elektrische Feldanalyse 4.3. Elektronen- und Ionentrajektorie 4.4. Messung des Ionisationsstroms 4.4.1. Messaufbau 4.4.2. Funktionsnachweis 4.4.3. Einfluss der Laserleistung 4.5. Fazit	 12 13 15 18 19 21 23 		
5.	Optimierte Elektrodenanordnung 5.1. Aufbau 5.2. Elektrische Feldanalyse 5.3. Elektronen- und Ionen-Trajektorie 5.4. Messung des Ionisationsstroms 5.4.1. Messaufbau 5.4.2. Funktionsnachweis 5.4.3. Einfluss der Laserleistung 5.4.4. Langzeitexposition 5.5. Fazit	 24 25 31 37 38 39 41 42 		
6.	Zusammenfassung und Ausblick 6.1. Zusammenfassung 6.2. Ausblick	43 43 44		
7.	Literatur 45			
Α.	Plattenkondensator 5			
в.	Optimierte Elektrodenanordnung 54			
С.	Glaszelle 5			

1. Einleitung

Gassensoren spielen eine wichtige Rolle in vielen Aspekten unseres heutigen Alltags. Ein Ziel der Sensorentwicklung ist es, die Sensitivität und Selektivität der Sensoren immer weiter zu erhöhen. Dadurch würde eine Messung kleinster Veränderungen in z.B. der Atmosphäre oder der Atemluft möglich werden, welche dann Rückschlüsse oder neue Erkenntnisse erlaubt.

Diese Arbeit findet im Rahmen eines Projektes statt, dessen Ziel es ist, einen Spurengassensor für Stickstoffmonoxid (NO) zu entwickeln. Der Sensor basiert auf einer Drei-Photonenanregung von NO-Molekülen in einen Rydbergzustand, welcher durch Stöße mit dem umliegenden Gas ionisiert. Der resultierende Ionenstrom wird anschließend gemessen [1]. Die Vorteile dieses Sensors sind eine sehr hohe Selektivität aufgrund der Drei-Photonenanregung, ein kleines Probenvolumen und eine hohe Bandbreite von ungefähr 300 kHz [2].

Stickstoffmonoxid spielt eine große Rolle in der Humanmedizin. So ist es Teil der Blutdruckregulation und des Immunsystems [3], wirkt als Neurotransmitter und hemmt die Thrombozytenaggregation [4, 5]. Zudem dient es als Indikator für Brustkrebs [6, 7] und entzündlichen Erkrankungen wie Asthma [3, 8]. Aus diesen Gründen ist der direkte Nachweis Stickstoffmonoxids in der ausgeatmeten Luft von großem Interesse.

Aus der Funktionsweise und der angestrebten Empfindlichkeit ergeben sich verschiedene Anforderungen an das Design der Gaszelle und der Elektrodenanordnung, in der die Detektion stattfinden kann. In dieser Arbeit werden die Anforderungen erläutert und eine Zellgeometrie, sowie zwei Elektrodenanordnungen erarbeitet.

Zu Beginn wird die notwendige Theorie erläutert. Dabei wird auf das untersuchte Molekül Stickstoffmonoxid eingegangen und das verwendete Anregungsschema erklärt. Zudem werden die für die späteren Simulationen der Elektrodenanordnungen notwendigen Grundlagen erarbeitet. Anschließend werden die Zielsetzung und die entwickelten Geometrien dargestellt und mittels Messergebnissen die Funktionalität überprüft.

2. Theorie

2.1. Molekülzustände

Die folgende Abhandlung führt die relevante Benennung der Zustände ein und basiert auf [9–14]. In [2] ist eine Abhandlung zu finden, an welcher sich hier zusätzlich orientiert wird.

Analog zu Atomen besitzen Moleküle unterschiedliche quantisierte Zustände. Da neben den elektronischen Zuständen noch Rotations- und Vibrationszustände möglich sind, ergibt sich eine Vielzahl von unterschiedlichen Subzuständen und Übergängen. Bereits für ein zweiatomiges Molekül ist die Nomenklatur der Zustände aus der Atomphysik nicht mehr anwendbar, da die Quantenzahlen nicht mehr wohldefiniert sind. Die folgende Abhandlung gilt für zweiatomige Moleküle. Als Ausgangspunkt der Symmetrie eines solchen wird die Molekülachse verwendet.

Um eine Analogie zur Atomphysik zu erhalten, werden die Zustände für die Projektion Λ des Drehmoments \boldsymbol{L} auf die Molekülachse mit den griechischen Großbuchstaben $\Sigma, \Pi, \Delta, \Phi, \dots$ bezeichnet. Es wird die Projektion verwendet, da \boldsymbol{L} um die Molekülachse präzediert, die Projektion auf diese aber konstant bleibt.

Für die Klassifizierung des Spins wird die Projektion Σ des Gesamtspins S auf die Molekülachse verwendet, da auch hier aus der selben Symmetrie heraus lediglich die Projektion konstant bleibt. Mittels dieser lässt sich das elektronische Gesamtdrehmoment $\Omega = |\Lambda + \Sigma|$ definieren.

Zusätzlich lassen sich die Σ Zustände über den Eigenwert ±1 des Paritätsoperators in Σ^{\pm} unterscheiden. Dies gibt an, ob sich das Vorzeichen bei Spiegelung an einer Ebene der Molekülachse ändert oder nicht. Die Angabe g (gerade) oder u (ungerade) gibt bei homonuklearen, zweiatomigen Molekülen den positiven oder negativen Eigenwert des Spiegelungsoperators am Molekülzentrum an.

Basierend darauf folgt für einen Zustand die Notation

$$(X, A, B, C, ...)^{2S+1} \Lambda_{\Omega, g, u}^{\pm}.$$
 (1)

Der Buchstabe vor der Zustandsnotation gibt dabei an, ob es sich um einen Grundzustand X, einen einfach angeregten Zustand A oder einen mehrfach angeregten Zustand B,C,... handelt. Ein Großbuchstabe wird verwendet, wenn die Multiplizität zwischen dem Grundzustand und dem angeregten Zustand gleich ist, ansonsten ein kleiner. Diese Benennung basiert auf der historischen Reihenfolge, in der die Zustände entdeckt wurden. Wurde ein Zustand z.B. zwischen A und B übersehen, wird dieser mit A' benannt.

2.2. Stickstoffmonoxid

Die Gruppe der Stickoxide NO_x enthält verschiedene schädliche Verbindungen, eine der wichtigsten ist Stickstoffmonoxid (NO) [15]. Die folgende Charakterisierung orientiert sich an [2]. Bei Stickstoffmonoxid handelt es sich um ein Radikal, es besitzt ein ungepaartes Elektron im anti-bindenden Orbital $\pi^*_{(g)}$ 2p. Die gesamte elektronische Struktur lautet $(\sigma_{(g)}1s)^2(\sigma^*_{(u)}1s)^2(\sigma_{(g)}2s)^2(\sigma^*_{(u)}2s)^2(\sigma_{(g)}2p)^2(\pi_{(u)}2p)^4\pi^*_{(g)}2p$ [16]. In dieser Arbeit wird bei Stickstoffmonoxid stets vom häufigsten Isotop ¹⁴N¹⁶O [17] ausgegangen, welches eine Masse von 30 u besitzt. Bei Raumtemperatur ist NO gasförmig und farblos [18]. Aufgrund seiner schwachen Bindung und der Möglichkeit mit Übergangsmetallen Komplexe zu bilden diffundiert NO in Metalloberflächen. Somit ist bei einer Gaszelle, bei der die genaue Konzentration relevant ist, Metall zu vermeiden [1].

2.3. Anregungsschema

Der in [1] vorgeschlagene Gassensor für Stickstoffmonoxid basiert auf einer Drei-Photonenanregung Stickstoffmonoxids aus dem Grundzustand $X^2\Pi_{1/2}$ in den Zustand $A^2\Sigma^+$, aus diesem in die Zustände H'² Π , H² Σ^+ und abschließend in einen Rydbergzustand ² Σ . Es werden im zweiten Schritt zwei Zustände angeregt, da die H'² Π und H² Σ^+ Zustände sehr nahe beieinander liegen [19]. Das Anregungschema ist in Abbildung 1 zu sehen. Die dabei verwendeten Wellenlängen liegen in den Bereichen um $\lambda_1 \approx 226$ nm, $\lambda_2 \approx 540$ nm und $\lambda_3 \approx 835$ nm. Aus dem Rydbergzustand findet eine Stoßionisation mit anderen Gasteilchen statt, was zu einem messbaren Stromsignal führt.



Abbildung 1: Dargestellt ist das drei-Photonen Anregungsschema basierend auf [1, 2].

In dieser Arbeit wird nicht ein Übergang aus dem $X^2\Pi_{1/2}$ Zustand, sondern aus dem $X^2\Pi_{3/2}$ Zustand betrachtet. Nach [20] dominiert der $R_{11}(4,5)$ Übergang zwischen dem Zustand $A^2\Sigma^+$ und dem Zustand $H^2\Sigma^+$ und kann somit leicht getrieben werden. Um diesen zu erreichen muss eine Anregung aus dem Grundzustand $X^2\Pi_{3/2}$ mittels des Übergangs $P_{12}(5,5)$ erfolgen.

Eine Möglichkeit neben der Stoßionisation Moleküle zu ionisieren ist die resonanzverstärkte Mehrphotonenionisation (engl. resonance enhanced multiphoton ionisation = REMPI) [21]. Im Rahmen der zugrundeliegenden Theorie wird ein (n + m)-REMPI Prozess als zweistufiger Prozess angesehen. Es werden zuerst n Photonen zur resonanten Anregung in ein Zwischenniveau absorbiert und anschließend m Photonen zur Ionisation verwendet [22]. Für die Wahrscheinlichkeit W eines solchen zweistufigen Prozesses in Abhängigkeit der Laserintensität I gilt

$$W \propto \alpha I^{k_0} \tag{2}$$

mit der Proportionalitätskonstante α und der Anzahl der beteiligten Photonen k_0 [23].

Ein einzelnes $\lambda = 226,97$ nm Photon besitzt eine Energie von $E_{\rm phot} \approx 5,46$ eV. Damit beträgt die Energie von zwei solcher Photonen $E_{\rm 2phot} \approx 10,92$ eV. Die Ionisationsenergie von NO liegt bei $E_{\rm Ion,NO} \approx 9,26$ eV [24], somit ist eine zwei Photonen-Anregung ins Kontinuum möglich. Das erste Photon regt aus dem Grundzustand X² $\Pi_{3/2}$ in den angeregten Zustand A² Σ^+ an [20], das zweite Photon ionisiert anschließend. Es handelt sich also um einen (1 + 1)-REMPI Prozess. Ein entsprechendes Schema ist in Abbildung 2 zu sehen.



Abbildung 2: Dargestellt ist der (1+1)-REMPI Prozess zur Ionisation von NO aus dem $X^2 \Pi_{3/2}$ Zustand.

2.4. Stark-Effekt

Die folgende Abhandlung orientiert sich an [25]. Um den Einfluss eines statischen, homogenen elektrischen Feldes E auf ein Atom oder Molekül zu untersuchen, wird der Dipoloperator $\hat{\mu}$ verwendet. Dieser ist für ein Ensemble von N Punktladungen definiert als

$$\hat{\boldsymbol{\mu}} = \sum_{i=1}^{N} q_i \hat{\boldsymbol{r}}_i \tag{3}$$

mit der Ladung q_i und dem Ortsoperator \hat{r}_i der i-ten Punktladung. Der Wechselwirkungshamiltonian ist gegeben durch

$$\hat{H} = -\boldsymbol{E} \cdot \hat{\boldsymbol{\mu}}.\tag{4}$$

Für kleine Feldstärken kann hier die Störungstheorie erster und zweiter Ordnung verwendet werden. In erster Ordnung wird der lineare Stark-Effekt erhalten. Für die Energieverschiebung ΔH des n-ten Zustandes in erster Ordnung gilt

$$\Delta H_{\rm n}^{(1)} = -\boldsymbol{E} \cdot \langle \psi_{\rm n} | \hat{\boldsymbol{\mu}} | \psi_{\rm n} \rangle, \tag{5}$$

wobei ψ_n die Eigenzustände des ungestörten Hamiltonian ($\boldsymbol{E} = 0$) sind. Der Wert $\langle \psi_n | \hat{\boldsymbol{\mu}} | \psi_n \rangle$ wird permanentes Dipolmoment genannt [26].

In zweiter Ordnung gilt

$$\Delta H_{\rm n}^{(2)} = \sum_{H_{\rm m} \neq H_{\rm n}} \frac{|\langle \psi_{\rm n}| - E\hat{\mu}|\psi_{\rm m}\rangle|^2}{H_{\rm n} - H_{\rm m}} = -\frac{1}{2} \sum_{\rm i, j=1}^3 \alpha_{\rm ij} E_{\rm i} E_{\rm j}.$$
 (6)

 $H_{\rm n}$ und $H_{\rm m}$ sind die Eigenwerte der ungestörten Hamiltonians, $\alpha_{\rm ij}$ sind die Komponenten des Polarisierbarkeitstensors, definiert als

$$\alpha_{ij} = -2 \sum_{H_m \neq H_n} \frac{\langle \psi_n | \mu_i | \psi_m \rangle \langle \psi_m | \mu_j | \psi_n \rangle}{H_n - H_m}.$$
(7)

Für NO sind weder die Werte des permanenten Dipolmoments noch des Polarisierbarkeitstensors für die verschiedenen vorkommenden Zustände bekannt. Daher wird in dieser Arbeit auf eine quantitative Untersuchung des Stark-Effekts verzichtet.

2.5. Lambert-Beersche Gesetz

Die Darstellung basiert auf [27]. Um die Abschwächung eines Laserstrahls durch ein Teilchenensemble zu beschreiben, wird von N vielen Teilchen in einem Volumen V, definiert durch die Fläche A und die Dicke Δz , ausgegangen. Hierbei wird vereinfacht angenommen, dass es sich um einen schwachen Laserstrahl handelt und somit die meisten Teilchen im Grundzustand verbleiben. Wird der Streuquerschnitt (engl. cross section) σ um ein Teilchen von Photonen des Laserstrahls getroffen, kann eine Wechselwirkung zwischen dem Teilchen und dem Photon stattfinden. Der Streuquerschnitt hängt von der Frequenz ab und hat nicht zwingend etwas mit der physikalischen Ausdehnung des Teilchens zu tun. Für die Intensität I des Laserstrahls beim Durchqueren des Volumens ergibt sich mit diesen Vorüberlegungen die Differentialgleichung

$$\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}z} = -n \cdot \sigma(\omega) \cdot I,\tag{8}$$

wobe
indie Teilchendichte innerhalb des Volumens ist. Die Lö
sung dieser Gleichung ist das Lambert-Beer'sche Gesetz

$$I(\omega, z) = I(\omega, 0) \cdot e^{-\alpha(\omega)z}$$
(9)

mit dem Absorptionskoeffizienten $\alpha(\omega) = n \cdot \sigma(\omega)$.

