Kalibrierung von Prüfköpfen und Messungen für nichtlinearen Ultraschall

Studienarbeit

vorgelegt von

Julien Bigerel

Ecole Européenne d'Ingénieur en Génie des Matériaux – Nancy

Diese Studienarbeit wurde am
Fraunhofer Institut für zerstörungsfreie Prüfverfahren (IZFP)
angefertigt
IZFP Berichtsnummer 070122-TW

Saarbrücken, im März 2007

Inhaltverzeichnis

I. Einleitung 3
II. Grundlagen 3
1. Laserinterferometrie 3
2. Nichtlinearer Ultraschall 5
a. Der Versuchungsaufbau 5
b. Technische Probleme bei der Bestimmung von β mit einem Interferometer 7
c. Klirrfaktor 8
3. Schallfeld eines Kreisscheibenschwingers 8
III. Beispiele 13
1. Bauteil aus einer Flugzeug-Lenkung 13
2. Nichtlineare Ultraschallprüfung von geklebten Quarzglasproben 19
IV. Vergleich Messungen in Transmission und Reflexion mit $LiNbO_3$ Prüfkopf 33
V. Kalibrierung 39
1. Kalibrierung des Sendeprüfkopfs 39
A113SN243570 Prüfkopf – 2 MHz 40
d. Empfangsprüfkopf V110SN220068 – 4 und 6MHz 41
e. $LiNbO_3$ Prüfkopf 42
f. PMNPT602 Prüfkopf 46
g. PNMPT 603 Prüfkopf 48
2. Frequenzspektrum des Empfangsprüfkopfs 50
3. Kalibrierung der verwendeten Prüfköpfe 51
a. V110_222268 Prüfkopf mit Quarzglasprobe 51
b. Kalibrierungsfaktor mit $LiNbO_3$ Prüfkopf und Aluminiumprobe 56
c. Kalibrierungsfaktor mit PMNPT602 Prüfkopf und Aluminiumprobe 58
d. Kalibrierungsfaktor mit PMNPT603 Prüfkopf und Aluminiumprobe 60
V. Zusammenfassung 62
VI. Referenzen 63

I. Einleitung

Messungen auf nicht linearem Ultraschall für Anwendungen in der zerstörungsfreien Prüftechnik von Klebungen sind noch in ihrem Anfangsstadium. Zur Qualitätssicherung von Klebungen werden unter anderem als zerstörungsfreie Prüfverfahren, die Thermographie, die Ultraschallprüfung, und die Radiographie genutzt. Mit diesen Verfahren können Defekte wie Risse, Ablösungen oder Poren zuverlässig detektiert werden.

Schall, dessen Frequenz jenseits des menschlichen Hörbereich liegt, heißt Ultraschall. Für zerstörungsfreie Prüfverfahren wird am häufigsten der Frequenzbereich von 100 kHz bis 2 GHz genutzt. Ultraschall eine wesentlich geringere Wellenlänge als hörbarer Schall. Ultraschall kann also an sehr kleinen Fehlern im Werkstoff reflektiert werden. Mit abnehmender Wellenlänge steigt die Ortsauflösung, d.h. kleinere Defekte im Volumen oder an Oberflächen können detektiert werden, indem die Ultraschallwelle an ihnen reflektiert oder gebrochen wird**.** Die Ortsauflösung ist bei fokussierenden Wandlern durch den Durchmesser des Wandlers, durch seine Apertur und ebenfalls durch die Wellenlänge gegeben [1].

Ultraschall breitet sich in Form einer Welle aus. Aber, im Gegensatz zu Lichtwellen, die sich auch im Vakuum fortpflanzen können, braucht Ultraschall ein elastisches Medium wie eine Flüssigkeit oder einen Festkörper. Die maßgeblichen Parameter einer ebenen harmonischen Ultraschallwelle $U(t, x) = u_0 \exp(i\omega t - ikx)$, mit ω: Kreisfrequenz und k: Wellenzahl, sind die Wellenlänge λ und die Periode T für einen kompletten Zyklus. Die Frequenz ist definiert als $f = 1/T$. Die Frequenz als Funktion der Periodenzahl wird in Hertz gemessen. Die Wellenlängen ist durch $\lambda = c/f$ gegeben**,** wobei c die Schallgeschwindigkeit ist. Diese Parameter sind für eine bestimmte Temperatur und einen bestimmten Druck in einem perfekt elastischen Werkstoff konstant.

