

Praktikum für Fortgeschrittene I
Wintersemester 2003/2004

Protokoll zum Versuch 5

Mikrowelleninversionspektrum des NH₃-Moleküles

Christian Dehne

Sebastian Fleischmann

Versuchsdatum: 15. Dezember 2003

Inhaltsverzeichnis

1. Ziel des Versuches	1
2. Theorie zum Versuch	1
2.1. Molekülspektren	1
2.1.1. Rotationsspektrum	1
2.1.2. Molekülschwingungen	4
2.2. Inversion beim Ammoniakmolekül	4
2.3. Hyperfeinstruktur des NH_3 -Inversionsspektrums	6
2.4. Linienverbreiterung	7
3. Das Experiment	10
3.1. Aufbau	10
3.2. Messung des Absorptionsspektrums	11
3.2.1. Durchführung	11
3.2.2. Auswertung und Ergebnisse	12
3.3. Untersuchung der Hyperfeinstruktur und Ermittlung der Quadrupolkonstanten	14
3.3.1. Durchführung	14
3.3.2. Auswertung und Ergebnisse	15
3.4. Druckabhängigkeit der Linienbreite	16
3.4.1. Durchführung	16
3.4.2. Auswertung und Ergebnisse	16
4. Fazit	20
A. Anhang	21

Tabellenverzeichnis

1. Zahlenwerte der Hyperfeinstrukturaufspaltung	8
2. Ergebnisse der Frequenz- und Absorptionsmessung der NH_3 -Inversionslinien	13
3. Abstände der HFS-Trabanten von der Hauptlinie	15
4. Auswertung der HFS-Trabantenabstände	15

Abbildungsverzeichnis

1. Das Ammoniak-Molekül als Tetraeder	2
2. Potential des Stickstoffatoms	5
3. Termschema der Hyperfeinstruktur	7
4. Hyperfeinstruktur der Inversionlinien	7
5. Versuchsaufbau	10
6. Absorptionslinien des Inversionsspektrums	14

Literatur

7.	Aufnahmen der Hyperfeinstruktur der untersuchten Linien	17
8.	(3,3)-Linie bei verschiedenen Drücken	18
9.	Halbwertsbreite der (3,3) Linie gegen Druck	19
10.	Druckeichkurve	21
11.	(3,3)-Linie bei verschiedenen Drücken 1	22
12.	(3,3)-Linie bei verschiedenen Drücken 2	23

Literatur

- [Fey] R. P. Feynman, R. B. Leighton, M. Sands, Feynman Vorlesungen über Physik, Band III, 1988 Oldenbourg
- [Gro] R. Groß: Bau und Test einer Apparatur, zur Messung des NH_3 -Inversionsspektrums, Staatsexamensarbeit Gesamthochschule Wuppertal, 1978
- [Kop] H. Kopfermann: Kernmomente, 1956 Akademische Verlagsgesellschaft
- [Ger] D. Meschede: Gerthsen Physik, 21.Auflage 2002 Springer
- [Mel] A.C. Melissinos: Experiments in Modern Physics, 1966 Academic Press
- [Neu] H. Neuert: Kernphysikalische Messverfahren, 1966 Verlag G. Braun
- [HaW] H. Haken, H.C. Wolf: Atom- und Quantenphysik, 6.Auflage 1996 Springer
- [Anl] Anleitung zu diesem Versuch

1. Ziel des Versuches

Im Rahmen dieses Versuches soll das Inversionsspektrum des Ammoniak-Moleküles aufgenommen werden, welches in den Spektralbereich der Mikrowellenstrahlung fällt. Die Hochfrequenztechnik erlaubt in diesem Bereich bei etwa 22GHz sehr hohe Auflösungsvermögen von ca. 10^{-5} . Damit ist es möglich die Hyperfeinstruktur der Absorptionslinien zu vermessen und Aufschlüsse über die Quadrupolkonstanten des Moleküles zu gewinnen.

In einem ersten Versuchsteil werden die erwarteten Absorptionslinien identifiziert und Frequenz und Absorption bestimmt. Der zweite Versuchsteil umfasst die quantitative Untersuchung der Hyperfeinstruktur und die Bestimmung der Quadrupolkonstanten. Zuletzt wird die Druckabhängigkeit der Linienbreite untersucht.

2. Theorie zum Versuch

2.1. Molekülspektren

Durch die größere Anzahl von Freiheitsgraden weisen Moleküle weitaus mehr Spektrallinien auf als Atome. Häufig bilden sich Gruppen von Spektrallinien aus, die den Eindruck von quasi kontinuierlichen Spektralbändern, sogenannten Banden erzeugen. Erst mittels hochauflösender spektroskopischer Verfahren lassen sich diese Banden in einzelne Linien auflösen.

Zusätzlich zu den Übergängen von Elektronen zwischen verschiedenen Energieniveaus, wie sie bei Atomen auftreten, ergeben sich bei Molekülen weitere energetisch verschiedene Zustände. Da einerseits Atome innerhalb des Moleküles gegeneinander schwingen können und andererseits das Molekül als ganzes rotieren kann treten hier weitere Energieniveaus auf. Übergänge zwischen den verschiedenen Niveaus können durch Emission von elektromagnetischer Strahlung erfolgen. Anregungen können durch Absorption von Strahlung, aber auch durch Stöße oder starke äußere Felder hervorgerufen werden.

Eine quantenmechanische Analyse zeigt, dass die Rotationszustände am dichtesten liegen ($\Delta E_r \approx 10^{-3}$ eV, d. h. $\lambda \approx 1000\mu\text{m}$), Schwingungszustände sehr viel weiter getrennt sind ($\Delta E_s \approx 0,1$ eV, d. h. $\lambda \approx 10\mu\text{m}$) und Elektronenzustände am weitesten auseinander liegen ($\Delta E_e \approx 10$ eV, d. h. $\lambda \approx 0,1\mu\text{m}$) [Ger, S. 716]. Aus diesen einzelnen Übergängen setzt sich das Gesamtspektrum des Moleküles zusammen:

$$h \cdot \nu = \Delta E_e + \Delta E_s + \Delta E_r \quad (1)$$

In den Wellenlängenbereich des vorliegenden Experiments fallen somit insbesondere die Rotations- und zum Teil die Schwingungsübergänge des Ammoniak-Moleküles.

2.1.1. Rotationsspektrum

In erster Näherung kann das Ammoniak-Molekül als starrer Kreisel dargestellt werden. Dieser besteht aus den tetraederförmig angeordneten Atomen mit der Figurenachse

2. Theorie zum Versuch

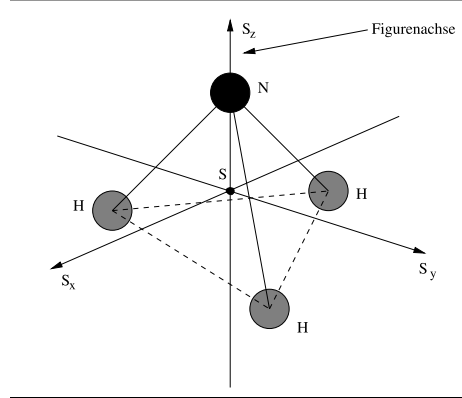


Abbildung 1: Das Ammoniak-Molekül als Tetraeder

durch den gemeinsamen Schwerpunkt der drei Wasserstoffatome und durch das Stickstoffatom, diese wird im Folgenden als z -Achse bezeichnet (siehe Abbildung 1). Entsprechend ergibt sich für die Trägheitsmomente bezüglich der drei Hauptachsen:

$$I_x = I_y = m_N \cdot h^2 \left(1 - \frac{m_N}{m_N + 3m_H} \right)^2 + \frac{m_H}{2} a_{HH}^2 \quad (2)$$

$$I_z = m_H \cdot a_{HH}^2 \quad (3)$$

wobei m_N die Masse des Stickstoffatoms, m_H die Masse des Wasserstoffatoms, h die Höhe des Tetraeders und a_{HH} den Abstand der Wasserstoffatome bezeichnet.

Die ersten beiden Trägheitsmomente sind dabei aus Symmetriegründen gleich. Gemäß den Gesetzen der klassischen Mechanik erhält man damit die Rotationsenergie zu

$$E_{rot} = \frac{p_x^2}{2I_x} + \frac{p_y^2}{2I_y} + \frac{p_z^2}{2I_z} \quad (4)$$

wenn $p_i, i = x, y, z$ jeweils den Drehimpuls bezüglich der entsprechenden Achse darstellt. Im Allgemeinen wird das Molekül sich nicht um seine Figurenachse drehen, sondern der Drehimpulsvektor \vec{p} wird in einem Winkel α zur Figurenachse stehen, sodass diese um die Drehimpulsachse präzediert. Entsprechend lässt sich die Rotationsenergie aufspalten in einen Teil aus der Drehung um die Figurenachse und einen Teil aus der Präzession:

$$E_{rot} = \frac{\vec{p}^2}{2} \left[\frac{1}{I_{x=y}} + \left(\frac{1}{I_z} - \frac{1}{I_{x=y}} \right) \cos^2 \alpha \right] \quad (5)$$

Während in der klassischen Mechanik beliebige Winkel α für die Lage der Rotationsachse zulässig sind, verlangt die Quantenmechanik eine Diskretisierung von α , entsprechend den Eigenzuständen der Wellenfunktion des Moleküles. In der Quantenmechanik entspricht dem Drehimpuls \vec{p} der Gesamtdrehimpuls \vec{J} mit der Quantisierungsbedingung

$$|\vec{J}| = \sqrt{J(J+1)} \cdot \hbar \quad (6)$$

2. Theorie zum Versuch

wobei J die Drehimpulsquantenzahl mit den Werten $J \in \mathbb{N}_0$ ist.