2.6. Äußerer Photoelektrischer Effekt

Die folgende Untersuchung beruht auf [26, 28]. Für die Energie eines Photons der Frequenz ν gilt die Einsteinsche Gleichung

$$E_{\rm phot} = h \cdot \nu = \frac{hc}{\lambda} \tag{10}$$

mit dem Planckschen Wirkungsquantum h, der Lichtgeschwindigkeit c und der Wellenlänge λ . Trifft ein Photon auf eine Metalloberfläche kann es ein Elektron aus dieser herauslösen, wenn die Bedingung

$$E_{\rm phot} > W_{\rm A}$$
 (11)

erfüllt ist. $W_{\rm A}$ ist die Austrittsarbeit und eine Materialkonstante. Dieser Effekt wird äußerer photoelektrischer Effekt genannt. In dieser Arbeit wird Kupfer als Elektrodenmaterial mit einer Austrittsarbeit von $W_{\rm A} \approx 4.1 \,\mathrm{V}$ [28] verwendet. Die Bedingung (11) ergibt mit Gleichung (10) für Kupfer

$$\lambda_{\rm g} < \frac{hc}{W_{\rm A}} \approx 302,4\,{\rm nm}.$$
 (12)

Basierend darauf kann für Wellenlängen kleiner als $\lambda_{\text{grenz}} \approx 302,4 \text{ nm}$ ein äußerer photoelektrischer Effekt bei Kupfer auftreten.

2.7. Kinetische Gastheorie

Die folgende Herleitung basiert auf [29, 30] und dem mikrokanonischen Formalismus. Es wird von einem kleinen System gekoppelt mit einem großen Bad ausgegangen. Für die Gesamthamiltonfunktion $H_{\rm tot}$ des Zusammenschlusses gilt

$$H_{\text{tot}}(\boldsymbol{\xi}_{s}, \boldsymbol{\xi}_{b}) = H_{s}(\boldsymbol{\xi}_{s}) + H_{\text{int}}(\boldsymbol{\xi}_{s}, \boldsymbol{\xi}_{b}) + H_{b}(\boldsymbol{\xi}_{b})$$
(13)

 mit

$$H_{\rm s}(\boldsymbol{\xi}_{\rm s}), H_{\rm int}(\boldsymbol{\xi}_{\rm s}, \boldsymbol{\xi}_{\rm b}) \ll H_{\rm b}(\boldsymbol{\xi}_{\rm b}). \tag{14}$$

Hierbei bezeichnet $\boldsymbol{\xi}_{s}$ die Freiheitsgrade des Systemteilchens, $\boldsymbol{\xi}_{b}$ die des Bades, H_{s} die Hamiltonfunktion des Systems, H_{b} die Hamiltonfunktion des Bades und H_{int} die Hamiltonfunktion der Interaktion zwischen dem Bad und dem System. Für eine beliebige Observable $A(\boldsymbol{\xi}_{s})$ kann die Verteilung über die effektive Gewichtung des Mikrozustandes $\boldsymbol{\xi}_{s}$

$$p(\boldsymbol{\xi}_{\rm s}|E_{\rm tot}) = \int \mathrm{d}\boldsymbol{\xi}_{\rm b} \delta(H_{\rm tot}(\boldsymbol{\xi}_{\rm s}, \boldsymbol{\xi}_{\rm b}) - E_{\rm tot}) / \Omega(E_{\rm tot})$$
(15)

bestimmt werden. Ω ist hierbei die Normierung und definiert als

$$\Omega(E) = \int \mathrm{d}\boldsymbol{\xi}\delta(H(\boldsymbol{\xi}) - E).$$
(16)

Basierend auf Gleichung (14) kann im thermodynamischen Limes Gleichung (15) umgeschrieben werden zu

$$p(\boldsymbol{\xi}_{s}|E_{tot}) = \exp\left[-\bar{\beta}_{b}(E_{tot})H_{s}(\boldsymbol{\xi}_{s})\right] \langle \exp\left[-\bar{\beta}_{b}(E_{tot})H_{int}(\boldsymbol{\xi}_{s},\boldsymbol{\xi}_{b})\right]|E_{tot}\rangle\Omega_{b}(E_{tot})/\Omega_{tot}(E_{tot}).$$
(17)

Die Variable $\bar{\beta}_{\rm b}$ ist hierbei definiert als

$$\bar{\beta}_{\rm b} = \frac{\partial_E \Omega(E)}{\Omega(E)}.\tag{18}$$

Um die Geschwindigkeitsverteilung eines Gasteilchens herzuleiten, wird von einem einzelnen Teilchen als kleines System innerhalb eines großen Reservoirs, dem umliegenden Gas, ausgegangen. Die Hamiltonfunktion dieses Teilchens lautet damit

$$H_{\rm s}(\boldsymbol{\xi}_{\rm s}) + H_{\rm int}(\boldsymbol{\xi}_{\rm s}, \boldsymbol{\xi}_{\rm b}) = \boldsymbol{p}_{\rm s}^2 / 2m + \Phi(\boldsymbol{q}_{\rm s}, \boldsymbol{q}_{\rm b})$$
(19)

mit Ort q, Masse m und Impuls p. Φ ist hierbei ein beliebiges Potential, welches das einzelne Teilchen an das Bad koppelt. Unter Benutzung von Gleichung (17) folgt damit für die Geschwindigkeitsverteilung des Teilchens

$$p(\mathbf{v}_{\rm s}|E_{\rm tot}) = \exp[-\bar{\beta}_{\rm b}(E_{\rm tot})m\mathbf{v}_{\rm s}^2/2]/[2\pi/m\bar{\beta}_{\rm b}(E_{\rm tot})]^{3/2}.$$
(20)

Hierbei wurde ausgenutzt, dass die Geschwindigkeit aus dem Mittelwert herausgenommen werden kann und die resultierende Funktion normiert sein muss. Mit $\bar{\beta}_{\rm b}(E_{\rm tot}) = \frac{1}{k_{\rm B}T}$, $k_{\rm B}$ der Boltzmann-Konstante und T der Temperatur, folgt die bekannte Maxwell-Boltzmann Verteilung der Geschwindigkeit eines Teilchens

$$p(\boldsymbol{v}_{\rm s}|E_{\rm tot}) = \exp\left[-\frac{m}{k_{\rm B}T}\frac{\boldsymbol{v}_{\rm s}^2}{2}\right] \cdot \left(\frac{m}{2\pi k_{\rm B}T}\right)^{3/2}$$
(21)

Es handelt sich bei dieser Verteilung um eine 3D-Gaußfunktion. Wird nur eine Dimension betrachtet folgt nach [31, 32] eine Standardabweichung von

$$\sigma_{\rm G} = \sqrt{\frac{k_{\rm B}T}{m}} \tag{22}$$

und einer Halbwertsbreite (FWHM) von

$$\delta_{\rm G} = 2 \cdot \sqrt{2\ln(2)} \cdot \sigma_{\rm G} \tag{23}$$

Bei einer Temperatur von $T=293,65\,\mathrm{K}$ folgt für Elektronen eine Standardabweichung von $\sigma_{\mathrm{e}^-}\approx 6671,32554\,\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}$ und für NO⁺-Ionen von $\sigma_{\mathrm{NO}^+}\approx 285,279975\,\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}$. In Abbildung 3 ist die Verteilung für NO⁺-Ionen in der x-Komponente der Geschwindigkeit dargestellt.



Abbildung 3: Dargestellt ist die Geschwindigkeitsverteilung der NO⁺-Ionen in x-Richtung.

2.8. Verbreiterung

Die folgende Diskussion basiert auf [27, 33]. Eine Absorptionslinie wird durch einen oder mehrere Prozesse verbreitert. Dabei wird zwischen homogenen Effekten und inhomogenen Effekten unterschieden. Homogene Effekte beeinflussen alle Atome gleichmäßig, inhomogene Effekte beeinflussen unterschiedliche Atome unterschiedlich. Beispiele für homogene Effekte sind unter anderem die Verbreiterung durch die Lebensdauer eines Zustandes, durch den herrschenden Druck oder die Intensität des Laserstrahls. Inhomogene Effekte sind unter anderem die Doppler-Verbreiterung für Teilchen in der Gasphase oder die Kristallfeld-Verbreiterung für Teilchen in kondensierter Materie. Entsprechend der Ergebnisse aus [2] ist für die Untersuchungen in dieser Arbeit lediglich die Doppler-Verbreiterung relevant.

Für die Geschwindigkeitsverteilung von Gasteilchen gilt die im Kapitel 2.7 hergeleitete Maxwell-Boltzmann Verteilung (21). Aus der Geschwindigkeit v der Teilchen resultiert eine Dopplerverschiebung ω der Laserfrequenz ω_0 als

$$\omega = \omega_0 \left(1 \pm \frac{v}{c} \right) \tag{24}$$

mit der Lichtgeschwindigkeit c. Basierend auf der gaussförmigen Verteilung der Geschwindigkeit (21) folgt eine gaussförmige Verbreiterung der Absorptionslinie mit einer Halbwertsbreite, der Dopplerverbreiterung, von

$$\omega_{\rm D} = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\frac{8\ln(2)k_{\rm B}T}{m}}.$$
(25)

Die Variable m ist hierbei die Masse des Teilchens.

2.9. Elektrostatik

Die folgende Darstellung basiert auf [34]. Grundlage der Elektrodynamik sind die Maxwell-Gleichungen. Diese lauten in Materie

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} + \operatorname{rot}(\boldsymbol{E}) = \boldsymbol{0}$$
(26)

$$\frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t} - \operatorname{rot}(\boldsymbol{H}) = -\boldsymbol{J}$$
(27)

$$\operatorname{div}(\boldsymbol{D}) = \rho \tag{28}$$

$$\operatorname{div}(\boldsymbol{B}) = 0 \tag{29}$$

mit der elektrischen Feldstärke E, der magnetischen Flussdichte B, der elektrischen Flussdichte D, der magnetischen Feldstärke H, der Stromdichte J und der Ladungsdichte ρ . Für den Zusammenhang zwischen der elektrischen Feldstärke E und der elektrischen Flussdichte D gilt

$$\boldsymbol{D} = \boldsymbol{\epsilon}_0 \cdot \boldsymbol{\epsilon}_{\mathrm{r}} \cdot \boldsymbol{E} + \boldsymbol{P} \tag{30}$$

mit der makroskopischen Polarisation \boldsymbol{P} , der elektrischen Feldkonstante ϵ_0 und der relativen Permittivität der Materie ϵ_r .

Im Falle eines statischen elektrischen Feldes ohne Stromfluss gilt, dass die Zeitableitungen in den Gleichungen (26) und (27) $\frac{\partial(\boldsymbol{E},\boldsymbol{B})}{\partial t} = 0$ sind. Daraus folgt, dass das elektrische Feld wirbelfrei ist, Gleichung (26) gilt als Bedingung für die elektrische Feldstärke \boldsymbol{E} .

Wird nur das elektrische Feld alleine betrachtet, kann Gleichung (28) zur Bestimmung des elektrischen Feldes herangezogen werden. Für diese gilt mit Gleichung (30)

$$\operatorname{div}(\epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot \boldsymbol{E} + \boldsymbol{P}) = \rho. \tag{31}$$

Die elektrische Feldstärke E kann durch den Zusammenhang

$$\boldsymbol{E} = -\text{grad}(V) \tag{32}$$

mit dem elektrischen Potential V ersetzt werden. Dies ergibt schließlich die Gleichung

$$\operatorname{div}(-\epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot \operatorname{grad}(V) + \boldsymbol{P}) = \rho.$$
(33)

Das in dieser Arbeit genutzte Simulationsprogramm "Comsol Multiphysics 5.0" löst Gleichung (33) mit der abhängigen Variable V. Als Randbedingung zwischen zwei aneinander grenzenden Flächen 1 und 2 innerhalb der Simulation gilt

$$\boldsymbol{n}_2 \cdot (\boldsymbol{D}_1 - \boldsymbol{D}_2) = \rho_{\rm s} \tag{34}$$

mit der Flächennormalen n_2 und der Oberflächenladungsdichte ρ_s [35]. Gelöst wird das Modell durch Bilden eines Gitters, dem "Mesh", welches aus diversen Flächen- und Volumenelementen unterschiedlicher Größe besteht. Für jedes dieser Elemente wird Gleichung (33) gelöst, während untereinander die Randbedingung (34) eingehalten wird. Eine nähere Betrachtung der Lösungsverfahren ist in [36] zu finden.

2.10. Berechnung einer Trajektorie

Im Rahmen dieser Arbeit werden die Trajektorien geladener Teilchen innerhalb des elektrischen Feldes einer Elektrodenanordnung mittels des Programms "Simion 8.1" berechnet. Die folgende Erläuterung basiert auf [31]. Grundlage der Berechnung ist das Newtonsche Grundgesetz mit der Kraft auf ein elektrisch geladenes Teilchen als

$$m \cdot \boldsymbol{a}(\boldsymbol{r}) = q \cdot \boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}) \tag{35}$$

mit der elektrischen Feldstärke E, der Masse m, der Ladung q des Teilchens und der Beschleunigung a an der Stelle r. Zur Berechnung der Trajektorie nutzt Simion ein Runge-Kutta-Verfahren der 4. Ordnung [37]. Dieses löst eine Differentialgleichung der Form

$$y'(x) = f(x,y(x))$$
 (36)

mit der Anfangsbedingung

$$y(x_0) = y_0,$$
 (37)

wobei x_0 und y_0 vorgegebene Werte sind. Eine mögliche Formulierung ist

$$k_1 = f(x_k, y_k),$$
 $k_2 = f(x_k + \frac{1}{2}h, y_k + \frac{1}{2}h \cdot k_1)$ (38)

$$k_3 = f(x_k + \frac{1}{2}h, y_k + \frac{1}{2}h \cdot k_2), \qquad k_4 = f(x_k + h, y_k + h \cdot k_3)$$
(39)

$$y_{k+1} = y_k + \frac{h}{6} \left[k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4 \right]$$
(40)

mit der Schrittweite h [38].

3. Zielsetzung

An das Design der Durchflusszelle werden basierend auf der Zielsetzung des Experiments, der Detektion von Stickstoffmonoxid, mehrere Anforderungen gestellt.

Rahmenbedingungen, um im Durchfluss messen zu können, sind ein elektrischer Kontakt in die Zelle, ein Gaseingang und Gasausgang, die Möglichkeit zu evakuieren und Fenster für die verwendeten Laserstrahlen. In dem Aufbau werden die drei in Kapitel 2.2 bereits beschriebenen Laserstrahlen in den Wellenlängenbereichen 224 nm bis 228 nm, 538 nm bis 542 nm und 830 nm bis 840 nm verwendet. Somit müssen die Fenster für diese Wellenlängen eine möglichst hohe Transmission aufweisen. Bei einer niedrigeren Transmission fällt die Leistung schon an den Fenstern ab und erreicht nicht den Messbereich innerhalb der Zelle.

Der gesamte Aufbau muss bis mindestens 10^{-3} mbar evakuierbar sein, um eine kontrollierte NO-Atmosphäre in der Zelle stabil zu halten. Dazu müssen alle Materialien innerhalb der Zelle und an den Dichtungen möglichst NO-beständig sein und dürfen nicht ausgasen.

Neben den allgemeinen Anforderungen an die Zelle ergeben sich spezielle Vorgaben, die der Elektrodenaufbau innerhalb der Zelle erfüllen muss. Die entstehende Ladung soll von der Elektrodenanordnung zu einem möglichst großen Anteil eingesammelt werden. Dies resultiert in einem größeren Strom und somit ist eine genauere Bestimmung der NO-Konzentration möglich.