Zuerst werden wir an zwei Beispielen die Verwendung von nichtlinearen Ultraschall an zwei Proben diskutieren. Der zweite Teil dieser Arbeit wird die Kalibrierung mehrerer Prüfköpfe mit einem Empfangsprüfkopf oder einem Interferometer diskutieren. Es werden zwei Versuchsaufbauten benutzt.

II. Grundlagen

1. Laserinterferometrie

Die Interferometrie ist eine Messmethode, die mit Hilfe des physikalischen Effekt der Interferenz Information über ein Messobjekt liefert. Vom Messobjekt ausgehende Wellen werden zu einem Interferogramm überlagert. Die generelle Funktionsweise beim Aufbau eines Interferometers zur Messung optischer Größen mit Hilfe von Interferenzeffekten besteht darin, dass ein Strahlenbündel in zwei Teilbündel aufgeteilt wird. Eines dieser beiden wird daraufhin auf irgendeine Weise verändert, worauf hin die Strahlen wieder zusammengeführt und somit zur Interferenz gebracht werden.

Für diese Studienarbeit wurde ein Heterodyn-Michelson-Interferometer benutzt, um die Amplituden des Schallfeldes, das von Prüfköpfen erzeugt wurde, zu messen. Ein Laserstrahl wird in einer Braggzelle durch eine Trägerfrequenz frequenzmoduliert und in einen Strahl in Richtung Prüpfkopf/schwingende Oberfläche und einen Referenzstrahl aufgeteilt. Die beiden Strahlen werden von den jeweiligen Oberflächen reflektiert und in der Braggzelle so abgelenkt, dass sie kolinear auf die Photozelle treffen. Die resultierende Intensität wird von einer Photodiode detektiert. Der Ausdruck „Heterodyne“ kommt von dem frequenzmodulierten Referenzbündel. Ohne frequenzmoduliertes Referenzbündel heißt das Interferometer „Homodyne“. Das Heterodyneinterferometer hat den Vorteil, dass es weniger sensibel auf Veränderungen des Reflexionsvermögens der zu untersuchenden

Oberflächen und mechanische Störungen reagiert. Diese Veränderungen können die Amplitude des reflektierten Strahls verringern und somit das Signal verändern [2].

Das Michelson-Interferometer besteht im Wesentlichen aus:
- Einem He-Ne Laser der Wellenlänge 633 nm
- Einer Braggzelle, ein durch eine Ultraschallwelle moduliertes Kristallgitter
- Einem Spiegel zur Reflexion des Referenzstrahls
- Einer Linse zur Fokussierung des Laserstrahls auf die Probeoberfläche
- Eine Photodiode zur Messung der auftreffenden Lichtintensität