Auch die z -Komponente J_z des Gesamtdrehimpulses, d.h. die Projektion auf die Figurenachse, unterliegt einer Quantisierungsbedingung

$$J_z = K \cdot \hbar, \quad K = -J, \dots, 0, \dots, +J \quad (7)$$

wodurch der Winkel α nur gewisse diskrete Werte annehmen kann.

Durch die beiden Quantenzahlen J, K ist damit der Rotationszustand des Moleküles festgelegt.

$$p_z^2 = K^2 \cdot \hbar^2 \quad (8)$$

$$p_x^2 + p_y^2 = J(J+1)\hbar^2 - K^2\hbar^2 \quad (9)$$

Es ergibt sich somit für die Rotationsenergie des Moleküles

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2}{2} \left[\frac{J(J+1)}{I_{x=y}} + \left(\frac{1}{I_z} - \frac{1}{I_{x=y}} \right) K^2 \right] \quad (10)$$

und nach Einführung der sogenannten Rotationskonstanten A und B

$$\frac{1}{\hbar} \cdot E_{rot} = B \cdot J(J+1) + (A - B) \cdot K^2 \text{ [Hz]} \quad (11)$$

$$A := \frac{\hbar}{4\pi I_z} \quad (12)$$

$$B := \frac{\hbar}{4\pi I_{x=y}} \quad (13)$$

Je nach dem Verhältnis von I_z und $I_{x=y}$ nimmt die Rotationsenergie des Moleküles für gegebenes J mit steigendem K zu oder ab. Nimmt sie zu, so spricht man von „gestreckten“ Molekülen, nimmt sie ab von „abgeflachten“ Molekülen. Ammoniak gehört zu den abgeflachten Molekülen.

Die genaue quantenmechanische Behandlung liefert ausserdem gewisse Auswahlregeln für die erlaubten Übergänge, die sich aus der Geometrie des Moleküles ergeben. Allgemein gilt für die Absorption und Emission von elektromagnetischer Strahlung:

$$\begin{aligned} \Delta J = 0, \pm 1, \quad \Delta K = 0 \quad \text{für} \quad K \neq 0 \\ \Delta J = \pm 1, \quad \Delta K = 0 \quad \quad \quad K = 0 \end{aligned}$$

Somit erhöht sich J bei Absorption von Strahlung um Eins, während K konstant bleibt. K kann sich in einem solchen Fall nicht ändern, da bei rotationssymmetrischen Molekülen das elektrische Dipolmoment senkrecht zur Figurenachse verschwindet. Die Rotation um diese Achse kann daher von der Strahlung nicht beeinflusst werden.

Nach BOHR erhält man die Frequenz der abgestrahlten, bzw. absorbierten Strahlung aus der Differenz der Energien des Moleküles in Zustand 2 – nachher – und Zustand 1 – vorher – gemäß der Beziehung

$$h \cdot \nu = E^{(2)} - E^{(1)} \quad (14)$$

2. Theorie zum Versuch

Mit den obigen Auswahlregeln ergibt sich damit für die Absorption

$$\nu = 2B(J + 1) \quad (15)$$

Bei der bisherigen Betrachtung wurde von einem starren Körper ausgegangen. Die Atome sind jedoch durch Coulombkräfte aneinander gebunden, so dass die bei der Rotation auftretenden Zentrifugalkräfte die Atome weiter auseinander ziehen können. Diese Veränderungen der Bindungsabstände führt zu einer Variation der Trägheitsmomente in Abhängigkeit von der Rotationsgeschwindigkeit. Berücksichtigt man dies, so erhält man für die Frequenzen der absorbierten Strahlung

$$\nu = 2B(J + 1) - 2D_{JK}K^2(J + 1) - 4D_J(J + 1)^3 \quad (16)$$

Dabei sind D_{JK} und D_J Korrekturgrößen der Zentrifugalverzerrung. Diese hängen im Prinzip auch vom Schwingungszustand des Moleküles ab, was hier jedoch nicht berücksichtigt werden soll. Zusammenfassend erhält man Serien von Absorptionslinien im Abstand $\Delta\nu = 2B$, die in $J + 1$ Einzellinien aufgespalten sind, entsprechend den Zuständen K .

2.1.2. Molekülschwingungen

Neben den Rotationsfreiheitsgraden besitzen die Moleküle auch Schwingungsfreiheitsgrade. Diese ergeben sich durch die Auslenkung der Atome aus den Potentialminima der Coulombfelder von Kern und Hüllenelektronen. Betrachtet man das System zunächst wieder klassisch als Massenpunkte, die durch Federn verbunden sind, so kann man die Gesamtschwingung in Normalschwingungen zerlegen. Dabei ergeben sich $3n - 6$ Freiheitsgrade, d.h. für das Ammoniakmolekül mit $n = 4$ Atomen, sechs Schwingungsfreiheitsgrade.

Die Schwingungen unterscheidet man in „Valenz“- und „Deformationsschwingungen“, je nachdem, ob primär der Abstand zwischen den Atomen oder die Bindungswinkel variieren. Beim NH_3 -Molekül ändern sich bei den Valenzschwingungen die Abstände der Wasserstoffatome zum Stickstoffatom, bei den Deformationsschwingungen der Winkel $\angle\text{HNH}$.

2.2. Inversion beim Ammoniakmolekül

Betrachtet man die Position des Stickstoffatoms in Bezug auf die Ebene der Wasserstoffatome, so kann sich das N ober oder unterhalb dieser Ebene befinden. Durch einfache Drehung sind beide Zustände nicht ineinander zu überführen. Allerdings kann das Stickstoffatom durch die drei Wasserstoffatome hindurchtreten und so auf die andere Seite gelangen. Berechnet man nun den Potentialverlauf für das Stickstoffatom, so erkennt man, dass eben dieser Durchtritt einen Potentialwall von $\Delta V = 2070 \text{ cm}^{-1}$ innerhalb des annähernd harmonischen Potentials (Abbildung 2) hervorruft.

Besetzt das Molekül einen der unteren drei Schwingungszustände, so könnte das Stickstoffatom diesen Wall nach der klassischen Mechanik nicht überwinden. Die Quantenmechanik erlaubt dem Atom jedoch auch in den unteren Zuständen mit einer gewissen

2. Theorie zum Versuch

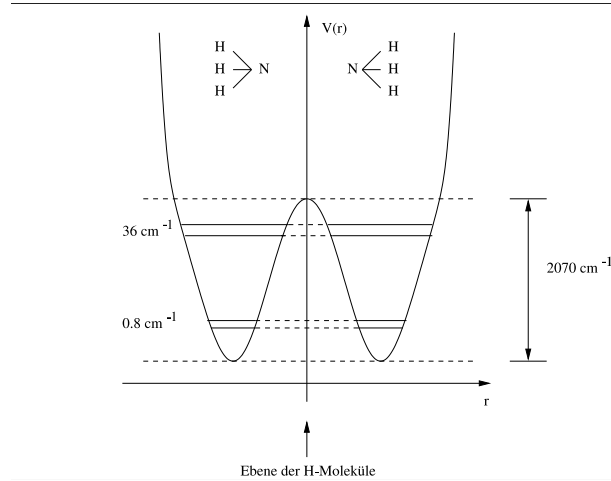


Abbildung 2: Potential des Stickstoffatoms

Wahrscheinlichkeit durch den Potentialwall hindurch zu tunneln. Da die Wellenfunktionen der beiden Fälle jedoch überlappen und diese symmetrisch und antisymmetrisch überlagert werden können, wird die Entartung der beiden Zustände aufgehoben. Die Schwingungszustände werden somit in Doublets aufgespalten und die Stärke dieser Inversionsaufspaltung ist stark vom Schwingungszustand v des Moleküles abhängig. Für die niedrigsten beiden Zustände ($v = 0, 1$) liegt sie bei etwa 8 cm^{-1} bzw. 36 cm^{-1} .

Der untere Zustand der Aufspaltung wird mit α , der obere mit β bezeichnet. Absorptionsvorgänge, die eine reine Inversion hervorrufen entsprechen also den Übergängen $\Delta J = \Delta K = 0$ und $\alpha \rightarrow \beta$. Bei Rotation um die Figurenachse des Moleküles wird der Tetraeder durch Zentrifugalkräfte flacher, was eine Erniedrigung des Potentialwalls hervorruft und damit eine Erhöhung der Aufspaltung und der Inversionsfrequenz. Die Inversionsfrequenz steigt also mit K . Rotation um eine Achse senkrecht zur Figurenachse führt zu einem spitzeren Tetraeder und einer Erhöhung des Potentialwalls. Somit sinkt die Inversionsfrequenz mit steigendem J .

Für die Energiewerte E^α und E^β der Inversionszustände erhält man

$$E^n = E_{(\nu)}^n + hB_{(\nu)}^n J(J+1) + h(A_{(\nu)}^n - B_{(\nu)}^n) K^2 - hD_J^n J^2(J+1)^2 - hD_{JK}^n J^2(J+1)^2 - hD_K^n K^4, \quad n = \alpha, \beta \quad (17)$$

wobei A und B die Rotationskonstanten darstellen und D_J, D_{JK}, D_K die Konstanten der Zentrifugalverzerrung. Über $E^\beta - E^\alpha = h \cdot \nu_i$ ergibt sich daraus für die Inversionsfrequenzen als Näherungsformel

$$\begin{aligned} \nu_i[\text{MHz}] &= 23.785,8 - 151,450J(J+1) + 211,342K^2 + 0,503027J^2(J+1)^2 \\ &- 1,38538J(J+1)K^2 + 0,949155K^4 - 0,001259997J^3(J+1)^3 \\ &+ 0,005182367J^2(J+1)^2K^2 - 0,007088534J(J+1)K^4 \\ &+ 0,003210437K^6 \end{aligned} \quad (18)$$

2. Theorie zum Versuch

Diese Näherung gibt alle Linien, bis auf die $K = 3$ -Linien, mit einer Genauigkeit von ± 7 MHz wieder. Die Inversionslinie zum Zustand mit den Quantenzahlen K, J bezeichnet man auch als J, K -Linie.