Zudem soll das elektrische Feld entlang der Achse der Laserstrahlen möglichst homogen sein, um einen gleichmäßigen Stark-Effekt zu erhalten. Ein inhomogener Stark-Effekt würde den Bereich, in dem die Laser genau die Resonanz des NO-Moleküls treffen, verkleinern und somit die Auflösung verschlechtern. Die selbe Forderung nach Homogenität des Feldes gilt auch in der Ebene des Strahlprofils, da die verwendeten Laserstrahlen eine endliche Ausdehnung besitzen. Genaue Werte für den Stark-Effekt können in dieser Arbeit auf Grund der fehlenden Referenzwerte für die Polarisierbarkeit der Zustände des NO nicht berechnet werden. Es wird daher versucht die auftretenden Feldstärken möglichst zu minimieren und so den Effekt möglichst klein zu halten.

Die Elektrodenanordnung soll den Gasfluss möglichst wenig behindern, da jede auftretende Turbulenz zu einer Veränderung der Geschwindigkeiten führt oder zusätzliche Störeffekte wie die Ansammlung bestimmter Teilchen an einer Stelle auftreten können.

Innerhalb der Zelle werden durch Streulicht und spontane Emission der angeregten NO-Moleküle über den äußeren photoelektrischen Effekt freie Elektronen erzeugt, wenn das Metall der Elektroden von den Photonen getroffen wird und diese eine Wellenlänge von unter $\lambda_{\rm g} \approx 302,4$ nm haben. Dies ist für die Photonen des $P_{12}(5,5)$ Übergangs der Fall. Die so freigewordenen Elektronen treten beim Einsammeln als Fehler in den gemessenen Signalen auf. Die Elektrodenanordnung soll daher die Messelektrode vor freien Photoeffekt-Elektronen abschirmen und lediglich die von der Stoßionisation erzeugten Ladungsträger einsammeln.

Zusätzlich muss auf das Volumen der Zelle geachtet werden, da es sich bei NO und NO_2 , dem Reaktionsprodukt bei Kontakt mit Luft [18], um hochgiftige Gase handelt [39, 40] und ein größeres Zellvolumen bei Beschädigung größere Mengen davon freisetzt. Eine Betrachtung der Zellgeometrie ist im Anhang C zu finden.

4. Plattenkondensator

Eine einfache Elektrodenanordnung, um ein homogenes Feld zu erzeugen, wie es in Kapitel 3 gefordert wird, ist ein Plattenkondensator. Hierbei ist darauf zu achten, dass die Platten möglichst groß sind, um den Einfluss von Randeffekten zu minimieren. Zudem muss der Laserstrahlengang und der Gasfluss möglichst ungestört bleiben. Daher werden die Platten parallel zu der durch den Gasfluss und die Strahlachse aufgespannten Ebene angeordnet. Der Kondensator schirmt nicht vor Störungen durch freie Elektronen ab, ein dahingehend optimierter Aufbau wird in Kapitel 5 beschrieben. Im Folgenden werden die verschiedenen Merkmale des Plattenkondensators genauer untersucht.

4.1. Aufbau

Die gewählte Anordnung der Elektroden ist in Abbildung 4 mit blau markierter Laserachse, rot markierter Gasflussrichtung und Bemaßung zu sehen. Der Kondensator besteht aus zwei $(5\pm0,1)$ cm langen und $(7\pm0,1)$ cm tiefen Kupferplatten mit einer Dicke von $(0,2\pm0,05)$ mm und hat eine Höhe von $(4,55\pm0,1)$ cm. Die Platten sind in einem Abstand von $(1\pm0,1)$ cm parallel zueinander platziert. Die Wände unterhalb des Kondensators dienen lediglich dem Aufbau und der Stabilisierung und haben keinen relevanten Einfluss auf das elektrische Feld, welches im folgenden Kapitel näher untersucht wird. Eine genauere Betrachtung des Aufbaus und seiner praktischen Umsetzung ist im Anhang A zu finden. Der in Abbildung 4 gezeigte Aufbau wurde mittels des 3D-CAD-Programms Inventor Pro 2021 erstellt und dient als Grundlage für die nachfolgenden Simulationen und die Umsetzung.



Abbildung 4: Dargestellt ist das CAD Modell des Plattenkondensators aus Inventor mit blau markierter Laserachse, rot markierter Gasflussrichtung und Bemaßung.

4.2. Elektrische Feldanalyse

Ein wichtiges Kriterium des entwickelten Aufbaus ist ein möglichst homogenes elektrisches Feld, wie in Kapitel 3 gefordert.

Das resultierende Feld des in Kapitel 4.1 beschriebenen Aufbaus wurde mittels Comsol 5.0 in einer Finite-Elemente-Simulation bestimmt. Dazu wurde das CAD-Modell eingelesen und mit einem Luftwürfel umgeben, in welchem das Feld simuliert wird. In Abbildung 5 ist der Betrag des Feldes für eine Potentialdifferenz zwischen den Platten von 1 V zu sehen. Die Ansicht ist dabei senkrecht zur Laserachse als Schnitt mittig durch den Kondensator.



Heatmap: E-Feld Betrag (V/m)

Abbildung 5: Dargestellt ist links der Betrag des berechneten elektrischen Feldes des Plattenkondensators bei einer Potentialdifferenz von 1 V als Schnitt mittig durch den Kondensator, senkrecht zur Strahlachse, rechts das Modell aus Inventor mit der betrachteten Ebene in Gelb markiert.

Gut zu erkennen ist, dass im Mittelbereich des Kondensators, in einer Höhe von ungefähr 40 mm, das Feld sehr homogen ist. Lediglich zu den Rändern hin findet der erwartete Abfall der Feldstärke statt, da der Kondensator endlich große Platten hat. Für die verwendeten Laserstrahlen mit unter 2 mm Strahldurchmesser hat dieser Randbereich keinen Einfluss, solange der Kondensator mittig getroffen wird.

Neben dem Feld senkrecht zur Strahlachse spielt das Feld entlang der Strahlachse eine große Rolle, da dieses die Länge des nutzbaren Bereiches vorgibt. In Abbildung 6 ist der Betrag des elektrischen Feldes entlang dieser aufgetragen.



Abbildung 6: Dargestellt ist links der Betrag des elektrischen Feldes entlang der Achse des Laserstrahls durch den Kondensator, rechts das Modell aus Inventor mit der betrachteten Linie in Blau.

Für eine Potentialdifferenz von 1 V bei einem Abstand von 1 cm der Platten wird für einen idealen Plattenkondensator eine Feldstärke von $100 \frac{\text{V}}{\text{m}}$ erwartet. Dies wird von dem hier simulierten Aufbau im Bereich zwischen 10 mm und 60 mm sehr gut erreicht. Zu den Rändern hin wird der erwartete Abfall der Feldstärke auf Grund der endlichen Platten deutlich. Die Stickstoffmonoxid-Moleküle erfahren in dem 50 mm langen, sehr homogenen Mittelbereich einen gleichmäßigen Stark-Effekt, welcher in Zukunft die Frequenz der Laserstrahlen mit vorgibt.

Die kleineren Schwankungen im Kurvenverlauf in den Randbereichen resultieren hierbei aus der Art der Simulation. In Comsol wird ein Gitter erstellt, bestehend aus Volumenund Flächenelementen, auf welchem die entsprechende Simulation gelöst wird. Wird ein Volumenelement ausgewertet, welches in einen inhomogenen Bereich hineinragt, können leichte Abweichungen vom idealen Verlauf entstehen. Dies wurde in den hier gelösten Simulationen durch feinere Gittereinstellungen möglichst stark reduziert. In später gezeigten Simulationsergebnissen ist der gleiche Effekt zu sehen, auf Grund der teilweise komplexeren Geometrie jedoch verstärkt.

Die hier gezeigten Simulationen sind mit einer Potentialdifferenz von 1 Verstellt. Wird diese erhöht, erhöht sich in gleichem Maße auch die elektrische Feldstärke. Es treten jedoch keine Änderungen des Homogenitätsverhaltens auf.

Zu beachten ist, dass es sich bei dem hier simulierten Modell um einen idealisierten Aufbau handelt. In der realen Umsetzung ist nicht sichergestellt, dass die Platten absolut eben und perfekt parallel liegen. Eine nähere Betrachtung des Aufbaus ist im Anhang A zu finden.

4.3. Elektronen- und Ionentrajektorie

Neben der Homogenität des elektrischen Feldes ist die auf dem Feld basierende Trajektorie der erzeugten Ionen und Elektronen ein wichtiges Kriterium für die Wahl der Elektrodenanordnung. Für die geladenen Teilchen wird basierend auf der in Kapitel 2.7 beschrieben kinetische Gastheorie eine Gaußverteilung der Geschwindigkeitskomponenten angenommen. Für die in diesem Experiment herrschende Temperatur von T = 293,65 K gelten die in Kapitel 2.7 berechneten Werte für die Standardabweichung $\sigma_{\rm NO^+} \approx 285,279975 \,{\rm m/s}$ und $\sigma_{\rm e^-} \approx 6671,32554\,{\rm m/s}$. Für Elektronen wird angenommen, dass diese direkt nach der Stoßionisation durch das vorhandene Hintergrundgas wieder thermalisieren. Daher wird hier auch für diese eine Gaußverteilung der Geschwindigkeitskomponenten angenommen. Mit diesen Anfangsbedingungen wurde mittels Simion 8.1 die Teilchenbahn der Elektronen und Ionen innerhalb des Aufbaus simuliert. Dabei starten die Teilchen innerhalb eines Zylinders mit 2 mm Durchmesser um die Achse der Laserstrahlen homogen über die gesamte Länge der Zelle verteilt. Dies basiert auf der Annahme einer gleichmäßigen Anregung auf der gesamten Länge der Zelle und eines Laserstrahls mit 2 mm Querschnitt. Dabei wird vereinfachend angenommen, dass die Laserleistung homogen über die Querschnittfläche des Laserstrahls verteilt ist, während beim realen Laserstrahl die Leistung zum Rand hin stark abfällt. Die Simulation geht hierbei von einzelnen, untereinander nicht wechselwirkenden Teilchen im Vakuum aus. Es wurde eine Gittergröße von 0.25 mm x 0.25 mm x 0.25 mm gewählt. In Abbildung 7 ist das Ergebnis für eine Potentialdifferenz von U = 1 V in der xy-Ebene, senkrecht zur Strahlachse, für Ionen in blau und Elektronen in grün zu sehen. Rote Punkte indizieren jeweils den Start und das Ende einer einzelnen Trajektorie. Dargestellt sind jeweils 500 Trajektorien.

Abbildung 8 zeigt die Simulation in der yz-Ebene, parallel zum Laserstrahl. Das stellenweise sichtbare Rastermuster der Elektroden entspricht hierbei dem Gitter, welches Simion zur Simulation benutzt. Verschieden grobe Gitterbereiche, fehlende Zellen und durchgängige Bereiche resultieren hierbei auf der Darstellungsgenauigkeit des verwendeten PDF-Programms oder des Druckers.

Deutlich zu erkennen ist, dass bereits für eine Potentialdifferenz von U = 1 V sowohl Elektronen als auch Ionen die jeweils anziehende Elektrode sicher treffen. Lediglich die am Anfang und am Ende des Kondensators erzeugten Teilchen verlassen den Simulationsbereich und werden daher gestoppt.

Um eine Aussage über den Nutzen des Aufbaus zu machen und die Aufbauten zu vergleichen, wird die Einsammelrate r des Aufbaus als Quotient der Anzahl gesammelter Teilchen $n_{\rm g}$ und der Anzahl erzeugter Teilchen $n_{\rm a}$ definiert

$$r = \frac{n_{\rm g}}{n_{\rm a}}.\tag{41}$$

Für den hier beschriebenen Plattenkondensator ergibt sich eine Einsammelrate der Elektronen von $r_{\rm el,Platte} \approx 98,24\%$ und der Ionen von $r_{\rm NO^+,Platte} \approx 98,36\%$ bei $n_{\rm a} = 5000$ und U = 1 V. Verluste treten ausschließlich an den Rändern auf. In Abbildung 9 ist die Einsammelrate der Elektronen als Funktion der Potentialdifferenz U aufgetragen. Dabei wird als Fitfunktion ein beschränktes Wachstum der Form

$$r_{\rm el,platte}(U) = r_{\rm max} - (r_{\rm max} - a) \cdot \exp\left(-k \cdot U\right) \tag{42}$$

mit der Schranke r_{\max} , dem Anfangsbestand a und der Wachstumskonstante k als Fitparameter verwendet.



Abbildung 7: Dargestellt ist die Trajektorie der NO⁺-Ionen in Blau und der Elektronen in Grün innerhalb des Plattenkondensators in der xy-Ebene des Plattenkondensators, Start und Endpunkte sind in Rot markiert.



(b) yz-Ebene Ionen

Abbildung 8: Dargestellt ist die Trajektorie der NO⁺-Ionen in Blau und der Elektronen in Grün innerhalb des Plattenkondensators in der yz-Ebene des Plattenkondensators, parallel zur Laserstrahlenachse, Start und Endpunkte sind in Rot markiert.



Abbildung 9: Dargestellt ist die Einsammelrate der Elektronen $r_{\rm el,Platte}$ als Funktion der Spannung U des Kondensators mit Fitfunktion nach Gleichung (42).

Für die Fitparameter ergeben sich die gerundeten Werte $r_{\text{max}} = (97, 1\pm 0, 4)\%$, $a = (46\pm 2)\%$ und $k = (25\pm 1) 1/V$. Deutlich zu erkennen ist, dass rund um 1 V die Einsammelrate bereits im gesättigten Bereich liegt. Die untere Schranke für eine Einsammelrate von über 90% liegt bei $U_{\text{min,Platte}} \approx 0,1 V$.

Innerhalb der Zelle sind Streuphotonen vorhanden, welche durch die spontane Emission der angeregten Moleküle und durch Streuung an den Fenstern und den Molekülen entstehen. Diese erzeugen durch den in Kapitel 2.6 beschriebenen Photoeffekt freie Elektronen, welche als Störung im Strom gemessen werden. Der hier beschriebene Plattenkondensator sammelt auf Grund seines homogenen Feldes in y-Richtung alle freien Elektronen, auch die störenden Photoeffektelektronen, ein. Um diese Fehlerquelle zu minimieren wird in Kapitel 5 ein dahingehend optimierter Aufbau beschrieben.

4.4. Messung des Ionisationsstroms

Um die Funktionsweise des entwickelten Aufbaus zu überprüfen, wird der Ionisationsstrom des Stickstoffmonoxids bei Bestrahlung mit dem UV-Laser gemessen. Im Folgenden werden der verwendete Messaufbau und die Messergebnisse diskutiert.

4.4.1. Messaufbau

Schematisch ist der Aufbau in Abbildung 10 zu sehen. Zur Messung des Ionisationsstroms wird ein Laser der Firma M Squared Lasers Limited verwendet. Mittels eines 532 nm Lasers mit 18 W wird ein TiSa-System gepumpt, welches die fundamentale Wellenlänge von 904 nm bei ungefähr 3,5 W bereitstellt. Diese wird zwei mal frequenzverdoppelt, um auf 452 nm und 1 W nach der ersten Verdopplung und 226 nm und 180 mW nach der zweiten Verdopplung zu kommen. Mittels eines Fabry-Pérot Interferometers und eines fasergekoppelten Wavemeters kann die Frequenzachse der Messung kalibriert werden. Eine genauere Betrachtung des Lasersystems ist in [2] zu finden.