2.3. Hyperfeinstruktur des NH_3 -Inversionsspektrums

Die Rückwirkung des Kernspins auf den Gesamtdrehimpuls der Molekülrotation führt zur Hyperfeinstruktur (HFS) des Inversionsspektrums. Auch für den Kernspin \vec{I} gibt es verschiedene Ausrichtungsmöglichkeiten zum Gesamtdrehimpuls \vec{J} , was eine Aufspaltung der Rotationsterme ergibt.

Dabei tritt sowohl eine magnetische Kopplung, als auch eine Kopplung des Kernquadrupolmoments mit dem elektrischen Feld des Moleküles auf. Die magnetische Kopplung ruft nur eine geringe, schwer nachzuweisende Hyperfeinstruktur hervor. Während sich die Quadrupolkopplung mit einer Aufspaltung von größenordnungsmäßig 1 MHz leicht nachweisen lässt.

Entwickelt man die Verteilung der elektrischen Ladungen im Kern, so erhält man als unterste Terme die Gesamtladung, das Dipolmoment und dann das Quadrupolmoment Q der Kernladung. Bei Kernen mit Kernspin $I = 0$ und $I = 1/2$ ist die Ladungsverteilung symmetrisch, so dass $Q = 0$ ist. Beim NH_3 -Molekül hat das Stickstoffatom $N - 14$ den Kernspin $I = 1$ und somit ist hierbei $Q \neq 0$. Ein inhomogenes Feld übt auf das Quadrupolmoment eine orientierende Wirkung aus. Daher koppelt der Drehimpuls \vec{J} mit dem Kernspin \vec{I} zum Gesamtmoment \vec{F}

$$\vec{F} = \vec{J} + \vec{I} \text{ mit } |\vec{F}| = \sqrt{F(F+1)}\hbar \text{ und } F = J + I, \dots, |J - I| \quad (19)$$

Die durch die Quadrupolwechselwirkung gekoppelten Impulse \vec{I} und \vec{J} präzedieren im Vektormodell um das raumfeste Gesamtmoment \vec{F} . In dieser Bewegung ist die zusätzliche Energie ΔE_Q enthalten. Für die Gesamtenergie des Moleküles im Schwingungszustand ergibt sich also:

$$E^n = E_{rot}^n + \Delta E_Q \text{ mit } i = \alpha, \beta \quad (20)$$

Die quantenmechanische Betrachtung ergibt für ΔE_Q die Werte

$$\Delta E_Q = -eQq \cdot \left(1 - \frac{3K^2}{J(J+1)} \right) \frac{\frac{3}{4}C(C+1) - I(I+1)J(J+1)}{2I(I-1)(2J-1)(2J+3)} \quad (21)$$

wobei eQq die Quadrupolkonstante ist und $C := F(F+1) - J(J+1) - I(I+1)$.

Im Falle des Ammoniaks ist $I = 1$. F kann also die Werte $J+1$, J und $J-1$ annehmen. Jede Linie mit der Energie E_{rot}^n spaltet also in drei Linien mit der jeweiligen Energie $E^n + \Delta E_Q(F)$ auf. Dabei ist die Aufspaltung an sich unabhängig davon, ob eine α - oder β -Linie vorliegt

Berücksichtigt man die Auswahlregeln $\Delta J = 0, \Delta K = 0$ und $\Delta F = 0, \pm 1$, so erhält man die Hyperfeinstruktur des Inversionsspektrums. Damit gibt es für festes J und K sieben verschiedene Übergänge, wie im Termschema (Abbildung 3) erkennbar ist. Die drei Übergänge mit $\Delta F = 0$ haben die Frequenz der Hauptlinie $\nu = \nu_{inv}$. Aus

2. Theorie zum Versuch

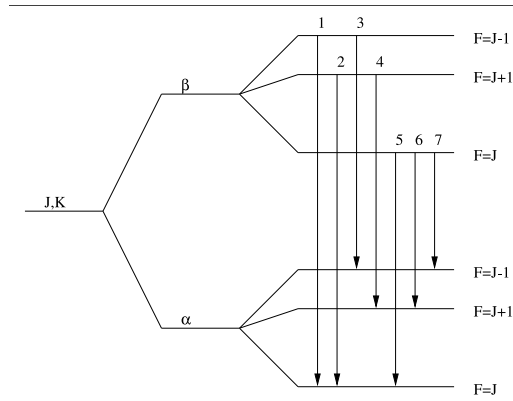


Abbildung 3: Termschema der Hyperfeinstruktur

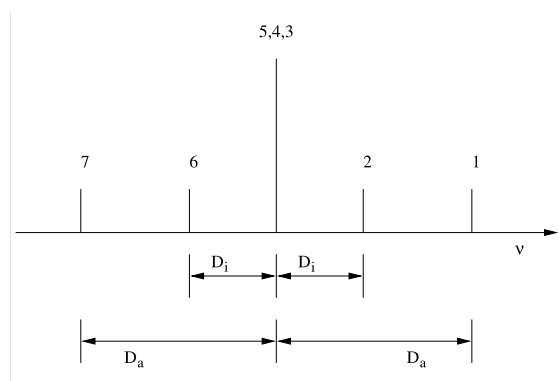


Abbildung 4: Hyperfeinstrukturaufspaltung der Inversionslinien. Die angegebenen Zahlen entsprechen der Nummerierung der Übergänge im Termschema

$\Delta F = \pm 1$ ergeben sich zwei Trabanten zur Hauptlinie, d.h. intensitätsschwächere Linien, die symmetrisch neben dieser liegen.

Tabelle 1 gibt die Werte von $\frac{\Delta E_Q}{eQq}$ für die Linien mit $K = J$ wieder, wie sie mit Gleichung (21) berechnet werden können. Die Wahl $J = K$ wurde getroffen, da diese Linien besonders ausgeprägt sind und im Experiment bei der Messung der Hyperfeinstruktur gewählt wurden. Unter Berücksichtigung des Termschemas können aus diesen Werten nun die Abstände D_i und D_a der inneren und äusseren Trabantenlinien von der Hauptlinie (siehe Abbildung 4) berechnet werden. Diese sind in Tabelle 3 aufgeführt und werden dort mit den gemessenen Abständen verglichen.

2.4. Linienverbreiterung

Die, in den vorangehenden Abschnitten bestimmten, Absorptionslinien eines Moleküles werden messtechnisch erfasst, in dem elektromagnetische Strahlung durch das Gas geschickt und die Stärke der Abschwächung bei den einzelnen Frequenzen bestimmt wird. Als Maß für diese Abschwächung dient der sogenannte Absorptionskoeffizient α , der wie

2. Theorie zum Versuch

J	K	F	$\frac{\Delta E_Q}{eQq}$	J	K	F	$\frac{\Delta E_Q}{eQq}$	J	K	F	$\frac{\Delta E_Q}{eQq}$
1	1	0	$\frac{1}{4}$	3	3	2	$\frac{1}{4}$	5	5	4	$\frac{1}{4}$
1	1	1	$-\frac{1}{8}$	3	3	3	$-\frac{5}{16}$	5	5	5	$-\frac{3}{8}$
1	1	2	$\frac{1}{40}$	3	3	4	$\frac{5}{48}$	5	5	6	$\frac{15}{104}$
2	2	1	$\frac{1}{4}$	4	4	3	$\frac{1}{4}$	6	6	5	$\frac{1}{4}$
2	2	2	$-\frac{1}{4}$	4	4	4	$-\frac{7}{20}$	6	6	6	$-\frac{11}{28}$
2	2	3	$\frac{1}{14}$	4	4	5	$\frac{7}{55}$	6	6	7	$\frac{11}{70}$

Tabelle 1: Zahlenwerte der Hyperfeinstrukturaufspaltung

folgt definiert ist:

$$\alpha = \ln \frac{I_A}{I_E} \quad (22)$$

Hierbei bezeichnet I_A die Intensität der eingestrahnten Leistung und I_E die Intensität der Strahlung nach dem Durchgang durch das Gas. Da der Absorptionskoeffizient selbstverständlich von der Absorptionslänge l abhängig ist, verwendet man häufig folgende Darstellung

$$\alpha = \frac{10}{l} \cdot \log \frac{I_A}{I_E} \left[\frac{\text{dB}}{\text{cm}} \right], \quad (23)$$

Die Absorptionslinien sind strenggenommen keine Linien, sondern weisen eine gewisse Halbwertsbreite auf. Als Halbwertsbreite bezeichnet man die Breite der Linie bei halbem Wert vom Maximum der Linie. Diese Linienbreite wird von verschiedenen Prozessen beeinflusst:

natürliche Linienbreite Aus der HEISENBERGSchen Unschärferelation folgt, dass angeregte Zustände mit endlichen Lebensdauern eine gewisse Frequenzunschärfe aufweisen müssen. Für $\lambda = 1 \text{ cm}$ ergibt sich so eine Verbreiterung von etwa $\Delta\nu = 10^{-7} \text{ Hz}$.

Doppler-Effekt Die Moleküle des Gases bewegen sich durch ihre thermische Energie relativ zum Beobachter, was durch den Doppler-Effekt je nach Bewegungsrichtung eine geschwindigkeitsabhängige Frequenzverschiebung verursacht. Für Ammoniak ergibt sich bei Raumtemperatur so eine relative Verschiebung von $\Delta\nu/\nu = 1,5 \cdot 10^{-6}$, bzw. $\Delta\nu \approx 50 \text{ kHz}$.