Der bei Bestrahlung entstehende Ionisationsstrom wird mittels des Elektrodenaufbaus eingesammelt und über den *Model 1211* Verstärker von DL-Instruments [41] in ein messbares Spannungssignal im Bereich rund um 1 V umgewandelt. Der Verstärker ist hierbei an die Anode angeschlossen, gemessen werden in dieser Konfiguration damit die auftreffenden Elektronen an der Anode des Kondensators. Die Potentialdifferenz, welche am Plattenkondensator anliegt, lässt sich über die Spannung U_0 einstellen. Die Messung fand mit einem floating ground der Spannungsquelle statt.

Mittels einer $\lambda/2$ -Platte und eines polarisierenden Strahlteilers kann die an der Zelle ankommende Leistung eingestellt werden. Dazu wird die optische Achse der $\lambda/2$ -Platte per Hand justiert und mittels eines Leistungsmessers die Leistung zur Zelle hin gemessen. Hierbei wird ausgenutzt, dass der Laserstrahl bereits linear polarisiert ist. Hinter der Zelle wird das transmittierte Licht von einer Photodiode aufgenommen.

Das Gassystem besteht aus einer NO-Flasche mit 99,5% Reinheit und einem darauf folgendem Druckminderer um auf ungefähr 1 bar zu reduzieren. Anschließend kann über ein Nadelventil der genaue Druck P1 in der Zelle eingestellt werden. Hinter der Zelle sitzt die Vakuumpumpe, in diesem Experiment wurden eine Turbomolekularpumpe und eine Korrosivgas-Membranpumpe als zweistufiges Vakuumsystem genutzt. Zusammen mit diesen beiden kann das Vakuumsystem bis $1 \cdot 10^{-3}$ mbar evakuiert werden. Durch das Nadelventil kann ein Druckbereich von 1,5 mbar bis $1 \cdot 10^{-3}$ mbar stufenlos eingestellt werden. Während des Versuches lag eine reine Stickstoffmonoxidatmosphäre in der Zelle vor.



Abbildung 10: Dargestellt ist der verwendete Messaufbau für den Plattenkondensator mit blauem Laserstrahlengang und rotem Gasfluss. (Grafikbausteine nach [42, 43])

4.4.2. Funktionsnachweis

Um die Funktionalität des Aufbaus zu prüfen, wird die Frequenz des UV-Laserstrahls bei konstanter Leistung, konstantem Druck und konstanter Spannung rund um den Übergang $P_{12}(5,5)$ variiert. Dazu wird der fundamentale Strahl auf eine Wellenlänge von $\lambda_{\rm f} \approx 907,880$ nm mittels des Wavemeters als Referenz gesetzt. Anschließend werden die Resonatoren festgestellt und nochmals die erhaltene Laserleistung geprüft. Abschließend wird die Scanzeit auf 20 s und einen Bereich von 10 GHz für die fundamentale Wellenlänge eingestellt. Mittels eines Oszilloskops wird das elektrische Signal und das Signal der Photodiode aufgenommen. Als Trigger dient hierbei das Dreieckssignal des Scans der fundamentalen Wellenlänge. Das Vorgehen basiert auf [2]. Die Scanzeit wurde leicht erhöht, da der UV-Laser so stabiler seine Leistung gehalten hat und nicht so schnell seinen Lock verliert.

Die so gewonnen Daten sind in Abbildung 11 zu sehen. Hierbei wurde bei einer Spannung von $U_0 = 1$ V, einem Druck von $p_1 = 0.3$ mbar, eine Leistung von P = 30 mW und einer Verstärkung des elektrischen Signals von $1 \cdot 10^{-6}$ A/V gemessen. Basierend auf dem Vorgehen und den Ergebnissen in [2] wird mittels eines Polynoms dritter Ordnung die Rampe des Scans von den Daten abgezogen und über das Fabry-Pérot Interferometer eine relative Frequenzachse erstellt. Als Fitfunktion wird für das optische Signal basierend auf dem Lambert-Beerschen Gesetzt (9) zusammen mit einem Gauss-Profil eine Funktion der Form

$$\frac{I(\nu)}{I_0} = \exp\left[\frac{-A_0}{\sqrt{\left(2\cdot\pi\cdot\sigma_0^2\right)}}\cdot\exp\left(-\frac{(\Delta-\Delta_0)^2}{2\cdot\sigma_0^2}\right)\right]$$
(43)

mit dem Detuning Δ_0 , der Amplitude A_0 und der Standardabweichung σ_0 als Fitparameter genutzt.

Es wird davon ausgegangen, dass die inhomogenen Verbreiterungseffekte über die homogenen Verbreiterungen dominieren und somit kein vollständiges Voigt-Profil genutzt werden muss, sondern ein Gauss-Profil ausreicht [2].

Um das elektrische Signal vom vorherrschenden Rauschen zu trennen, wird dieses fouriertransformiert und alle Frequenzen über 45 Hz entfernt. Durch anschließende Rücktransformation wird das gezeigte Signal erhalten. Für den Fit des Signals wird ein Gauss-Profil der Form

$$J(\nu) = \frac{A_1}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot \sigma_1^2}} \exp\left(-\frac{(\Delta - \Delta_1)^2}{2 \cdot \sigma_1^2}\right)$$
(44)

mit der Amplitude A_1 , der Standardabweichung σ_1 und dem Detuning Δ_1 als Fitparameter angesetzt. Um Verwechslungen mit der Intensität I zu vermeiden wird für den Strom hier das Zeichen J genutzt. Es wird in beiden Fitfunktionen die Verschiebung Δ als Fitvariable genutzt. In Tabelle 1 sind die erhaltenen Fitparameter und ihre Unsicherheiten zu sehen.

Tabelle 1: Dargestellt sind die erhaltenen Fitparameter mit Unsicherheiten der Gleichungen (43) und (44) für das optische und das elektrische Signal des Kondensators. Alle Werte sind gerundet.

optisches Signal			elektrisches Signal		
Δ_0	$(2\pi \cdot \text{GHz})$	$6{,}931\pm0{,}002$	Δ_1	$(2\pi \cdot \mathrm{GHz})$	$6{,}946\pm0{,}008$
A_0	$(2\pi \cdot \text{GHz})$	$0,\!922\pm0,\!001$	A_1	$(2\pi \cdot \mathrm{GHz} \cdot \mathrm{nA})$	$0,\!197\pm0,\!003$
σ_0	$(2\pi \cdot \text{GHz})$	$1{,}205\pm0{,}002$	σ_1	$(2\pi \cdot \text{GHz})$	$0,944\pm0,008$



Abbildung 11: Dargestellt ist das aufgenommene elektrische und optische Signal zusammen mit den entsprechenden Fitfunktionen (43) und (44) für den Kondensator.

Erwartet wird basierend auf Gleichung (25) bei einer Temperatur von T = 293,65 K, einer Masse von m = 30 u und einer Wellenlänge von $\lambda \approx 226.97$ nm eine Dopplerverbreiterung von $\omega_{\rm D} \approx 2\pi \cdot 2,960$ GHz. Mittels Gleichung (23) ergibt sich hier eine Breite für das optische Signal von $\delta_{\rm G,opt,Platte} \approx 2\pi \cdot (2,837 \pm 0,005)$ GHz. Die Werte stimmen in der Größenordnung sehr gut überein.

Das elektrische Signal zeigt deutlich einen Peak bei der selben Verschiebung $\Delta_{0,1}$. Dies bestätigt die allgemeine Funktion des Aufbaus. Mittels Gleichung (23) ergibt sich eine FWHM für das elektrische Signal von $\delta_{G,el,Platte} \approx 2\pi \cdot (2,22 \pm 0,02)$ GHz. Auffällig ist die geringere Breite des Gaußprofils im elektrischen als im optischen Signal. Es konnte im Rahmen dieser Arbeit keine Erklärung für dieses Verhalten gefunden werden, eine zukünftig genauere Untersuchung des Sachverhaltes ist notwendig.

Bei der Berechnung der Fitfunktion und der Unsicherheiten der Fitparameter wurde auf die korrekte Anzahl an Punkten nach dem Filtern im Frequenzraum geachtet, um ein Überabtastung des Signals zu vermeiden.

4.4.3. Einfluss der Laserleistung

Um die Abhängigkeit des elektrischen Signals von der Laserleistung zu untersuchen, wird der UV-Laserstrahl möglichst exakt auf den $P_{12}(5,5)$ Übergang gesetzt, indem das Absorptionssignal bei festem Druck und Spannung durch variieren der Frequenz minimiert wird. Anschließend wird bei festem Druck von $p_1 = 0,5$ mbar und Spannung $U_0 = 1$ V für unterschiedliche Laserleistungen im Bereich von 1 mW bis 70 mW das elektrische Signal aufgenommen. Dabei wird fünf Sekunden lang das Hintergrundsignal mit vor der Zelle geblocktem Strahl und fünf Sekunden lang das Signal mit ungeblocktem Strahl aufgenommen. Der Verstärkungsfaktor betrug $1 \cdot 10^{-7}$ A/V. Die gewonnen Daten werden gemittelt und der Hintergrund abgezogen. In Abbildung 12 sind diese zusammen mit dem Signal der Photodiode zu sehen. Zur Überprüfung der Annahme eines (1+1)-REMPI Prozesses wird nach Gleichung (2) eine Funktion der Form

$$J(P) = a \cdot P^n \tag{45}$$

mit Fitparametern a und n angesetzt. In Tabelle 2 sind die Fitparameter und ihre Unsicherheiten angegeben.

Tabelle 2: Dargestellt sind die erhaltenen Fitparameter mit Unsicherheiten der Gleichung(45) für das elektrische Signal für den Kondensator. Alle Werte sind gerundet.

a	$\left(\frac{\mathrm{nA}}{\mathrm{mW}^n}\right)$	$(3,5\pm0,8)\cdot10^{-6}$
n	(a.u.)	$2{,}52\pm0{,}06$



Abbildung 12: Dargestellt ist das elektrische Signal über der Leistung des Laserstrahls mit Fehlerkreuzen für den Kondensator. Für den y-Fehlerbalken wird die statistische Unsicherheit aus Kapitel 4.4.2 verwendet.

Eine Zunahme des Signals mit der Leistung ist deutlich zu erkennen, der Exponent ist mit $n \approx 2,52 \pm 0,06$ größer als die erwarteten $n_{1+1\text{-Rempi}} = 2$. Dies liegt daran, dass auf Grund der Verbreiterung durch die Intensität bei zunehmender Leistung mehr Geschwindigkeitsklassen durch den Laserstrahl angeregt werden können. Es folgt eine höhere effektive Grundzustandsdichte und somit entsteht ein zusätzlicher nichtlinearer Effekt, welcher zu dem erwarteten quadratischen Verhalten hinzu gezählt werden muss. Basierend auf dieser Erklärung ist die Vermutung eines (1+1)-REMPI-Prozesses gerechtfertigt.

Der hier verwendete Versuchsaufbau ist sehr sensibel gegenüber äußeren Einflüssen. So ist der UV Lock sehr instabil, es treten starken Schwankungen des elektrischen Signals durch lange, ungeschirmte Kabel bis zum Verstärker auf und Vibrationen jeglicher Art erzeugen starkes Rauschen auf dem elektrischen Signal. Um neben dem UV Lock auch Schwankungen des Druckes oder der Laserleistung zu bemerken, wird das Photodiodensignal genutzt. Dieses sollte bis auf die Nichtlinearitäten der Photodiode linear mit der Leistung ansteigen. Für den Messpunkt bei 70 mW ist dies nicht der Fall, daher wird dieser bei der Berechnung der Fitfunktion vernachlässigt. Eine mögliche Ursache für dieses Verhalten ist die Instabilität des UV-Lasers bei hoher Leistung, welche, in der Zeit bis die Mittelung abgeschlossen ist, stark einbrechen kann. Eine andere Möglichkeit ist eine Schwankung des Drucks in der Zelle und der damit verbundenen Absorption.

Für die Fehler in der Leistung wird eine Ableseunsicherheit von $\pm 1 \text{ mW}$ angenommen, da die Leistung mittels eines Powermeters manuell aufgenommen wurde. Für die Fehler im elektrischen Signal wird der in Kapitel 4.4.2 erhaltene statistischen Fehler für die Amplitude des elektrischen Signals $\Delta A_{1,\text{el}} \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ nA}$ verwendet. Die Fehlerbalken werden hier von den Symbolen verdeckt. Systematische Fehler können in dieser Messung weitestgehend vernachlässigt werden, da ein reiner Offset durch das Abziehen des Hintergrundlevels während der Messung kompensiert wird und eine falsche Verstärkung lediglich den Proportionalitätsfaktor a beeinflusst, nicht jedoch den hier relevanten Exponenten n. Eine genauere Betrachtung der Fehlerquellen kann auf Grund der diversen, teilweise stark schwankenden Parametern nicht durchgeführt werden.

Werden die Werte für die Stromstärke aus Abbildung 11 mit den hier erhaltenen verglichen, zeigt sich eine Zunahme um ungefähr den Faktor 2. Jedoch sind die Ströme sehr klein. Eine mögliche Erklärung für dieses Verhalten ist ein Degradieren der Zelle. Nach längerer Messung zeigte sich auf den Fenstern der Zelle eine bräunliche Ablagerung, die durch Putzen mit Isopropanol entfernt werden konnte. Im Verlauf dieser Messung war nicht sichergestellt, dass die vor der Zelle eingestellte Leistung auch vollständig in der Zelle ankommt. Zu Beginn dieser Messung wurde die Zelle neu ausgerichtet, daher kommt vermutlich die Zunahme der Stromstärke. Die qualitative Aussage dieser Messung, die Bestätigung des (1+1)-REMPI-Prozesses wird nicht beeinträchtigt, da die Zeitskala der Änderung der Degradierung deutlich größer als die der Messung ist. Eine genauere Betrachtung der Degradierung ist in Kapitel 5.4.4 zu finden.

4.5. Fazit

Die hier erläuterte Anordnung der Elektroden als Plattenkondensator ermöglicht einen sehr großen, sehr homogenen Feldbereich, welcher einfach mit dem Laserstahl getroffen werden kann. Die perfekte Ausrichtung in der x- und y-Richtung senkrecht zur Strahlachse spielen eine untergeordnete Rolle, da das Feld erst zum Rand hin abfällt. Auch entlang der Laserachse ist das Feld sehr homogen und somit sehr gut geeignet. Die Potentialdifferenz zwischen den Platten hat im Bereich zwischen 1 V und 10 V bei Laborbedingungen einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Einsammelrate und die Trajektorie der Ladungsträger, diese werden vollständig eingesammelt.

Vorteil des Aufbaus ist eine kurze Wegstrecke bis zu den Elektroden und damit wenig Einfluss von Stößen untereinander und mit den Hintergrundgasteilchen. Die Funktionalität des Aufbaus wurde nachgewiesen, erwartete Ströme sind je nach Verschmutzungsgrad der Zelle im Bereich von 0,01 nA bis 1 nA.

Nachteil des hier beschreiben Aufbaus ist, dass sich Schwankungen der Potentialdifferenz direkt auf das elektrische Feld an der Position der Laserstrahlen auswirken und somit die Resonanzfrequenz verändern. Je stärker der Kondensator geladen ist, desto größer ist der zu kompensierende Stark-Effekt. Zudem schützt dieser Aufbau nicht vor Photoeffekt-Elektronen, die den gemessenen Strom verfälschen.