Sättigungsverbreiterung Bei Einstrahlung hoher Leistungen kommt es zu einer Sättigung des Gases. Bei Ammoniak tritt dieser Effekt bei Leistungen $P \geq 150 \mu\text{W}$ auf.

Stöße mit den Wandungen des Gasvolumens Die Moleküle führen Stöße mit den Wandungen der Zelle aus, die wie die Druckverbreiterung wirken. Dieser Effekt liegt in der Größenordnung von 20 kHz.

Druckverbreiterung Mit steigendem Druck des Gases kommt es immer häufiger zu Stößen der Moleküle untereinander. Dabei werden Absorptionsvorgänge gestört

2. Theorie zum Versuch

und somit die Lebensdauern der angeregten Zustände verkleinert, was zu einer größeren Frequenzunschärfe führt. Für die Druckverbreiterung erhält man

$$\Delta\nu = 2p \cdot \sqrt{\frac{273K}{T}} \cdot \Delta \quad (24)$$

Hier bezeichnet T die Temperatur in Kelvin, p den Gasdruck und Δ die Linienbreite bei 273 K pro mmHg. Für NH_3 gilt z.B.: $\Delta = 29 \pm 2$ MHz/mmHg. Der Gleichung zufolge steigt die Linienbreite proportional zum Druck an und fällt mit $\frac{1}{\sqrt{T}}$ ab.

Die Druckverbreiterung hat den größten ein Einfluss auf die Verbreiterung der Absorptionslinien, so dass die anderen Effekte im Wesentlichen vernachlässigt werden können.

3. Das Experiment

3.1. Aufbau

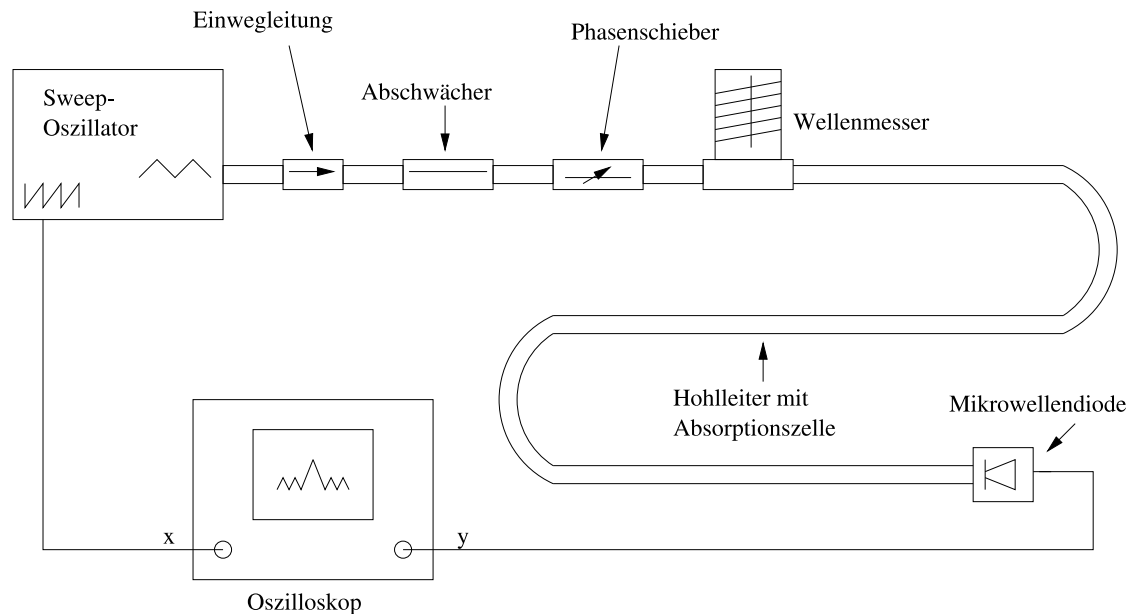


Abbildung 5: Versuchsaufbau mit Mikrowellengenerator, Wellenmesser, Hohlleiter und Mikrowellendiode

Im Experiment wird ein Mikrowellenhohlleiter verwendet, der von Ammoniak-Gas einstellbaren Drucks durchströmt wird. Als Mikrowellengenerator kommt ein Sweep-Oszillator mit Carcinotron zum Einsatz. Ein Hohlraumresonator mit einstellbarer Resonanzfrequenz und eine Mikrowellendiode dienen zur Messung der Frequenz und der absorbierten Leistung. Der Aufbau ist schematisch in Abbildung 5 dargestellt.

Der Mikrowellengenerator durchfährt periodisch einen einstellbaren Frequenzbereich, so dass die Zeitachse bei einem, an der Mikrowellendiode angeschlossenen Oszilloskop, der Frequenzachse entspricht. Das Oszilloskop wird jeweils zu Beginn des Zyklus durch den Oszillator extern getriggert. Die Frequenzen liegen dabei zwischen 18 und 26,5 GHz bei einer Fensterbreite zwischen 0 und 850 MHz. Die an der Mikrowellendiode gemessene Spannung ist proportional zur einfallenden Mikrowellenleistung.

Der Hohlraumresonator, der als Wellenmesser Verwendung findet, verfügt über eine Spindel, die einen Stempel in den Hohlraum einführt und diesen somit verkleinert. Hierdurch wird die Resonanzfrequenz des Wellenmessers verändert, die über eine Skala am Wellenmesser abgelesen werden kann. Entspricht die Frequenz der vom Mikrowellengenerator erzeugten Strahlung der Resonanzfrequenz des Hohlraumresonators, so entzieht dieser dem System Energie, was sich in einem nach unten gerichteten Peak im Spektrum

3. Das Experiment

zeigt. Damit verfügt man über eine kalibrierte Frequenzmarkierung im Spektrum. Wird eine Absorptionslinie des NH_3 -Spektrums mit dem Resonanzpeak in Deckung gebracht, so kann man am Wellenmesser direkt die Frequenz der Absorptionslinie ablesen.

Der Aufbau verwendet desweiteren einen Abschwächer und einen Phasenschieber, die zur Optimierung des Untergrundes eingesetzt werden.

Mittels einer zweistufigen Drehschieberpumpe und einer Kühlfalle wird innerhalb des Hohlleitersystems ein Druck kleiner 0,1 mbar erzeugt. Die Vakuumpumpe ist dabei während des gesamten Versuchs in Betrieb. Über einen Druckminderer wird der Flaschendruck des Ammoniaks zunächst von 10 bar auf etwa 2 bar reduziert. Mittels eines Gaseinlassventils wird dann ein feiner Gasstrahl in die Apparatur eingelassen. Hierdurch wird ein gleichmäßiger Gasfluß im Aufbau erzeugt, der einen konstanten Druck auch über einen längeren Zeitraum sicherstellt. Ausserdem fallen bei diesem Durchflußverfahren kleine Undichtigkeiten der Apparatur nicht ins Gewicht.

Zur Druckmessung wird ein Vakuummessgerät verwendet, welches allerdings auf Luft geeicht ist. Daher ist eine Umrechnung des gemessenen Zahlenwertes auf den tatsächlichen Gasdruck des Ammoniaks erforderlich. Dies wird mittels einer Eichkurve (Abbildung 10) durchgeführt. Durch die Gasströmungen im Durchflußbetrieb kann der gemessene Druck etwas vom wahren Druck abweichen. Die hierdurch verursachte Ungenauigkeit dürfte jedoch weit unter den Ableseungenauigkeiten liegen, so dass sie unberücksichtigt bleibt.

3.2. Messung des Absorptionsspektrums

Im ersten Teil des Versuchs sollen die Absorptionslinien des Inversionsspektrums im Bereich zwischen 18 und 26 GHz identifiziert und der jeweilige Absorptionskoeffizient bestimmt werden.

3.2.1. Durchführung

Für diesen Versuchsteil wurden Druck und Abschwächer so eingestellt, dass die erwartungsgemäss ausgeprägte (3,3)-Linie gut sichtbar wurde. Das Manometer zeigte dabei einen Wert von $1,1 \cdot 10^{-1} \text{mbar} \pm 0,2 \cdot 10^{-1} \text{mbar}$ an (entsprechend ca. $1,7 \cdot 10^{-1} \text{mbar}$ wahren Druck). Dieser wurde im Laufe dieses Versuchsteils konstant gehalten. Die Lage der Linien wurde mittels des Frequenzschiebers ausgemessen, in dem der Wellenschieber soweit geregelt wurde, bis der Resonanzpeak des Wellenmessers mit dem Absorptionspeak übereinstimmte. Dies erwies sich insbesondere bei hohen Frequenzen teilweise als schwierig, da die Breite des Resonanzpeaks die Breite des Absorptionspeaks deutlich überstieg. Die Einstellung war jedoch genauer als die Ablesegenauigkeit des Wellenmessers möglich, so dass sich hier keine weitere Fehlerquelle ergibt. Die Ungenauigkeit dieser Messung wurde mit 0,11% als „Fehler über Alles“ abgeschätzt. Dies orientiert sich an der in [Gro] gegebenen Abschätzung.

Zur Messung des Absorptionskoeffizienten wurde die Diodenspannung U_0 weit ausserhalb des Absorptionspeaks und die Differenz U_a zu diesem Wert an der Spitze des Peaks aufgenommen. Wie beschrieben ist diese Spannung direkt proportional zur empfangenen

3. Das Experiment

Leistung und kann damit direkt zur Bestimmung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses und damit der Absorption benutzt werden.

Zur Messung von U_0 wurde das Oszilloskop im Gleichspannungsmodus betrieben. Das Ausgangssignal des Mikrowellengenerators schwangt sinusähnlich mit der Frequenz. Diese Schwankungen waren jedoch im Verhältnis zum Untergrundsignal gering, so dass diese nur einmal gemessen wurde und während des Versuchsverlaufs nur noch mehrfach kontrolliert wurde.

Um eine höhere Spannungsauflösung für die Messung der Absorptionsspannung U_a zu erhalten wurde das Oszilloskop für diese Messung im Wechselspannungsmodus betrieben. Damit wird also das konstante Untergrundsignal U_0 herausgefiltert, so dass U_a tatsächlich die Differenz zwischen der Spannung im Absorptionsfall und der Untergrundspannung beschreibt.

3.2.2. Auswertung und Ergebnisse

Es konnten alle erwarteten 39 Linien gefunden werden und bei den meisten auch die Absorption bestimmt werden. Allerdings waren einige Linien so schwach ausgeprägt, dass die Spannung U_a nur abgeschätzt werden konnte und die Unsicherheit somit im Bereich der Größen selbst liegt. Die Frequenzen der Absorptionslinien konnten sehr genau bestimmt werden und stimmen sehr gut mit Vorhersagen der Näherungsformel überein. Zur Zuordnung der Linien zu den Quantenzahlen J, K wurde auf die Angaben aus [Gro] zurückgegriffen. Die Linien (7,3) und (6,3) weichen am stärksten von der Vorhersage der Näherungsformel ab, was möglicherweise durch Ungenauigkeiten der Näherungsformel erklärt werden kann, die bei $K = 3$ -Linien die größten Fehler aufweist.

Die Untergrundspannung konnte wie beschrieben im Gleichspannungsmodus zu $U_0 = 30\text{mV} \pm 5\text{mV}$ bestimmt werden. Die Unsicherheit ist hierbei sehr gross abgeschätzt, sie dürfte viel geringer sein. In der Fehlerfortpflanzung für α überwiegt die Unsicherheit von U_a jedoch bei weitem, so dass diese grobe Abschätzung nicht so relevant ist. Der Absorptionskoeffizient wurde gemäss Formel (23) bestimmt über

$$\alpha = \frac{10}{l} \cdot \log \frac{I_A}{I_E} = \frac{10}{l} \cdot \log \left(1 - \frac{U_a}{U_0} \right) \quad (25)$$

Dabei wurde für die Absorptionslänge die Länge der Hohlleiter zwischen den beiden Glasfenstern des Vakuumsaufbaus angenommen. Laut [Gro] gilt $l = 5,00\text{m}$, wobei diese Angabe als fehlerfrei angenommen wurde. Für die Abweichung des Absorptionskoeffizienten ergibt sich so

$$\Delta\alpha = \frac{10}{l \ln(10)} \frac{1}{U_0 - U_a} \sqrt{(\Delta U_A)^2 + \left(\frac{U_A}{U} \Delta U \right)^2} \quad (26)$$

Tabelle 2 gibt die gemessenen Frequenzen und die Vorhersagen der Näherungsformel, sowie deren Differenz wieder. Desweiteren sind die Spannungsdifferenzen U_a zwischen Peak und Untergrund und die daraus berechneten Absorptionskoeffizienten angegeben. Diese Werte sind grafisch in Abbildung 6 dargestellt.

3. Das Experiment

Nr.	J, K	ν/MHz	ν_{theo}/MHz	$\Delta\nu$	U_a/mV	$-\alpha \cdot 100/\text{dB/m}$	rel. Fehler %
1	7,3	18026±20	18058	32	0,5±0,2	1,46±0,64	44
2	10,7	18294±20	18282	12	0,2±0,2	0,58±0,59	102
3	6,1	18398±20	18382	16	0,1±0,2	0,29±0,58	201
4	9,6	18508±20	18495	13	0,6±0,2	1,75±0,66	38
5	8,5	18815±20	18819	4	0,5±0,2	1,46±0,64	44
6	6,2	18891±21	18879	12	0,4±0,2	1,17±0,62	53
7	7,4	19225±21	19216	9	0,8±0,2	2,35±0,72	30
8	6,3	19762±22	19735	27	1,3±0,2	3,85±0,89	23
9	5,1	19843±22	19836	7	0,4±0,2	1,17±0,62	53
10	5,2	20378±22	20371	7	0,8±0,2	2,35±0,72	30
11	8,6	20720±23	20722	2	1,2±0,2	3,55±0,85	24
12	9,7	20740±23	20739	1	0,3±0,2	0,87±0,60	69
13	7,5	20808±23	20806	2	0,8±0,2	2,35±0,72	30
14	10,8	20854±23	20857	3	0,2±0,2	0,58±0,59	102
15	6,4	20999±23	20996	3	1,4±0,2	4,15±0,933	22
16	11,9	21074±23	21076	2	0,2±0,2	0,58±0,59	102
17	4,1	21140±23	21134	6	0,4±0,2	1,17±0,62	53
18	5,3	21289±23	21293	4	4,0±0,4	12,43±2,60	21
19	4,2	21702±24	21704	2	2,5±0,2	7,56±1,46	19
20	3,1	22240±24	22235	5	1,2±0,2	3,55±0,85	24
21	5,4	22660±25	22654	6	4,2±0,2	13,10±2,45	19
22	4,3	22692±25	22687	5	7,4±0,4	24,60±4,98	20
23	6,5	22732±25	22734	2	3,0±0,4	9,15±2,06	23
24	3,2	22835±25	22835	0	3,0±0,4	9,15±2,06	23
25	7,6	22929±25	22927	2	4,5±0,4	14,12±2,89	21
26	2,1	23100±25	23099	1	1,6±0,2	4,76±1,02	21
27	8,7	23239±26	23235	4	1,6±0,2	4,76±1,02	21
28	9,8	23661±26	23660	1	0,9±0,2	2,65±0,75	28
29	1,1	23700±26	23694	6	2,0±0,4	5,99±1,62	27
30	2,2	23729±26	23723	6	4,0±0,4	12,43±2,60	21
31	3,3	23875±26	23870	5	11,0±0,4	39,67±8,58	22
32	4,4	24140±27	24139	1	6,2±0,4	20,11±4,04	20
33	10,9	24203±27	24208	5	1,2±0,2	3,55±0,85	24
34	5,5	24538±27	24533	5	5,0±0,4	15,84±3,21	20
35	11,1	24888±27	24883	5	0,2±0,2	0,58±0,59	102
36	6,6	25060±28	25056	4	7,0±0,4	23,08±4,66	20
37	12,11	25696±28	25694	2	0,1±0,2	0,29±0,58	201
38	7,7	25713±28	25715	2	2,6±0,2	7,87±1,51	19
39	8,8	26523±29	26519	4	1,0±0,2	2,94±0,78	26

Tabelle 2: Ergebnisse der Frequenz- und Absorptionsmessung der NH_3 -Inversionslinien: Angegeben ist jeweils die gemessene Frequenz und die nach der Näherungsformel erwartete Frequenz, die Spannungsdifferenz zwischen Untergrund und Peak und der daraus bestimmte Absorptionskoeffizient, sowie dessen relativer Fehler.

3. Das Experiment

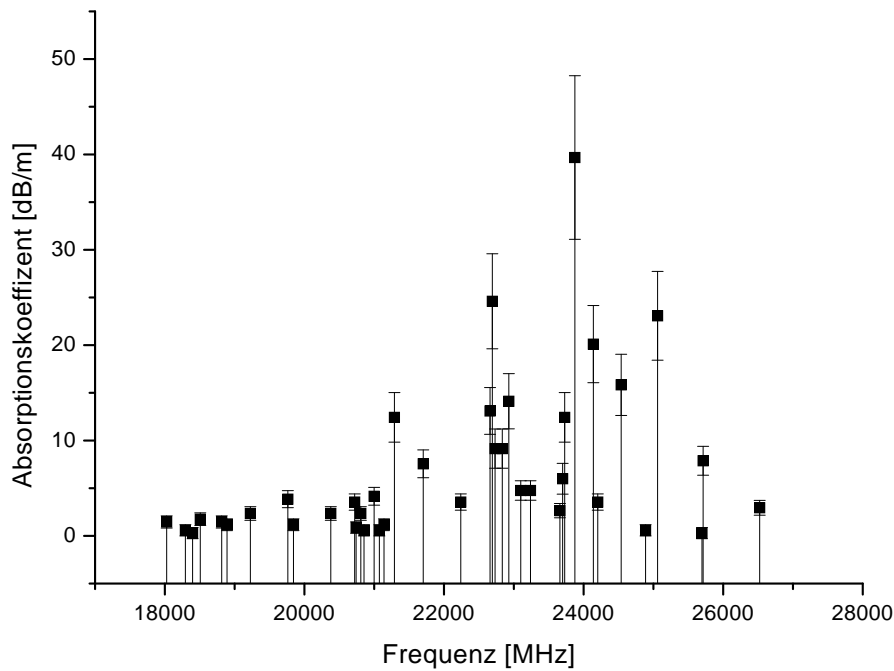


Abbildung 6: Absorptionslinien des Inversionsspektrums: Aufgetragen ist jeweils die Frequenz und die ermittelte Absorption

3.3. Untersuchung der Hyperfeinstruktur und Ermittlung der Quadrupolkonstanten

Im zweiten Versuchsteil wird die Hyperfeinstrukturaufspaltung bei sechs Linien ausgemessen und daraus die Quadrupolkonstante bestimmt.

3.3.1. Durchführung

Die Hyperfeinstrukturaufspaltung ist bei den Linien mit $J = K$ besonders ausgeprägt, weshalb diese hier untersucht werden. Zunächst wurde der Druck in der Apparatur auf $p = (2,1 \cdot 10^{-2} \pm 0,3 \cdot 10^{-2})$ mbar (Anzeige des Manometers) abgesenkt, so dass einerseits die Hyperfeinstruktur sichtbar wurde, andererseits aber die Linienbreite nicht zu einem ineinanderlaufen der Peaks führte.