5. Optimierte Elektrodenanordnung

In diesem Kapitel wird eine andere Elektrodenanordnung dargestellt, welche die entstehenden Ionen aufsammeln und gleichzeitig Ungenauigkeiten durch den Photoeffekt verhindern soll. Diese Anordnung wird im Folgenden auf Grund ihrer Form als "Haus"-Aufbau benannt.

5.1. Aufbau

Die gewählte Anordnung ist in Abbildung 13 mit blau markierter Laserachse und rot markierter Gasflussrichtung zu sehen. Der Aufbau besteht aus einem Außenrahmen, einer Abschirmung und einer Messelektrode. Er ist (5 ± 0.1) cm breit, (7 ± 0.1) cm lang und (5 ± 0.2) cm hoch. Der Außenrahmen besteht aus einem Kupferdrahtgitter mit 0.63 mm Maschengröße und 0,2 mm Drahtstärke. Dieses soll im Homogenitätsverhalten möglichst nahe an einer Vollmaterialplatte sein, während es dennoch gasdurchlässig bleibt. Um den Laser nicht zu stören sind zwei Langlöcher mit $(5 \pm 0,1)$ mm Durchmesser und $(1 \pm 0,1)$ cm Länge in das Drahtgitter geschnitten. In der Simulation werden diese durch Rundlöcher mit 1 cm Durchmesser ersetzt. Die Abschirmung und die Messelektrode bestehen aus (0.2 ± 0.05) mm dickem Kupferblech. Die Aufgabe der mittig sitzenden Abschirmung ist es, die Messelektrode vor Streulicht abzuschirmen und gleichzeitig die definierte Bahn der Ionen sicherzustellen. Außenrahmen und Abschirmung sind in einem vertikalen Abstand von $(2\pm0,1)$ cm zueinander und $(3\pm0,1)$ cm über der Messelektrode am Boden des Aufbaus positioniert. Außenwand und Abschirmung befinden sich auf dem selben Potential und werden gegenüber der Messplatte aufgeladen. Eine genaue Betrachtung des Aufbaus ist im Anhang B zu finden. Der in Abbildung 13 gezeigte Aufbau wurde ebenfalls mit Inventor Pro 2021 erstellt und dient als Grundlage für die Simulation mittels Simion. Für die Simulation mittels Comsol wurde ein zweites Modell mit vereinfachter Außenwand erstellt, eine nähere Betrachtung findet im folgenden Unterkapitel statt.



Abbildung 13: Dargestellt ist das CAD Modell der Elektrodenanordnung Haus aus Inventor mit blau markierter Laserstrahlachse und rot markierter Gasflussrichtung. Zu sehen ist der Außenrahmen, die Abschirmung in der Mitte des Aufbaus und die Messelektrode am Boden.

5.2. Elektrische Feldanalyse

Analog zum Vorgehen in Kapitel 4.2 wurde das elektrische Feld innerhalb des Aufbaus mittels Comsol 5.0 in einer finite Elemente Simulation bestimmt. Dazu wurde erneut das 3D-Modell aus Inventor verwendet und mit einem Luftwürfel umgeben. Auf Grund der Komplexität der Außenwand, in der jede Gitterstrebe einzeln dargestellt ist, musste die Geometrie vereinfacht werden, indem statt von einem Gitter von einer festen Wand ausgegangen wird. Ohne diese Vereinfachung war eine Simulation nicht möglich. Um die entstehende Abweichung einschätzen zu können, wurde ein 1,5 cm auf 1,5 cm Gitterstück und eine gleichgroße Vollmaterialplatte simuliert. Dabei wird das elektrische Feld mittig über dem betrachteten Stück in ansteigendem Abstand untersucht. Zwischen dem betrachteten Stück und einer 2 cm weit entfernten Wand wurde eine Potentialdifferenz von U = 10 V angelegt. In Abbildung 14 ist der Betrag des entstehenden elektrischen Feldes aufgetragen.



Abbildung 14: Dargestellt ist der Betrag E des elektrischen Feldes über dem Abstand zum simulierten Gitter und der simulierten Platte mittig über dem Objekt bei einer Potentialdifferenz von U = 10 V. In Blau ist die Vollmaterialplatte, in Grün das Feld direkt über einem Draht und in Orange mittig über einer Öffnung gezeigt.

Deutlich zu erkennen ist, dass sich das Verhalten des Gitters erst bei Abständen von unter 2 mm vom Gitter deutlich von dem Verhalten an der Wand unterscheidet. Basierend auf diesem Ergebnis wird davon ausgegangen, dass der im Folgenden mit Vollmaterial simulierte Aufbau bis auf die Bereiche direkt vor der Wand im Verhalten näherungsweise gleich ist. Jedoch wird der absolute Wert zwischen einer Simulation mit Gitter und mit Vollmaterial voneinander abweichen. In dieser Arbeit wird das qualitative Verhalten und die Größenordnungen der Felder untersucht, daher werden diese Abweichungen vernachlässigt.

Der so vereinfachte Aufbau wird mit einer Potentialdifferenz zwischen der Messplatte und der Außenwand/Abschirmung von U = 20 V simuliert. Die x-Achse liegt dabei horizontal, die y-Achse vertikal. Die z-Achse verläuft entlang der Laserachse. In Abbildung 15 ist der Betrag des elektrischen Feldes in der xy-Ebene senkrecht zur Strahlachse als Schnitt mittig durch den Aufbau als Heatmap dargestellt. Grüne Pfeile indizieren die grobe Richtung des elektrischen Feldes in der xy-Ebene.



Abbildung 15: Dargestellt ist links der Betrag E des elektrischen Feldes als Heatmap und die Richtung mittels grüner Pfeile für eine Potentialdifferenz von U = 20 V, rechts ein vereinfachtes Modell aus Inventor mit gelb markierter Betrachtungsebene.

In dieser Darstellung sind Bereiche mit einer Feldstärke von über 100 V/m in Rot dargestellt, damit der relevante Mittelbereich zwischen der Abschirmung und dem Dach des Aufbaus zu sehen bleibt. In diesem findet die Wechselwirkung zwischen den Molekülen und dem Laserstrahl statt. Die komplette untere Hälfte des Aufbaus hat keinen Einfluss auf die Anregung der Moleküle durch den Laserstrahl und dient lediglich der Beschleunigung der Teilchen zur Messelektrode hin. Eine Betrachtung der Flugbahn ist im folgenden Kapitel dargestellt.

Deutlich zu erkennen ist der fast feldfreie Mittelbereich bei $x \approx 25 \,\mathrm{mm}$ und $y \approx 45 \,\mathrm{mm}$. Die Idee dieses Aufbaus ist es, den Laserstrahl genau auf dieser feldfreien Symmetrielinie zwischen der gleichgeladenen Abschirmung und dem Dach des Aufbaus auszurichten. Dadurch wird das wahrgenommene Feld und damit der Stark-Effekt minimiert. Um die entstehenden Ionen dennoch einzusammeln, soll das Feld aus der Mitte heraus ansteigen und die Teilchen auf eine definierte Bahn zur Messelektrode bringen. Dieser Aufbau misst dabei die auftreffenden Ionen.

In Abbildung 16 ist der feldfreie Bereich in höherer Auflösung dargestellt. Hier ist deutlich der näherungsweise feldfreie Bereich bei x = 25 mm und y = 47,5 mm zu sehen. Dies entspricht im realen Aufbau einer Laserstrahlhöhe von ungefähr 7 mm über der Abschirmung, im unteren Bereich der Laseröffnung. Eine genaue Betrachtung der Geometrie ist im Anhang B zu finden.

Um den Laserbereich näher zu untersuchen ist in Abbildung 17 der Betrag des elektrischen Feldes als Schnitt entlang der Gasflussrichtung, der x-Achse des Aufbaus, senkrecht zur Laserstrahlachse durch den feldfreien Punkt dargestellt.



Abbildung 16: Dargestellt ist links der Betrag E des elektrischen Feldes nahe am feldfreien Mittelbereich zwischen der Abschirmung und dem Dach des Aufbaus mit angepasster Farbskala und grünen Feldrichtungspfeilen, rechts ein vereinfachtes Modell aus Inventor mit gelb markierter Betrachtungsebene.



Abbildung 17: Dargestellt ist links der Betrag E des elektrischen Feldes entlang der Gasflussrichtung durch den feldfreien Punkt, rechts ein vereinfachtes Modell aus Inventor mit rot markierter Gasflussrichtung.

Gut erkennbar ist der Symmetriepunkt bei x = 25 mm. Ein Laserstrahl mit 2 mm Durchmesser erfährt damit zu seinen Rändern hin ein Feld von maximal $E \approx 3.5 \text{ V/m}$, solange er mittig ausgerichtet ist. Verglichen mit dem Plattenkondensator in Kapitel 4.2 bei $U_{\text{Platte}} = 1 \text{ V}$ wurde damit die Feldstärke in diesem Aufbau bei $U_{\text{Haus}} = 20 \text{ V}$ um knapp zwei Größenordnungen von 100 V/m auf 3.5 V/m reduziert.

Um das Feld auch in der vertikalen Richtung zu betrachten ist in Abbildung 18 der Betrag des elektrischen Feldes als Schnitt durch den feldfreien Punkt entlang der y-Achse senkrecht zur Laserstrahlachse und zur Gasflussrichtung dargestellt.



Abbildung 18: Dargestellt ist links der Betrag E des elektrischen Feldes entlang der vertikalen Richtung durch den feldfreien Punkt, rechts ein vereinfachtes Modell aus Inventor mit grün markierter Betrachtungsrichtung.

In dieser Abbildung ist deutlich die $y = 47,5 \,\mathrm{mm}$ Position des feldfreien Punktes zu erkennen. Ein Strahl mit 2 mm Durchmesser erfährt ein maximales Feld von $E \approx 3 \,\mathrm{V/m}$. Das unsymmetrische Verhalten in y-Richtung basiert hierbei auf der Tatsache, dass der feldfreie Punkt näher an der Abschirmung liegt als an dem Dach des Aufbaus.

Neben dem Feld in der xy-Ebene ist das Feld entlang der z-Achse, der Laserachse, von Relevanz. Abbildung 19 zeigt den Betrag des elektrischen Feldes entlang der Laserachse.



Abbildung 19: Dargestellt ist links der Betrag E des elektrischen Feldes entlang der Laserachse durch den Aufbau, rechts ein vereinfachtes Modell aus Inventor mit blau markierter Laserachse.

Deutlich zu erkennen ist, dass das Feld nicht mehr homogen wie beim Plattenkondensator ist, sondern zu den Rändern hin ansteigt und dann stark abfällt. Der feldfreie Mittelpunkt bei z = 35 mm entspricht hierbei dem Symmetriepunkt zwischen beiden Seiten. Durch den Anstieg sind die relativen Änderungen der Feldstärke sehr groß, die absoluten Änderungen liegen hierbei jedoch im Bereich von $E \approx 4 \text{ V/m}$ und sind damit verglichen mit dem E = 100 V/m-Feld des Plattenkondensators sehr klein. Die Betrachtung des elektrischen Feldes ergibt im Vergleich zum Plattenkondensator eine Verschlechterung der Feldhomogenität, dafür aber eine starke Reduktion des Betrags E des Feldes auf der Laserachse.

Wird die Potentialdifferenz des Aufbaus reduziert, reduziert sich in selbem Maße die Feldstärke. In Abbildung 20 ist der feldfreie Bereich in der xy-Ebene senkrecht zur Laserstrahlachse für eine Potentialdifferenz von U = 10 V dargestellt.



Abbildung 20: Dargestellt ist links der Betrag E des elektrischen Feldes als Heatmap in der xy-Ebene und die Richtung des Feldes als grüne Pfeile, rechts ein vereinfachtes Modell aus Inventor mit gelb markierter Betrachtungsebene.

Deutlich zu erkennen ist, dass der Bereich mit niedriger Feldstärke größer wird, das Richtungsverhalten jedoch das selbe bleibt. Auch der Kurvenverlauf entlang der verschiedenen, betrachteten Achsen bleibt gleich, die Feldstärke halbiert sich beim Halbieren der Potentialdifferenz. Die angelegte Spannung kann somit als experimenteller Parameter zur Optimierung des Messvorgangs frei gewählt werden ohne den feldfreien Punkt zu verschieben oder zu stören. Es verändert sich lediglich die Steigung des Betrags des elektrischen Feldes aus dem Punkt heraus und somit wie stark die Teilchen beim Verlassen dieses Bereiches beschleunigt werden.

5.3. Elektronen- und Ionen-Trajektorie

Mittels Simion 8.1 wird für den Haus-Aufbau die Trajektorie der NO⁺-Ionen und der Elektronen simuliert. Dabei werden die selben Anfangsparameter und Annahmen wie in Kapitel 4.3 verwendet. Für Simion ist die Gitterstruktur der Außenwände kein Problem, da hier das zu simulierende Gitter durch ein einfaches Rastermuster definiert wird, während Comsol ein für die Geometrie optimiertes Gitter berechnet. In diesem Fall wurde eine Rastergröße von 0,05 mm gewählt, um auch die feinen Gitterstäbe noch auflösen zu können. Die Teilchen werden erneut auf einem Zylinder mit 2 mm Durchmesser in alle Richtungen verteilt losgeschickt. Dabei wurde die Zylinderachse auf die im vorherigen Unterkapitel bestimmte, feldfreie Laserstrahlachse gelegt. In Abbildung 21 sind die Trajektorien der NO⁺-Ionen in der xy-Ebene für eine Potentialdifferenz von U = 20 V und 5000 Teilchen zu sehen. Rote Punkte markieren dabei den Start und das Ende einer Trajektorie.



Abbildung 21: Dargestellt sind die Trajektorien von 5000 NO⁺-Ionen in der xy-Ebene des Aufbaus, rote Punkte markieren den Start und das Ende einer Trajektorie.

Gut zu erkennen ist, dass der Großteil der Ionen wie gewünscht die Messelektrode am Boden des Aufbaus trifft. Lediglich ein kleiner Teil verlässt den Aufbau nach oben, trifft die Abschirmung oder seitlich eine Wand. In Abbildung 22 sind die Trajektorien in der yz-Ebene dargestellt.



Abbildung 22: Dargestellt sind die Trajektorien der NO⁺-Ionen in der yz-Ebene mit rot markierten Start- und Endpunkten.

Deutlich zu sehen ist, dass der Großteil der Teilchen, die das Dach treffen oder den Aufbau verlassen, dies am Randbereich tun. In der Mitte des Aufbaus werden fast alle Teilchen wie erwartet abgelenkt. In dieser Simulation treffen ungefähr 2,77% der Ionen das Außengitter oder die Abschirmung und ungefähr 4,87% verlassen den Simulationsbereich.

Die Elektronen sollen in diesem Aufbau von der Messelektrode ferngehalten werden, es werden die Ionen gemessen. In Abbildung 23 sind in der xy-Ebene die Trajektorien von 1000 Elektronen ausgehend von der Laserstrahlachse aus zu sehen.



Abbildung 23: Dargestellt sind die Trajektorien von 1000 Elektronen in der xy-Ebene des Aufbaus mit rot markierten Start- und Endpunkten.