Die Abstände der Hyperfeinstruktur-Trabanten von der Hauptlinie sind so gering, dass eine direkte Messung mittels des Wellenmessers nicht möglich ist. Daher wurde die Zeit-Achse des Oszilloskops mittels des Wellenmessers zunächst kalibriert. Diese Kalibrierung wurde für verschiedene Frequenzen vorgenommen, wobei alle Ergebnisse im Rahmen der

3. Das Experiment

Linie	a	b	c	d	$D_i \pm 0,2/\text{Skt}$	$D_a \pm 0,2/\text{Skt}$	$\frac{D_i}{D_a}$	$\left(\frac{D_i}{D_a}\right)_{theo}$
(1,1)	-1,70	-0,60	0,65	1,70	0,63	1,70	$0,37 \pm 0,13$	0,40
(2,2)	-2,25	-1,40	1,40	2,20	1,40	2,23	$0,63 \pm 0,11$	0,64
(3,3)	-2,65	-1,90	1,85	2,60	1,88	2,63	$0,71 \pm 0,09$	0,74
(4,4)	-2,50	-1,85	1,90	2,55	1,88	2,53	$0,74 \pm 0,10$	0,80
(5,5)	-2,75	-2,25	2,25	2,75	2,25	2,75	$0,82 \pm 0,09$	0,83
(6,6)	-4,8	-2,6	3,0	5,0	2,80	4,90	$0,57 \pm 0,05$	0,86

Tabelle 3: Abstände der HFS-Trabanten von der Hauptlinie und Verhältnisse der Abstände (alle Werte in Skalenteilen, mit 1 Skt. = 1 MHz), Unsicherheit bei allen Messungen: 0,20 Skalenteile

Linie	D_i/MHz	D_a/MHz	$\frac{D_i}{eQq}$	$\frac{D_a}{eQq}$	eQq	eQq
(1,1)	$0,63 \pm 0,24$	$1,70 \pm 0,39$	0,15	0,38	$4,17 \pm 1,57$	$4,53 \pm 1,05$
(2,2)	$1,40 \pm 0,34$	$2,23 \pm 0,49$	0,32	0,50	$4,36 \pm 1,07$	$4,45 \pm 0,98$
(3,3)	$1,88 \pm 0,43$	$2,63 \pm 0,56$	0,42	0,56	$4,50 \pm 1,02$	$4,67 \pm 1,00$
(4,4)	$1,88 \pm 0,43$	$2,53 \pm 0,54$	0,48	0,60	$3,93 \pm 0,89$	$4,21 \pm 0,91$
(5,5)	$2,25 \pm 0,49$	$2,75 \pm 0,59$	0,52	0,63	$4,33 \pm 0,95$	$4,40 \pm 0,94$
(6,6)	$2,80 \pm 0,59$	$4,90 \pm 1,00$	0,55	0,64	$5,09 \pm 1,08$	$7,62 \pm 1,56$

Tabelle 4: Auswertung der HFS-Trabantenabstände: Quadrupolkonstanten

Messgenauigkeiten übereinstimmten.

Bei dieser hohen Frequenzauflösung erwies sich die Breite des Resonanzpeaks des Wellenmessers als besonders ungünstig. Dessen Maximum konnte nur noch grob abgeschätzt werden. Ausserdem stellte die Skalenauflösung des Wellenmessers eine begrenzte Grösse dar. Da zur Kalibrierung keine absoluten Frequenzen nötig sind, wird die Ungenauigkeit des Wellenmessers hierbei durch die Ablesungenauigkeit bestimmt.

Zur Aufnahme der Hyperfeinstruktur steht ein Speicheroszilloskop zur Verfügung, das es ermöglicht die angezeigten Spektren auf einen PC zu übertragen und hier weiter auszuwerten. Abbildung 7 zeigt die untersuchten Linien. Die Abstände der Trabanten von der Hauptlinie wurde jedoch direkt am Oszilloskop abgelesen, da ein Fit der gespeicherten Spektren nicht sinnvoll möglich erschien und die Maxima der Trabanten optisch am Oszilloskop am Besten zu identifizieren waren.

3.3.2. Auswertung und Ergebnisse

Nach Kalibrierung der Zeitachse lieferte das beschriebene Verfahren nachfolgende Werte für die Abstände der Trabanten von der Hauptlinie (Tabelle 3). Die vier Trabanten sind mit a bis d bezeichnet, wobei a und b unterhalb der Frequenz der Hauptlinie und c, d oberhalb der Hauptlinie liegen. Bei der Messung galt: 1 Skalenteil = 1 MHz mit einer relativen Unsicherheit dieser Kalibrierung von 20%.

Die Abstände der HFS-Trabanten stimmen im Rahmen der Ungenauigkeiten sehr gut

3. Das Experiment

mit den theoretischen Vorhersagen überein (siehe Tabelle 3). Einzig die Ergebnisse für die (6,6)-Linie weichen stark von der Vorhersage ab, was sich auch in der daraus berechneten Quadrupolkonstanten widerspiegelt. Diese Linie wurde daher bei der weiteren Analyse nicht berücksichtigt.

Aus den Trabantenabständen der (1,1)- bis (5,5)-Linie erhält man für das Quadrupolmoment des Kerns durch Mittelwertbildung

$$eQq = 4,35 \pm 0,33 \text{MHz} \quad (27)$$

was im Rahmen des Fehlers gut mit dem Literaturwert von 4,10 MHz (aus [Kop]) übereinstimmt.

3.4. Druckabhängigkeit der Linienbreite

Im letzten Versuchsteil wird die Druckabhängigkeit der Linienbreite untersucht. Es soll der lineare Zusammenhang, wie er von Formel (24) vorhergesagt wird, bestätigt werden.

3.4.1. Durchführung

Zur Untersuchung der Druckverbreiterung werden mit dem Speicheroszilloskop Aufnahmen der (3,3)-Linie bei verschiedenen Drücken erstellt und jeweils ein Lorentzfit angelegt. Die (3,3)-Linie wurde gewählt, da der Resonanzpeak hier einerseits besonders ausgeprägt war, andererseits aber auch der Untergrund ein annähernd gerades Profil aufwies.

Der Druck wird jeweils mit dem auf Luft geeichten Vakuummessgerät bestimmt und während der Messung durch Nachregeln des Gaseinlasses konstant gehalten. Vor jeder Messung wurde mehrere Minuten gewartet, um einen Druckausgleich in der Apparatur zu gewährleisten. Um dieses zu überprüfen wurden zusätzlich jeweils mindestens zwei Aufnahmen im Abstand von mehreren Minuten gewonnen, um Veränderungen auf Grund von ungleichmäßigem Druck erkennen zu können. Desweiteren wurden zunächst mit jeweils höherem Druck zwischen den Messpunkten gearbeitet und danach wieder einige Punkte mit geringerem Druck nachgemessen.

3.4.2. Auswertung und Ergebnisse

Die Auswertung wird zunächst mit Skalenangaben bei Druck und Frequenz durchgeführt, um die Skalenkalibrierung erst zum Schluss einfließen zu lassen. Um den linearen Zusammenhang zwischen Druck und Linienbreite bestätigen zu können ist dieses Verfahren zulässig, da Zeitachse des Oszilloskops und Frequenz linear zusammenhängen. Zwischen der Luft- und Ammoniak-Druck-Eichkurve (Abbildung 10) des Vakuummessgerätes im betrachteten Druckbereich liegt bei der logarithmischen Auftragung eine – im Rahmen der Genauigkeiten – konstante Differenz, was einem konstanten Faktor zwischen dem gemessenen Druck und dem wahren Ammoniak-Druck entspricht. Die Druck-Linienbreiten-Kurve wird bei Auftragung mit gemessenem Druck also nur eine andere Steigung aufweisen, der lineare Zusammenhang sollte jedoch erhalten bleiben. Eine Umrechnung des Drucks für jeden einzelnen Messpunkt erschien nicht sinnvoll, da die Eichkurve nur eine sehr grobe Abschätzung des wahren Drucks zulässt.

3. Das Experiment

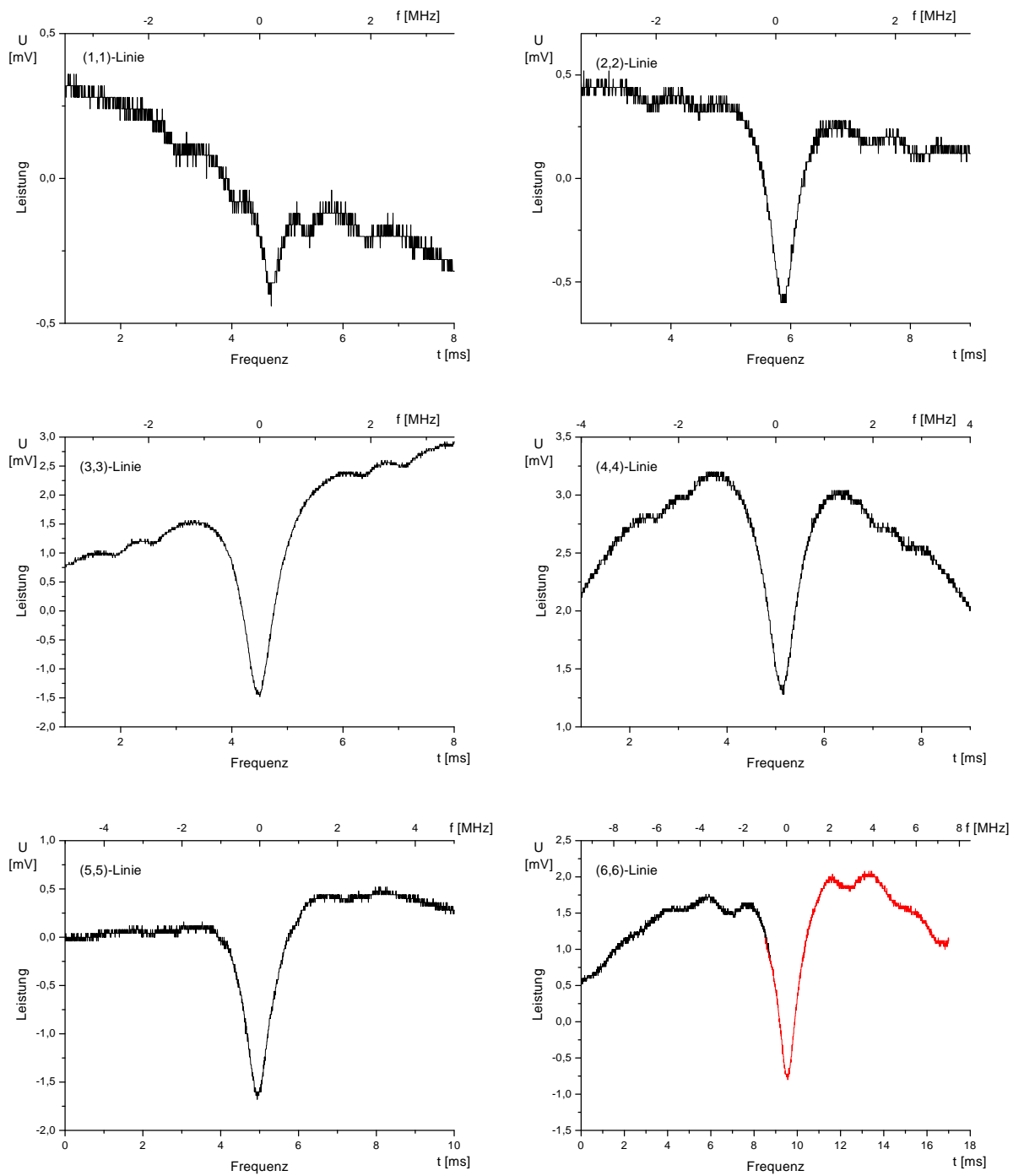


Abbildung 7: Aufnahmen der Hyperfeinstruktur der untersuchten Linien, Die Grafik der (6,6)-Linie wurde aus zwei Messungen zusammengesetzt.
 Untere Skala: t -Achse des Oszilloskops; obere Skala: Frequenz-Umrechnung

3. Das Experiment

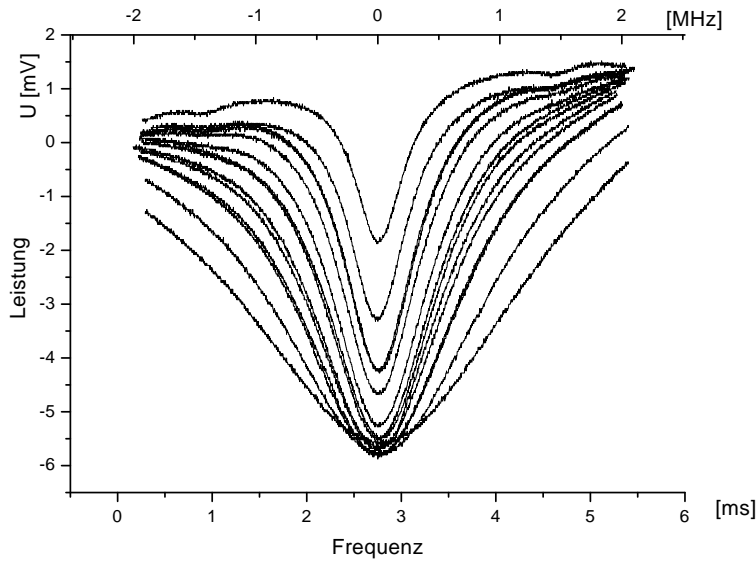


Abbildung 8: (3,3)-Linie bei verschiedenen Drücken

Die Auswertung der aufgenommenen Kurven zeigt deutlich, dass der Druck innerhalb der Apparatur während der Messungen in guter Näherung konstant gewesen sein muss, da die in mehreren Minuten Abstand aufgenommenen Kurven im Rahmen des Rauschens nicht zu unterscheiden sind. Die Abbildungen 11 und 12 im Anhang zeigen jeweils die beiden Aufnahmen jedes Messpunktes in einem Diagramm und die durchgeführten Fits. Zum Vergleich zeigt Abbildung 8 jeweils eine Aufnahme bei jedem Messpunkt in einem Diagramm.

In Abbildung 9 ist die in den Fits ermittelte Halbwertsbreite gegen den gemessenen Druck aufgetragen. Die Umrechnung der Halbwertsbreite von Skalenteilen in MHz wurde hierbei schon ausgeführt. Daher sind die Fehlerbalken in y -Richtung verhältnismässig gross. Dies wird an dem sehr kleinen χ^2 -Wert der Geradenregression deutlich, der zeigt, dass der lineare Zusammenhang zwischen Druck und Halbwertsbreite erfüllt ist und die Umrechnung der Frequenzachse dessen Fehler überschätzt.

Die Geradenregression liefert folgende Werte

$$\Delta\nu = (0,08 \pm 0,05)\text{MHz} + (17,12 \pm 0,51)\text{MHz/mbar} \cdot p$$

Wie bereits geschildert liegt die Eichkurve für Ammoniak in Abbildung 10 im betrachteten Druckbereich um einen konstanten Wert unterhalb der Eichkurve für Luft. Bei der logarithmischen Skalierung des Diagramms bedeutet dies, dass ein konstanter Faktor zwischen dem gemessenen – auf Luft geeichten – Druck und dem wahren Druck des Ammoniaks liegt. Die Auswertung der Kalibrierkurve ergibt einen Faktor von $1,5 \pm 0,1$, wobei der Fehler hier relativ gross abgeschätzt wurde.

Werden die Ergebnisse des Geradenfits umgerechnet auf den wahren Druck, so ergibt

3. Das Experiment

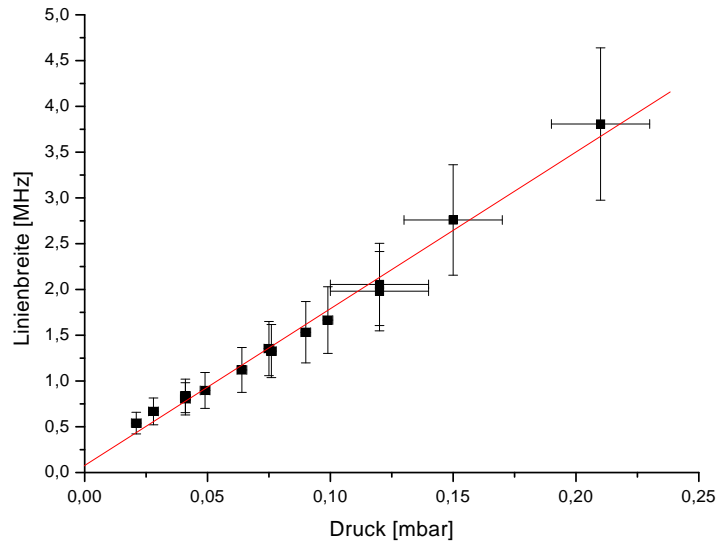


Abbildung 9: Halbwertsbreite der (3,3) Linie gegen Druck: Aufgetragen ist der gemessene Druck, der gegenüber dem wahren Druck um einen konstanten Faktor verändert ist

sich für die Proportionalitätskonstante zwischen Druck und Linienbreite $C = 25,68 \pm 1,87 \text{ MHz/mbar}$. Als Arbeitstemperatur wird fehlerfrei $T = 297 \text{ K}$ angenommen. Nach Gleichung (24) gilt

$$\begin{aligned} \Delta &= C \sqrt{\frac{T}{273 \text{ K}}} = (25,7 \pm 1,9) \frac{\text{MHz}}{\text{mbar}} \cdot \sqrt{\frac{297}{273}} = (26,8 \pm 2,0) \frac{\text{MHz}}{\text{mbar}} \\ &= (35,7 \pm 2,6) \frac{\text{MHz}}{\text{mmHg}} \end{aligned}$$

mit der Umrechnung $1 \text{ mmHg} = 1,333 \text{ mbar}$. Dies entspricht in etwa dem in 2.4 angegebenen Literaturwert von $29 \pm 2 \text{ MHz/mmHg}$.

4. Fazit

1. Alle erwarteten 39 Absorptionslinien des Ammoniaks im Frequenzbereich von 18 bis 26 GHz konnten nachgewiesen werden. Die gemessenen Frequenzen stimmten fast alle sehr gut mit den Vorhersagen überein. Für alle Linien konnten die Absorptionskoeffizienten zumindest abgeschätzt werden.
2. Bei den sechs Linien mit $J = K = 1, \dots, 6$ konnte die Hyperfeinstrukturaufspaltung aufgenommen und deren Grösse ausgemessen werden. Bis auf die (6,6)-Linie waren alle Ergebnisse im Rahmen der Vorhersagen. Entsprechend konnte die Quadrupolkonstante des Kernmoments in Übereinstimmung mit Literaturwerten bestimmt werden.
3. Für die (3,3)-Linie des Inversionsspektrums wurde die Proportionalität von Druck und Linienbreite bestätigt. Die Proportionalitätskonstante hatte ungefähr den erwarteten Wert.