Wie erwartet werden die Elektronen zu den positiv geladenen Außenwänden und der Abschirmung hin beschleunigt und erreichen die negative Messelektrode nicht. Auch hier werden nicht alle Elektronen eingesammelt, was jedoch die Funktionalität des Aufbaus nicht einschränkt. Es treffen ungefähr 63,45% der Elektronen das Außengitter oder die Abschirmung und ungefähr 36,55% verlassen den Aufbau.

Dieser Aufbau wurde mit dem Ziel entwickelt den störenden Photoeffekt zu minimieren. Dazu muss die Messelektrode vor freien Elektronen geschützt werden und zusätzlich nicht von Streulicht des Laserstrahls getroffen werden. Werden freie Elektronen eingesammelt, wird bei der Ionenmessung ein zu kleiner Strom detektiert, bei Bestrahlung der Elektrode werden Elektronen heraus gelöst und so ein zu großer Strom detektiert. Die positiv geladene Abschirmung dient dazu, die Messelektrode vor dem Streulicht abzuschirmen. Der Ionenstrom wird gemessen, da dann die Messelektrode negativ geladen ist und somit von alleine Elektronen abstößt. Es wird angenommen, dass auf der Laserstrahlachse Streulicht entsteht und beim Auftreffen auf den Elektroden Elektronen erzeugt werden, welche in 0,5 mm Abstand zur Elektrode thermalisieren. Abbildung 24 zeigt die resultierenden Trajektorien. Hierbei kennzeichnen cremèfarbene Strahlen das entstehende Streulicht um die abschirmende Wirkung der Abschirmung zu zeigen. An den Stellen, an denen die Elektroden von dem Streulicht getroffen werden, wird ein Elektron in 0,5 mm Abstand zur Elektrode mit gaußverteilter Geschwindigkeit in grün erzeugt.



Abbildung 24: Dargestellt sind die Trajektorien von 3000 Elektronen in grün und 500 Streulichtstrahlen in cremèfarben zur Simulation des Photoeffekteinflusses mit rot markierten Start- und Endpunkten.

Gut zu erkennen ist, dass die Elektronen sich lediglich in der oberen Hälfte des Aufbaus bewegen und keines die untere Messelektrode trifft. Von den 3000 erzeugten Elektronen treffen ungefähr 71,57% das Außengitter oder die Abschirmung und ungefähr 28,43% verlassen den Aufbau. Die Dimensionen der Abschirmung sind so gewählt, dass die Messelektrode nicht von Streulicht, entstehend auf der Laserstrahlachse, getroffen werden kann. Damit verhindert dieser Aufbau den Einfluss des Photoeffektes.

Um die beiden Aufbauten miteinander Vergleichen zu können, wird die in Gleichung (41) definierte Einsammelrate r verwendet. Für den hier beschriebenen Plattenkondensator bei einer Potentialdifferenz von U = 20 V und $n_a = 5000$ ergibt sich eine Einsammelrate der zu messenden Ionen von $r_{\rm NO^+,Haus} \approx 94,28\%$. Dies liegt leicht unter der Einsammelrate $r_{\rm el,Platte} \approx 98,36\%$ der zu messenden Elektronen des Plattenkondensators bei $U_{\rm Platte} = 1$ V.

Abbildung 25 zeigt die Einsammelrate der Ionen als Funktion der Potentialdifferenz U. Dabei wird analog zu dem Vorgehen für Abbildung 9 ein beschränktes Wachstum nach Gleichung (42) mit der Schranke r_{\max} , dem Anfangsbestand a und der Wachstumskonstante k als Fitfunkion angesetzt.



Abbildung 25: Dargestellt ist die Einsammelrate der Ionen $r_{\rm NO^+,Haus}$ als Funktion der Spannung U des Haus-Aufbaus mit Fitfunktion nach Gleichung (42).

Für die Fitparameter ergeben sich die gerundeten Werte $r_{\text{max}} = (93,7\pm0,4)\%, a = (25\pm2)\%$ und $k = (0,18\pm0,01) \text{ 1/V}$. Die untere Schranke für eine Einsammelrate von über 90% liegt bei $U_{\text{min,Haus}} \approx 17 \text{ V}$, bei einer Spannung von U = 10 V wird eine Einsammelrate von $r_{\text{NO}^+,\text{Haus}} \approx 81,5\%$ erhalten.

Der Plattenkondensator zeigt bei der Simulation ein homogeneres Feld und eine höhere Einsammelrate, der Haus-Aufbau jedoch eine deutlich niedrigere Feldstärke und schützt vor Einflüssen durch den Photoeffekt.

Zu beachten ist hierbei, dass die Simulationen von einem absolutem Vakuum ausgegangen sind und daher weder für den Plattenkondensator noch für den Haus-Aufbau Stöße der Ladungsträger untereinander und mit dem Hintergrundgas berücksichtigt werden.

5.4. Messung des Ionisationsstroms

Um die Funktionsweise des Aufbaus zu überprüfen und einen Vergleich zum Kondensator-Aufbau zu ermöglichen, wird der Ionisationsstrom des Stickstoffmonoxids bei Bestrahlung mit dem UV-Laser gemessen. Im Folgenden werden der verwendete Messaufbau und die gewonnenen Ergebnisse erläutert.

5.4.1. Messaufbau

Schematisch ist der Aufbau in Abbildung 26 zu sehen. Im Vergleich zu dem in Kapitel 4.4.1 beschriebenen Messaufbau werden die Zelle und damit die verwendete Elektrodenanordnung getauscht und die Messung des Stroms geändert. In dieser Konfiguration ist das Strommessgerät auf der negativen Seite der Spannungsquelle, somit wird der Ionenstroms statt des Elektronenstroms gemessen. Es wurde erneut mit einem floating ground der Spannungsquelle gemessen. Die Größe der Glaszelle ist weitestgehend gleich, eine genauere Betrachtung der unterschiedlichen Glaskörper ist im Anhang C zu finden. Durch beibehalten der Messparameter und des äußeren Aufbaus können die Aufbauten untereinander besser verglichen werden. Beim Design und der Festlegung der Größen wurde auf eine einfache Austauschbarkeit der Aufbauten geachtet.



Abbildung 26: Dargestellt ist der verwendete Messaufbau für das Haus mit blauem Laserstrahlengang und rotem Gasfluss. (Grafikbausteine nach [42, 43])

5.4.2. Funktionsnachweis

In Analogie zum Vorgehen in Kapitel 4.4.2 wird die Frequenz des UV-Laserstrahls bei fester Leistung, festem Druck und fester Spannung des Elektrodenaufbaus rund um den $P_{12}(5,5)$ Übergang variiert. Einstellungen und Vorgehen während der Messung sind gleich, lediglich die Spannung des Aufbaus wurde auf U = 10 V, die Verstärkung auf $1 \cdot 10^{-7}$ A/V und der Druck auf 0,5 mbar erhöht. Die Laserleistung blieb bei 30 mW. Mittels des selben Auswertungsverfahrens, dem Abziehen der Scan-Rampe, dem Erstellen einer relativen Frequenzachse und dem Ansetzten der Fitfunktionen (43) und (44) wie in Kapitel 4.4.2 werden die in Abbildung 27 dargestellten Daten erhalten. In Tabelle 3 sind die erhaltenen Fitparameter mit ihren Unsicherheiten dargestellt.

Tabelle 3: Dargestellt sind die erhaltenen Fitparameter mit Unsicherheiten der Gleichungen (43) und (44) für das optische und das elektrische Signal des Hausaufbaus. Alle Werte sind gerundet, zu beachten ist das umgekehrte Vorzeichen von A_1 .

optisches Signal			elektrisches Signal		
Δ_0	$(2\pi \cdot \text{GHz})$	$10,\!337\pm0,\!004$	Δ_1	$(2\pi \cdot \text{GHz})$	$10{,}430 \pm 0{,}005$
A_0	$(2\pi \cdot \mathrm{GHz})$	$1,\!343\pm0,\!004$	$-A_1$	$(2\pi \cdot \mathrm{GHz} \cdot \mathrm{nA})$	$0,734\pm0,004$
σ_0	$(2\pi \cdot \mathrm{GHz})$	$1{,}202\pm0{,}004$	σ_1	$(2\pi \cdot \mathrm{GHz})$	$0,\!881\pm0,\!005$



Abbildung 27: Dargestellt ist das aufgenommene elektrische und optische Signal zusammen mit den entsprechenden Fitfunktionen (43) und (44) für den Haus-Aufbau.

Deutlich zu erkennen ist, dass der Peak im elektrischen Signal nach unten geöffnet ist, statt nach oben wie der Peak beim Kondensator-Aufbau. Dies liegt daran, dass bei diesem Aufbau die auftreffenden Ionen gemessen werden und damit die Stromflussrichtung umgekehrt ist. Bei gleicher Polung des Strommessgerätes wird daher ein negatives Signal erhalten. Dies belegt die prinzipielle Funktionalität des Aufbaus.

Nach Gleichung (23) ergibt sich ein Wert für die Verbreiterung des optischen Signals von $\delta_{G,opt,Haus} \approx 2\pi \cdot (2,831 \pm 0,009) \text{ GHz}$. Dieser Wert stimmt in der Größenordnung gut mit dem erwarteten Wert $\Delta \omega_D \approx 2\pi \cdot 2,960 \text{ GHz}$ nach Gleichung (25) und dem berechneten Wert $\delta_{G,opt,Platte} \approx 2\pi \cdot (2,837 \pm 0,005) \text{ GHz}$ überein.

Für das elektrische Signal ergibt sich mittels Gleichung (23) eine FWHM von $\delta_{G,el,Haus} \approx 2\pi \cdot (2,07 \pm 0,01) \text{ GHz}$. Dies ist im Vergleich zu dem Plattenkondensator $\delta_{G,el,platte} \approx 2\pi \cdot (2,22 \pm 0,02) \text{ GHz}$ in der selben Größenordnung, weicht jedoch nochmals stärker von der optischen Verbreiterung ab. Eine mögliche Erklärung konnte bisher nicht gefunden werden. Weitere Untersuchungen dieses Verhaltens sind notwendig.

5.4.3. Einfluss der Laserleistung

Die Untersuchung des Einflusses der Laserleistung des UV-Lasers auf das elektrische Signal wird analog zu dem Vorgehen in Kapitel 4.4.3 durchgeführt. Die Frequenz des Laserstrahls wird möglichst exakt auf den Übergang $P_{12}(5,5)$ gesetzt und die Parameter für den Druck $p_1 = 0,5$ mbar und die Spannung $U_0 = 10$ V eingestellt. Die Verstärkung betrug $1 \cdot 10^{-7}$ A/V. Es werden Werte bis zu einer Leistung von 60 mW aufgenommen. Dabei wurde zehn Sekunden lang das Hintergrundsignal mit geblocktem Strahl und zehn Sekunden lang das Messsignal mit ungeblocktem Strahl aufgenommen. Nach Mittelung und Abziehen des Hintergrundes werden die in Abbildung 28 dargestellten Daten erhalten. Hierbei wird erneut eine Fitfunktion nach Gleichung (45) verwendet. In Tabelle 4 sind die erhaltenen Fitparameter und ihre Unsicherheiten dargestellt.

Tabelle 4: Dargestellt sind die erhaltenen Fitparameter mit Unischerheiten der Gleichung(45) für das elektrische Signal des Haus-Aufbaus. Alle Werte sind gerundet.

a	$\left(\frac{\mathrm{nA}}{\mathrm{mW}^n}\right)$	$(6,7\pm2,1)\cdot10^{-5}$
n	(a.u.)	$2,\!48\pm0,\!08$



Abbildung 28: Dargestellt ist das elektrische Signal über der Leistung des Lasers mit Fehlerkreuzen für den Haus-Aufbau. Für den y-Fehlerbalken wird der statistische Fehler aus Kapitel 5.4.2 verwendet.

Deutlich zu erkennen ist, dass das elektrische Signal stark mit der Leistung ansteigt. Der erhaltene Exponent von $n_{\text{haus}} = 2,48 \pm 0,08$ ist größer als die erwarteten $n_{1+1\text{Rempi}} = 2$, passt jedoch sehr gut zu dem Wert für den Plattenkondensator von $n_{\text{platte}} = 2,52 \pm 0,06$. Die Werte stimmen für beide Aufbauten innerhalb ihrer Fehlergrenzen überein. Basierend darauf erscheint die Annahme einer Vergrößerung des Exponenten um ungefähr 0,5 basierend auf einer Leistungsverbreiterung plausibel. Weitere Messungen zur Bestätigung dieses Verhaltens konnten im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt werden.

Für die Fehler der Leistung wird erneut ein Wert von $\Delta P = 1 \text{ mW}$ angenommen aufgrund der manuellen Bestimmung mittels eines Powermeteres. Für das elektrische Signal wird der statistische Fehler $\Delta A_{1,\text{el}} \approx 0,004 \text{ nA}$ aus Kapitel 5.4.2 verwendet. Die systematischen Fehler können erneut vernachlässigt werden, da das Abziehen des Hintergrundes einen möglichen Offset kompensiert und ein falscher Verstärkungsfaktor keinen Einfluss auf den Exponenten hat. Bei der Bestimmung des statistischen Fehlers wird darauf geachtet eine Überabtastung zu vermeiden. Weitere Fehlerquellen können nicht quantifiziert werden, da der Versuchsaufbau zu instabil und die Parameter nicht kontrollierbar waren.

Das Photodiodensignal dient hierbei erneut als Indikator für Störungen der Messung. Die leicht andere Steigung für Leistungen oberhalb 35 mW liegt vermutlich an der Instabilität des UV-Lasers, welcher für höhere Leistungen schon während der 10 s langen Messung leicht an Leistung einbüßte. Dennoch ist das Verhalten sehr gut zu erkennen.

Werden die Stromstärken in Abbildung 27 und die hier gemessenen Stromstärken mit denen aus Kapitel 4.4 verglichen, zeigt sich eine deutliche Zunahme. Dies liegt wahrscheinlich daran, dass auf die Sauberkeit der Scheiben geachtet wurde und diese vor der Messung gereinigt werden. Eine genauere Betrachtung des Effekts der Verschmutzung ist im folgenden Unterkapitel zu finden.

5.4.4. Langzeitexposition

Die verwendeten Glaszellen zeigen nach langer Messung mit dem UV-Laser bräunliche Verunreinigungen an den Scheiben, genau an der Position des Lasers. Diese Ablagerungen sitzen auf der Oberfläche an der Innenseite des Glases und lassen sich mit Isopropanol und Reinigungstüchern durch leichtes Reiben vollständig entfernen. Aufgrund dieser Ablagerungen sinkt jedoch die in der Zelle ankommende und die durch die Zelle transmittierte Leistung mit der Zeit. Dies ist eine mögliche Ursache der niedrigeren Ströme in Kapitel 4.4.3 bei der Untersuchung der Leistungsabhängigkeit verglichen mit denen in Kapitel 4.4.2 bei der Untersuchung der Funktionalität. Um die Degradierung deutlich zu machen und eine grobe Zeitskala aufzunehmen wurde die Frequenz des UV-Lasers auf den Übergang $P_{12}(5,5)$ und die Leistung auf 20 mW eingestellt, die Zelle mit einem Druck von $p_1 = 0,3$ mbar befüllt und eine Spannung von $U_0 = 10$ V angelegt. Anschließend wurde die Photodiodenspannung in regelmäßigen Zeitabständen von ungefähr 10 min für 10 Sekunden aufgenommen und gemittelt. Abbildung 29 zeigt die erhaltenen Datenpunkte.