Christian Dehne

Sebastian Fleischmann

A. Anhang

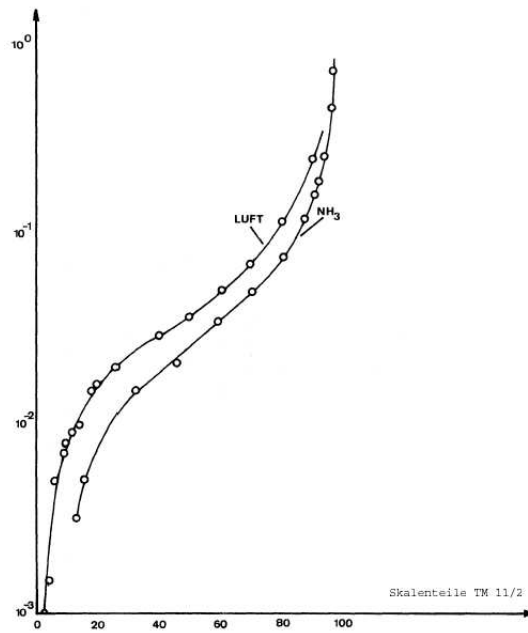


Abbildung 10: Druckeichkurve

A. Anhang

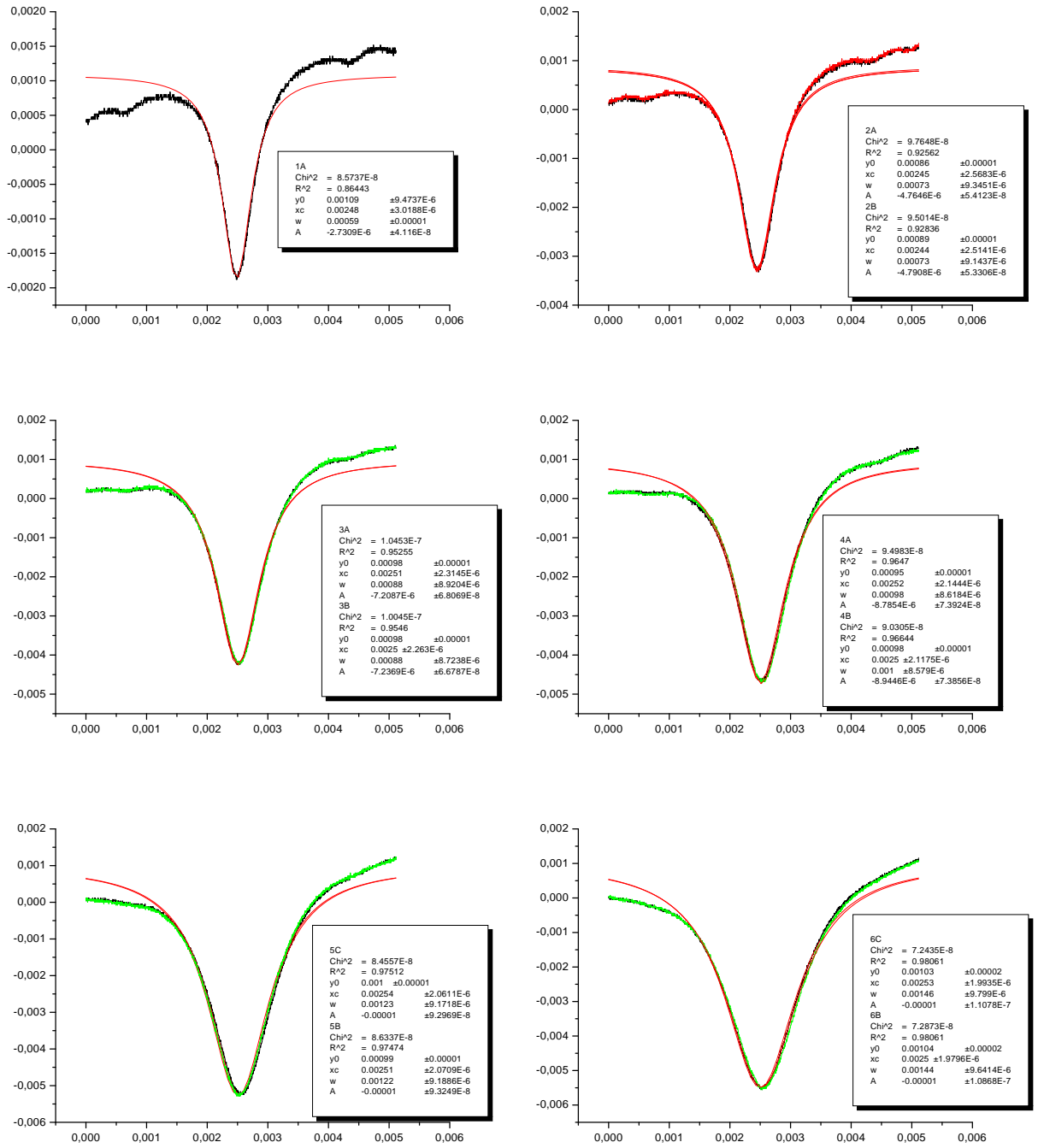


Abbildung 11: (3,3)-Linie bei verschiedenen Drücken 1: Nr. 1: $2,1 \cdot 10^{-2}$ mbar, Nr. 2: $2,8 \cdot 10^{-2}$ mbar, Nr. 3: $4,1 \cdot 10^{-2}$ mbar, Nr. 4: $4,9 \cdot 10^{-2}$ mbar, Nr. 5: $6,4 \cdot 10^{-2}$ mbar, Nr. 6: $7,6 \cdot 10^{-2}$ mbar

A. Anhang

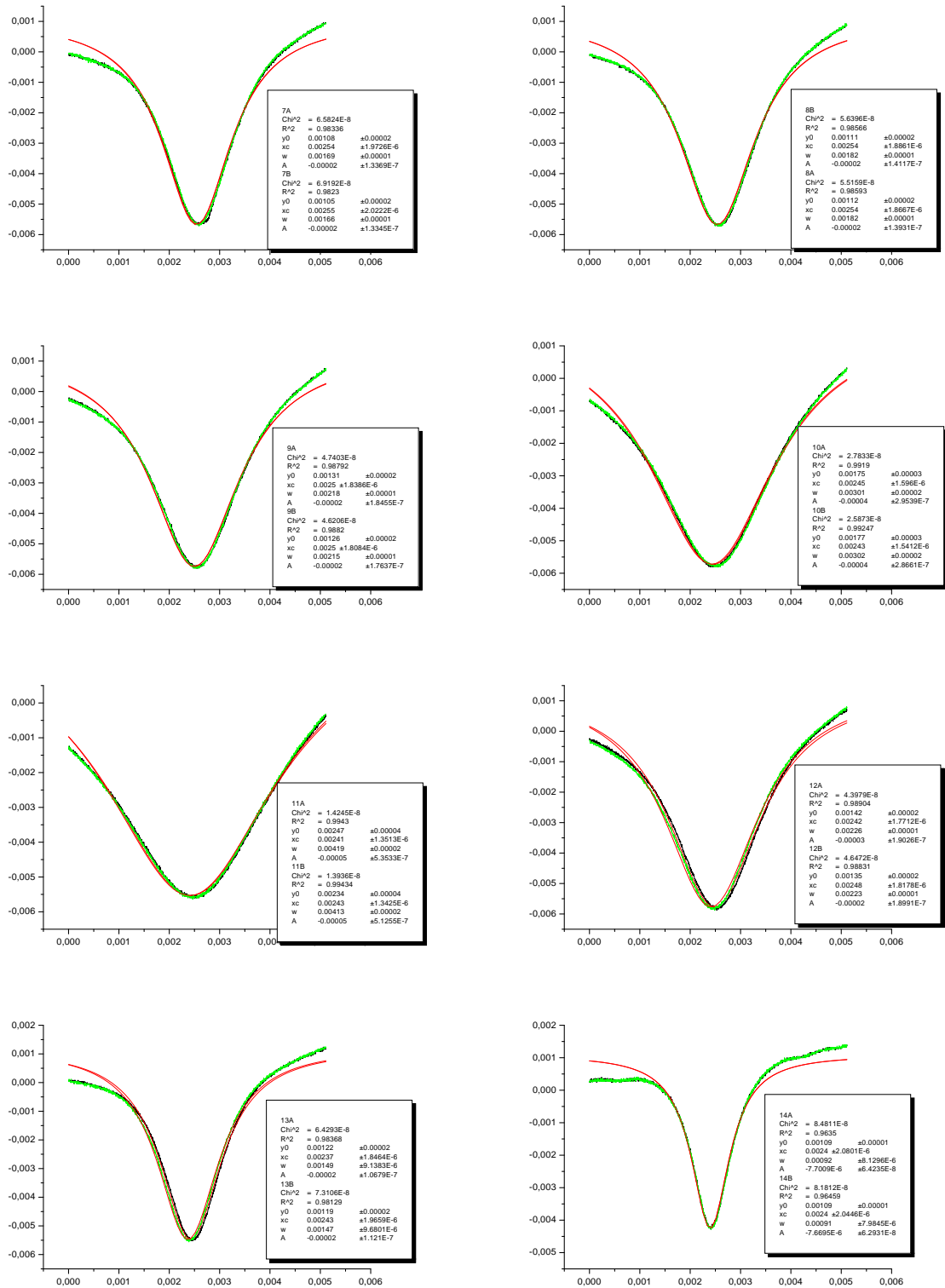


Abbildung 12: (3,3)-Linie bei verschiedenen Drücken 2: Nr. 7: $9,0 \cdot 10^{-2}$ mbar, Nr. 8: $9,9 \cdot 10^{-2}$ mbar, Nr. 9: $1,2 \cdot 10^{-1}$ mbar, Nr. 10: $1,5 \cdot 10^{-1}$ mbar, Nr. 11: $2,1 \cdot 10^{-1}$ mbar, Nr. 12: $1,2^3 10^{-1}$ mbar, Nr. 13: $7,5 \cdot 10^{-2}$ mbar, Nr. 14: $4,1 \cdot 10^{-2}$ mbar