Abbildung 29: Dargestellt ist die Spannung der Photodiode hinter der Zelle über der Zeit.

Deutlich zu erkennen ist eine starke Abnahme der Spannung über einen Zeitraum von 90 min. Der Wert bei ungefähr 45 min wurde aufgenommen, kurz nachdem sich der Druck verstellt und der Laser seinen Lock verloren hatte. Der UV-Laser schwankt in seiner Leistung direkt nach dem neuen Locken stark, daher war hier eine konstante Leistung von 20 mW über die 10 Sekunden Mittelung nicht sichergestellt. Dies führt zu der sichtbaren Abweichung des Wertes. Auf eine ausführliche Fehlerbetrachtung wird hier verzichtet, die Messung soll lediglich eine grobe Zeitachse liefern.

Eine mögliche Ursache für dieses Verhalten ist eine Verunreinigung der NO-Atmosphäre durch organisches Material oder Öl aus dem Vakuumaufbau. Diese können sich am Glas absetzen und werden dort vom Laser verbrannt. Quellen für diese möglichen Verunreinigungen könnten die verwendeten Gummidichtungen der KF-16 Flansche des Vakuumsystems sein, welche vom Stickstoffmonoxid angegriffen werden. Der in dieser Arbeit entwickelte zweite Zellkörper nutzt ausschließlich PTFE-Dichtungen, welche NO-beständig sind, der Vakuumaufbau jedoch noch nicht. Eine genauere Betrachtung des Glaskörpers ist im Anhang C zu finden. Eine genauere Untersuchung der Verunreinigungen zur genauen Bestimmung der Ursache und Behebung des Problems ist zukünftig notwendig.

5.5. Fazit

Der Haus-Aufbau ermöglicht eine sehr niedrige Feldstärke im Bereich des Laserstrahls bei gleichzeitig hoher Einsammelrate von $r_{\rm NO^+, Haus} > 90\%$ bei einer Potentialdifferenz von U = 20 V. Resultierend aus der Geometrie spielen Schwankungen der Spannung keine große Rolle, da sich diese an der Stelle des Laserstrahls gegenseitig ausgleichen. Zudem schützt der so gewählte Aufbau vor Einflüssen durch den Photoeffekt indem die Messelektrode vor Streustrahlung abgeschirmt wird und durch die Wahl der Messung des Ionenstroms keine freien Elektronen eingesammelt werden.

Die Funktionalität des Aufbaus wurde nachgewiesen, erwartete Ströme sind im Bereich von $0,01\,\rm nA$ bis $1\,\rm nA$ und damit ähnlich zum Plattenkondensator.

Nachteil des Aufbaus ist die lange Flugstrecke der Ionen und damit eine große Chance von Stößen untereinander und mit dem Hintergrundgas. Um eine Aussage treffen zu können, inwiefern sich diese genau auf den gemessenen Strom auswirken, sind weitere Untersuchungen notwendig. Ein weiterer Nachteil des Aufbaus ist, dass die exakte Ausrichtung des Laserstrahls relevant für die Minimierung des elektrischen Feldes ist. Im Gegensatz zum Kondensator, dessen Feld im gesamten Querschnitt gleich ist, spielt bei dem hier beschriebene Haus-Aufbau die Position eine größere Rolle. Eine Aussage darüber, wie groß der Einfluss auf den gemessenen Strom ist, kann auf Grund des unbekannten Stark-Effekt-Einflusses nicht getroffen werden.

6. Zusammenfassung und Ausblick

6.1. Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit ist das Design, die Herstellung und das Testen einer Elektrodenanordnung zur Detektion von Ionisationsströmen zusammen mit der Entwicklung einer an diesen Aufbau angepassten Zelle.

Um dies zu erreichen wurden die notwendigen Anforderungen an die Zelle und den Elektrodenaufbau formuliert. Basierend auf diesen wurden zwei unterschiedliche Glaszellen mit Halterung für den Optiktisch entworfen und aufgebaut. Zwei unterschiedliche Elektrodenanordnungen, ein Plattenkondensator und ein "Haus"-Aufbau, zur Optimierung bestimmter Teilziele wurden entwickelt, gebaut und getestet.

In dieser Arbeit wurde ein UV-Laser mit Wellenlängen im Bereich von $\lambda \approx 224 \,\mathrm{nm}$ bis $\lambda \approx 228 \,\mathrm{nm}$ verwendet. Dieser ionisiert das Probegases Stickstoffmonoxid innerhalb der entwickelten Zelle und erzeugt so einen Ionisationsstrom. Der Strom soll mithilfe der Elektrodenanordnung eingesammelt und detektiert werden.

Der erste Elektrodenaufbau ist ein Plattenkondensator. Für diesen wurde eine Analyse des am Modell simulierten elektrischen Feldes durchgeführt und die Bahn der Elektronen und NO⁺-Ionen berechnet. Aus diesen Ergebnissen lassen sich die Vor- und Nachteile des Aufbaus ableiten. Die Vorteile des Plattenkondensators sind ein besonders großer homogener Feldbereich und eine kurze Wegstrecke bis zur Detektion des Ionisationsstroms. Nachteile sind eine hohe Feldstärke an der Position des Laserstrahls und ein damit verbundener Stark-Effekt. Dazu kommen Störungen durch den auftretenden Photoeffekt innerhalb der Anordnung. Mittels des UV-Lasers auf Resonanz des Übergangs zwischen dem Grundzustand $X^2\Pi_{3/2}$ und dem angeregten Zustand $A^2\Sigma^+$ wurde der Funktionsnachweis der Anordnung erbracht und der Einfluss der Laserleistung untersucht. Die Vermutung eines leistungsverbreiterten (1+1)-REMPI Prozesses zur Ionisation der NO-Moleküle wird durch die erhaltene Leistungsabhängigkeit untermauert.

Die zweite Anordnung, der "Haus"-Aufbau, wurde nach anderen Schwerpunkten entwickelt. Für diesen wurde ebenfalls eine Analyse des elektrischen Feldes mittels Simulation durchgeführt und die Trajektorien der Elektronen und NO⁺-Ionen innerhalb des Aufbaus berechnet. Diese wurden mit denen des Kondensators verglichen und ergeben die Vorund Nachteile des Haus-Aufbaus. Vorteile sind eine sehr niedrige Feldstärke an der Stelle des Laserstrahls und ein damit verbundener niedriger Stark-Effekt. Zudem schirmt der entwickelte Aufbau vor Streulicht und freien Elektronen ab und verhindert so Störungen durch den Photoeffekt. Nachteil des Aufbaus ist eine lange Flugstrecke der Ionen und damit die Chance auf Stöße mit dem Hintergrundgas oder der Teilchen untereinander, welche die Messung beeinflussen können. Zudem ist das Feld an der Stelle des Laserstrahls nicht so homogen wie das des Kondensators, da die Homogenität und die Stärke des Feldes gleichermaßen reduziert wurden. Zudem ist die Einsammelrate verglichen mit dem Kondensator leicht niedriger. Für diesen Aufbau wurde ebenfalls der Funktionsnachweis erbracht und der Einfluss der Laserleistung untersucht. Die Ergebnisse passen sehr gut zu denen des Plattenkondensators und festigen damit die Annahme eines (1+1)-REMPI Prozesses mit auftretender Leistungsverbreiterung.

Abschließend wurde auf ein auftretendes Problem, der Degradierung der Glaszellen, eingegangen. Bei längerer Bestrahlung durch den UV-Laser lagert sich eine braune Störschicht auf der Innenseite der Zellfenster ab, welche den Laser abschwächt und schließlich ganz blockiert. Mögliche Ursachen wie Verschmutzung der Zelle durch Öl aus dem Vakuumsystem oder organisches Material aus den durch das NO angegriffenen Gummidichtungen wurden erläutert.

6.2. Ausblick

Die in dieser Arbeit entwickelten Aufbauten wurden mit dem Ionisationsstrom durch den UV-Laser getestet. Ein nächster Schritt in Richtung des fertigen Gassensors ist die Anregung des Stickstoffmonoxids mit zwei oder allen drei Wellenlängen des in Abbildung 1 dargestellten Anregungsschemas.

Die Untersuchung der Leistungsabhängigkeit deutet stark auf einen (1+1)-REMPI Prozess mit auftretender Leistungsverbreiterung hin, weiterführende Messungen und Simulationen in diese Richtung zur Bestätigung dieser Vermutung wären möglich. Dabei sind unterschiedliche Leistungen für eine Leistungsabhängigkeit und unterschiedliche Drücke für eine Druckabhängigkeit besonders betrachtenswert.

Die Glaszellen degradieren mit der Zeit durch Verschmutzung der Fenster, was das Messen auf Dauer stark einschränkt. Weitere Untersuchungen dieses Verhaltens und der Ursachen für die Verschmutzung sind für den fehlerfreien Betrieb der Glaszellen notwendig.

7. Literatur

- [1] J. Schmidt. "A trace gas sensor based on Rydberg excitations". Diss. 5. Physikalisches Institut: Universität Stuttgart, 2019 (siehe S. 1, 3).
- [2] Fabian Munkes. "Continuous-wave absorption spectroscopy on the $X^2\Pi_{1/2}$ to $A^2\Sigma^+$ transition of nitric oxide". Magisterarb. 5. Physikalisches Institut: Universität Stuttgart, Okt. 2019 (siehe S. 1–3, 9, 18–20).
- [3] M. Jorissen, L. Lefevere und T. Willems. "Nasal nitric oxide". In: Allergy 56.11 (2001), S. 1026-1033. DOI: 10.1034/j.1398-9995.2001.00145.x. eprint: https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1034/j.1398-9995.2001.00145.x. URL: https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1034/j.1398-9995.2001.00145.x (siehe S. 1).
- [4] D N Watkins u. a. "Expression and activity of nitric oxide synthases in human airway epithelium." In: American Journal of Respiratory Cell and Molecular Biology 16.6 (1997). PMID: 9191464, S. 629–639. DOI: 10.1165/ajrcmb.16.6.9191464. eprint: https://doi.org/10.1165/ajrcmb.16.6.9191464. URL: https://doi.org/10.1165/ajrcmb.16.6.9191464 (siehe S. 1).
- [5] D. N. Watkins u.a. "Expression and localization of the inducible isoform of nitric oxide synthase in nasal polyp epithelium". In: *Clinical & Experimental Allergy* 28.2 (1998), S. 211-219. DOI: 10.1046/j.1365-2222.1998.00215.x. eprint: https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1046/j.1365-2222.1998.00215.x. URL: https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1046/j.1365-2222.1998.00215.x (siehe S. 1).
- [6] G Haklar u. a. "Different kinds of reactive oxygen and nitrogen species were detected in colon and breast tumors". In: *Cancer letters* 165.2 (Apr. 2001), S. 219–224. ISSN: 0304-3835. DOI: 10.1016/s0304-3835(01)00421-9. URL: https://doi.org/10. 1016/s0304-3835(01)00421-9 (siehe S. 1).
- Sheetal Korde (Choudhari) u. a. "Nitric oxide and oral cancer: A review". In: Oral Oncology 48.6 (2012), S. 475-483. ISSN: 1368-8375. DOI: https://doi.org/10.1016/ j.oraloncology.2012.01.003. URL: http://www.sciencedirect.com/science/ article/pii/S136883751200005X (siehe S. 1).
- [8] Mitsuru Munakata. "Exhaled Nitric Oxide (FeNO) as a Non-Invasive Marker of Airway Inflammation". In: Allergology International 61.3 (2012), S. 365-372. ISSN: 1323-8930. DOI: https://doi.org/10.2332/allergolint.12-RAI-0461. URL: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S132389301530232X (siehe S. 1).
- [9] Gerhard Herzberg. Spectra of Diatomic Molecules. Second Edition. Bd. 1. Molecular Spectra and Molecular Structure. D. Van Nostrand Company, Inc., 1950 (siehe S. 2).
- [10] John M. Brown und Alan Carrington. Rotational Spectroscopy of Diatomic Molecules. Cambridge Molecular Science. Cambridge University Press, 2003. DOI: 10.1017/ CB09780511814808 (siehe S. 2).
- [11] A. D. Buckingham und D. A. Ramsay, Hrsg. Spectroscopy. Bd. 3. International Review of Science: Physical Chemistry Series Two. Butterworth & Co Ltd, 1976. ISBN: 0-40870-602-3 (siehe S. 2).
- [12] Theodore L. Brown. Chemistry: The central science. Prentice-Hall, 1977. ISBN: 0-13128-769-9 (siehe S. 2).

- John S. Winn. *Physical Chemistry*. Harpercollins College Publishers, 1995. ISBN: 0-06047-148-4 (siehe S. 2).
- [14] Hermann Haken und Hans C. Wolf. Molekülphysik und Quantenchemie. Springer Berlin Heidelberg, 22. März 2006. 556 S. ISBN: 3-540-30314-6 (siehe S. 2).
- [15] Clean Air Technology Center (MD-12). Nitrogen Oxides (NOx), Why and How They Are Controlled. Techn. Ber. EPA-456/F-99-006R. Research Triangle Park, North Carolina 27711: Office of Air Quality Planning und Standards, U.S. Environmental Protection Agency, Nov. 1999 (siehe S. 3).
- [16] E. Miescher und K. P. Huber. In: Spectroscopy. Hrsg. von A. D. Buckingham und D. A. Ramsay. Bd. 3. International Review of Science: Physical Chemistry Series Two. Butterworth & Co Ltd, 1976. Kap. Electronic Spectrum of the NO molecule. ISBN: 0-40870-602-3 (siehe S. 3).
- [17] National Nuclear Data Center. NuDat 2.7. 2019. URL: https://www.nndc.bnl.gov/ nudat2/ (besucht am 09.10.2019) (siehe S. 3).
- [18] Charles E. Mortimer und Ulrich Müller. Chemie: das Basiswissen der Chemie : 410 Abbildungen, 545 Formelbilder. Deutsch. Hrsg. von Johannes [Verfasser/in von ergänzendem Text] Beck. 12., korrigierte und aktualisierte Auflage. Stuttgart ; New York: Georg Thieme Verlag, 2015, 709 Seiten. ISBN: 3-13-484312-9 (siehe S. 3, 11).
- K.P. Huber, M. Huber und E. Miescher. "Rydberg-series of the no-molecule in the visible and infrared emission spectrum". In: *Physics Letters* 3.7 (1963), S. 315–316. ISSN: 0031-9163. DOI: https://doi.org/10.1016/0031-9163(63)90171-9. URL: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0031916363901719 (siehe S. 3).
- [20] Yoshihiro Ogi u.a. "Laser-induced amplified spontaneous emission from the 3d and nf Rydberg states of NO". In: *Chemical Physics* 255.2 (2000), S. 379-395. ISSN: 0301-0104. DOI: https://doi.org/10.1016/S0301-0104(00)00043-4. URL: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0301010400000434 (siehe S. 4).
- [21] H. Rudolph u. a. "(2+1) resonant enhanced multiphoton ionization of H2 via the E,F¹Σ⁺_g state". In: *The Journal of Chemical Physics* 86.4 (1987), S. 1748–1751. DOI: 10.1063/1.452174. eprint: https://doi.org/10.1063/1.452174. URL: https://doi.org/10.1063/1.452174 (siehe S. 4).
- S. N. Dixit und V. McKoy. "Theory of resonantly enhanced multiphoton processes in molecules". In: *The Journal of Chemical Physics* 82.8 (1985), S. 3546-3553.
 DOI: 10.1063/1.448934. eprint: https://doi.org/10.1063/1.448934. URL: https://doi.org/10.1063/1.448934 (siehe S. 4).
- [23] J. Bakos u. a. "Light intensity dependence of the multiphoton ionization probability in the resonance case". In: *Physics Letters A* 41.2 (1972), S. 163-164. ISSN: 0375-9601. DOI: https://doi.org/10.1016/0375-9601(72)91095-X. URL: http: //www.sciencedirect.com/science/article/pii/037596017291095X (siehe S. 4).
- [24] SRD 69 NIST Chemistry WebBook. Nitric Oxide. URL: https://webbook.nist. gov/cgi/cbook.cgi?ID=C10102439&Mask=20#Ion-Energetics (besucht am 27.08.2020) (siehe S. 4).
- [25] Harald [Verfasser/in] Friedrich. Theoretical Atomic Physics. 2017. URL: http:// swbplus.bsz-bw.de/bsz48963124xcov.htm (siehe S. 5).

- [26] Wolfgang Demtröder. Atome, Moleküle und Festkörper. 3. Berlin ; Heidelberg: Springer Spektrum, 2016, XXI, 586 Seiten. ISBN: 9783662490938; 9783662490945 (Online-Ausgabe). URL: http://d-nb.info/1079859187/04 (siehe S. 5, 6).
- [27] Christopher J. Foot. Atomic Physics. Oxford University Press, 2005. ISBN: 0-19850-696-1 (siehe S. 6, 9).
- [28] Paul Allen [Verfasser/in] Tipler, Gene [Verfasser/in] Mosca und Jennifer Wagner. *Physik für Wissenschaftler und Ingenieure :* [der Begleiter bis zum Bachelor]. [Hauptbd.]. Berlin ; Heidelberg: Springer Spektrum, 2015, XXXVI, 1454 Seiten. ISBN: 9783642541650; 978-364-25416-6-7 (Online-Ausgabe). URL: http://d-nb.info/1052687636/04 (siehe S. 6).
- [29] Wolfgang Nolting. Theoretical Physics 8 : Statistical Physics. 2018. URL: https: //doi.org/10.1007/978-3-319-73827-7 (siehe S. 7).
- [30] U. Seifert. "Foundations of statistical physics and thermodynamics from a dynamical perspective". 2. Institut für Theoretische Physik, Universität Stuttgart. Okt. 2019 (siehe S. 7).
- [31] Wolfgang Demtröder. Mechanik und Wärme. 1. Berlin, Germany; [Heidelberg]: Springer Spektrum, 2018, XVII, 466 Seiten. ISBN: 9783662548462; 3662548461; 9783662548479 (Online-Ausgabe). URL: http://swbplus.bsz-bw.de/bsz1566402077cov. htm (siehe S. 8, 10).
- [32] Il'ja N. Bronštejn u. a. Taschenbuch der Mathematik. Haan-Gruiten: Verlag Europa-Lehrmittel Nourney, Vollmer GmbH & Co. KG, 2016, XLI, 1233 Seiten. ISBN: 3808557907; 9783808557891; 9783808557907. URL: http://www.blickinsbuch.de/item/a776152150522fc67cb69df18431df74 (siehe S. 8).
- [33] Paul Ewart. Atomic physics. 2019. URL: https://iopscience.iop.org/book/978-1-64327-404-1 (siehe S. 9).
- [34] Wolfgang Demtröder. Experimentalphysik 2 : Elektrizität und Optik. 2017. URL: http://swbplus.bsz-bw.de/bsz1654805378cov.htm (siehe S. 9).
- [35] Comsol Multiphysics. *Comsol Documentation*. Comsol Multiphysics GmbH. Robert-Gernhardt-Platz 1, 37073 Göttingen, Germany (siehe S. 10).
- [36] Michael [Verfasser/in] Jung und Ulrich [Verfasser/in] Langer. Methode der finiten Elemente für Ingenieure : eine Einführung in die numerischen Grundlagen und Computersimulation. Wiesbaden: Springer Vieweg, 2013, XVI, 639 Seiten. ISBN: 978-3-658-01100-0; 9783658011017 (Online-Ausgabe). URL: http://swbplus.bszbw.de/bsz378475959cov.htm (siehe S. 10).
- [37] David J. Manura und David A. Dahl. Simion Version 8.0/8.1 User Manual. 5. Aufl. Scientific Instruments Services, Inc. 1027 Old York Rd, Ringoes, NJ 08551, Nov. 2011 (siehe S. 10).
- [38] Günter Bärwolff. Numerik für Ingenieure, Physiker und Informatiker. 2020. URL: https://doi.org/10.1007/978-3-662-61734-2 (siehe S. 10).
- [39] Air Liquide. Sicherheitsdatenblatt Stickstoffdioxid. URL: https://gasekatalog. airliquide.de/sdb/intern/090-DE-DE-Stickstoffdioxid.pdf (besucht am 18.08.2020) (siehe S. 11).
- [40] Air Liquide. Sicherheitsdatenblatt Stickstoffmonoxid. URL: https://gasekatalog. airliquide.de/sdb/088-DE-DE-Stickstoffmonoxid.pdf (besucht am 18.08.2020) (siehe S. 11).

- [41] D. Instruments. Model 1211 Current Preamplifier. DL Instruments. 64676 Road, Brooktondale, NY 14817, USA (siehe S. 18).
- [42] Snipre. R& I-Fließschema. URL: https://de.wikipedia.org/wiki/R%26I-Flie%
 C3%9Fschema (besucht am 10.09.2020) (siehe S. 19, 37).
- [43] Alexander Franzen. gwoptics ComponentLibrary. URL: http://www.gwoptics.org/ ComponentLibrary/ (besucht am 10.09.2020) (siehe S. 19, 37).

Danksagung

An dieser Stelle bedanke ich mich bei Herrn Prof. Pfau für die Möglichkeit als Teil seines Institutes zu forschen und meine Arbeit zu schreiben.

Mein Dank gilt Dr. Harald Kübler, der mich als Gruppenleiter und Betreuer bei Fragen stets unterstützt hat.

Ich danke meiner Gruppe, zu erst meinen Betreuern Fabian Munkes und Patrick Kaspar für die vielen Erklärungen und die Unterstützung während meiner Arbeit. Zudem danke ich Yannick Schellander für seine Hilfe und seine Ideen beim Messen und Arbeiten im Labor.

Vielen Dank an Frank Schreiber, Glasbläser der Physik an der Universität Stuttgart, für seine Geduld und seine Bereitschaft mit mir einen optimalen Glasaufbau zu entwerfen und die viele Zeit, die wir mit Kleben, Dichten und Testen in seiner Werkstatt verbracht haben.

Anhang

A. Plattenkondensator

Der Plattenkondensator besteht aus zwei Blechstücken, einer Trägerplatte und zwei Abstandshaltern. Der gesamte Aufbau ist $(7\pm0,1)$ cm tief, $(5\pm0,1)$ cm lang und $(4,55\pm0,1)$ cm hoch. Das verwendete Kupferblech hat eine Dicke von $(0,2\pm0,05)$ mm. Die beiden Platten werden durch zwei Abstandshalter im Abstand von $(1\pm0,1)$ cm gehalten. Als Material wird hier der Kunststoff PTFE gewählt, da dieser eine hohe chemische Beständigkeit auch gegen Stickoxide aufweist. Die Abstandshalter haben eine Länge von $(5\pm0,1)$ cm, eine Breite von $(1\pm0,1)$ cm und eine Höhe von $(1\pm0,1)$ cm. Sie sitzen senkrecht zur Laserstrahlrichtung und parallel zur Gasflussrichtung. Um den ungehinderten Strahlengang des Laser sicherzustellen ist ein Loch mit $(5\pm0,1)$ mm Durchmesser in die Abstandshalter gebohrt. Zur Befestigung an den Elektroden sind zwei M3 Gewinde-Löcher auf den gegenüberliegenden Seiten des Abstandshalters gebohrt.

Die Trägerplatte besteht ebenfalls aus PTFE, sie ist (52 ± 1) mm tief, (75 ± 1) mm lang und (10 ± 1) mm hoch. Damit der Plattenkondensator seine Position behält, ist eine 1 mm breite, ungefähr 3 mm tiefe Nut an beiden Seiten gefräst, in die die untere Elektrode gestellt wird. Der elektrische Kontakt ist an der Unterseite der Trägerplatte befestigt und wird durch PTFE isolierte Litze mit 0,2 mm Stärke hergestellt. An diesen sind Kabelschuhe befestigt um eine leicht trennbare Verbindung in der Zelle zu ermöglichen, sollte der Kondensator mit dem Haus getauscht werden.

Die untere der beiden Elektroden besitzt zwei umgebogene Seitenflächen, welche die Höhe über der Trägerplatte auf ungefähr 4 cm vorgibt. Diese wurde per Hand gebogen, die genaue Höhe ist hierbei unwichtig, daher wurde keine technische Zeichnung erstellt. Ein Bild des Aufbaus ist angehängt.

Bei der Herstellung des Aufbaus wurde darauf geachtet, die beiden Elektroden möglichst eben zu formen und parallel zu platzieren. Dennoch konnten leichte Unebenheiten oder Biegungen nicht vermieden werden. Die angegebenen Unsicherheiten resultieren hierbei aus der Bearbeitung und dem Abmessen der Teile per Hand. Die angehängten Bilder zeigen den realen Aufbau.









B. Optimierte Elektrodenanordnung

Der Haus-Aufbau besteht aus einer Bodenelektrode, einer Abschirmung und einem Außenrahmen jeweils aus Kupfer und einer Trägerplatte aus Fensterglas. Die Bodenelektrode und die Abschirmung bestehen aus einem $(0,2 \pm 0,05)$ mm dicken Kupferblech, der Außenrahmen aus einem 1 mm starken Kupferdraht umgeben von einem Kupfernetz mit 0,63 mm Maschengröße und 0,2 mm Drahtstärke. Die Trägerplatte ist $(5 \pm 0,2)$ cm auf $(7 \pm 0,2)$ cm groß. Die Bodenelektrode ist $(3 \pm 0,1)$ cm auf $(5 \pm 0,1)$ cm groß und wird mittig auf der Trägerplatte platziert. Dadurch ist zu allen Seiten 1 cm Platz. Die Abschirmung ist $(7 \pm 0,1)$ cm lang und ungefähr 1,7 cm breit. An der Mittellinie der langen Seite wird sie in einem Winkel von $(130 \pm 1)^{\circ}$ gebogen. Sie wird mittig über der Bodenelektrode in einer Höhe von $(3 \pm 0,1)$ cm platziert. Der Außenrahmen ist $(5 \pm 0,1)$ cm auf $(7 \pm 0,1)$ cm groß und $(5 \pm 0,1)$ cm an seiner höchsten Stelle hoch. Die Dachschrägen sind in einem Winkel von $(150 \pm 1)^{\circ}$ zueinander gebogen. Der Abstand der höchten Stelle zur Abschirmung beträgt $(2 \pm 0,1)$ cm. Um den Laserstrahlengang nicht zu behindern wurden zwei Langlöcher mit $(5 \pm 0,1)$ mm Durchmesser und 1 cm Länge in das Drahtgitter gestanzt.

Der elektrische Kontakt wird erneut über PTFE isolierte Litze mit 0,2 mm Stärke hergestellt. Dazu sind an der Unterseite der Glasplatte Kabelschuhe angeklebt. Als Klebstoff wird das Hysol 1C Epoxy der Firma Loctite verwendet. Die NO-Beständigkeit dieses Klebers wurde vorher getestet und für gut befunden.

Die angegebenen Unsicherheiten resultieren hierbei aus der Bearbeitung und dem Abmessen der Teile per Hand.

Die angehängten Bilder zeigen den realen Aufbau, im ersten Bild ist eine veraltete Trägerplatte zu sehen, welche gegen die Glasplatte ausgetauscht wurde. Die dunklen Stellen am Außenrahmen resultieren aus dem Verlöten der Teile.

Basierend auf den Ergebnissen aus Kapitel 5 ist die optimale Position des Laserstrahls mittig, in ungefähr 7 mm Höhe über der Abschirmung. Dies ist in diesem Aufbau in der unteren Hälfte der Laseröffnung.









C. Glaszelle

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei leicht unterschiedliche Glaszellen entwickelt. Rahmenbedingungen sind die in Kapitel 3 erläuterten Anforderungen an die Laserfenster durch die verwendeten Wellenlängen und die NO-Beständigkeit des gesamten Aufbaus. Um eine möglichst hohe Transmission in den Wellenlängenbereichen 224 nm – 228 nm, 538 nm - 542 nm und 830 nm - 840 nm zu erhalten wird für die Laserfenster Quarzglas verwendet. Der restliche Zellkörper besteht aus normalem Fensterglas. Die Zelle ist zylinderförmig aufgebaut mit den Laserfenstern als Deckflächen. Die Gasanschlüsse sind als KF16 Flansche seitlich angeschmolzen. Um die seitliche Ausdehnung der Zelle zu minimieren und den Schlauchanschluss zu vereinfachen sind diese um 90° nach oben gebogen. Um den elektrischen Kontakt in die Zelle herzustellen ist ein weiterer KF16 Flansch an der Unterseite des Zylinder angeschmolzen. Um einen einfachen Wechsel der Elektrodengeometrie zu ermöglichen und die Quarzscheiben auswechseln oder putzen zu können, lassen sich die Glaszellen öffnen, ohne sie zu beschädigen. Um die Glaszellen auf dem Optiktisch zu platzieren, wurde eine Halterung passend für beide Aufbauten mit Höhenverstellung entwickelt.

Der erste entwickelte Glaskörper besitzt einen Glaszylinder aus Fensterglas mit einem Außendurchmesser von $(80 \pm 0,1)$ mm, einer Wandstärke von $(2,5 \pm 0,1)$ mm und einer Länge von (80 ± 1) mm. Die Quarzfenster haben einen Durchmesser von $(80 \pm 0,1)$ mm und eine Dicke von 2,5 mm. Mittels eines Metallverschlusses aus zwei Aluminiumscheiben und 12 Gewindestangen lassen sich die Fenster auf den Glaskörper pressen und so die Zelle wiederverschließbar abdichten. Die hierbei verwendeten Gummidichtungen sind nicht absolut NO beständig und es muss darauf geachtet werden, diese regelmäßig auszuwechseln.

Der zweite entwickelte Glaskörper nutzt ebenfalls einen Glaszylinder als Grundkörper mit einem Außendurchmesser von (89 ± 0.1) mm und einer Wandstärke von (3 ± 0.1) mm. An die Enden sind Flanschanschlüsse mit 80 mm Durchmesser angeschmolzen. Auf diese kann jeweils mittels einer Spannkette ein Quarzglasblindflansch als Fenster gepresst werden und die Zelle so abgedichtet werden. Die verwendete Dichtung ist hierbei vollständig aus PTFE und damit NO beständig. Der Gasanschluss und der elektrische Kontakt werden erneut über KF 16 Flansche hergestellt.

Das erste Bild zeigt die erste entwickelte Zelle in der Halterung für den Optiktisch mit einem Plattenkondensatorprototypen in der Zelle. Auf dem zweiten Bild ist der zweite Zellkörper zu sehen. Zusätzlich sind die technischen Zeichnungen angehängt.