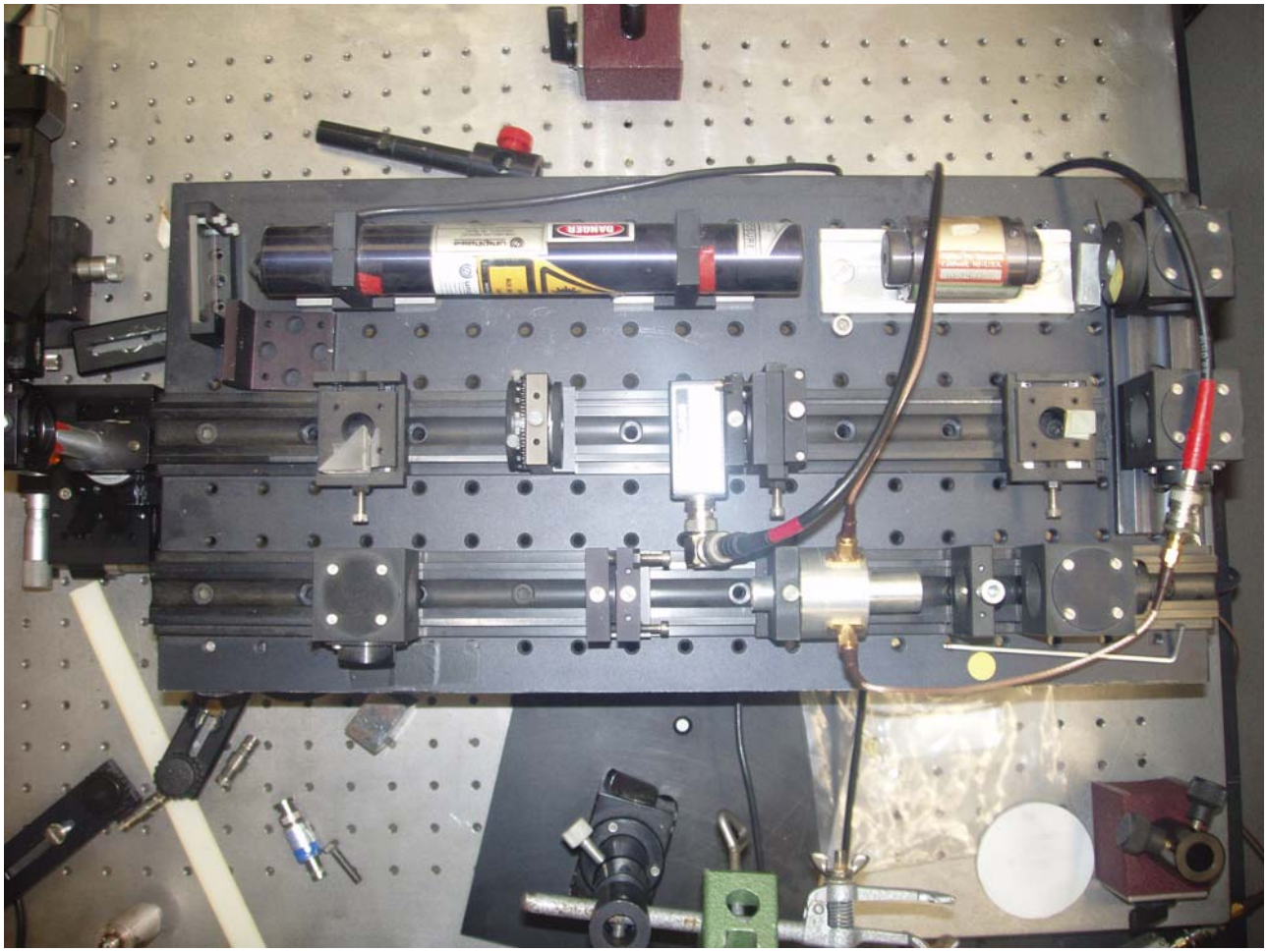


Abbildung 1: Foto des Interferometers.

Das Interferometer besteht im Wesentlichen aus

- Einem He Laser der Wellenlänge 633nm
- Einer Braggzelle, ein durch eine Ultraschallwelle der Trägerfrequenz moduliertes Kristallgitter
- Einem Spiegel zur Reflexion des Referenzstrahls
- Einer Linse zur Fokussierung des Laserstrahls auf der Probeoberfläche
- Eine Photodiode zur Messung der auftreffeenden Lichtintensität

2. Nichtlinearer Ultraschall

Ultraschallwellen und deren Harmonische werden durch folgende Ausdrücke dargestellt:

$$\begin{aligned} &A_1(t,x) = A_1 \exp(i\omega t - ikx) \\ &A_2(t,x) = A_2 \exp(i2\omega t - ikx) : \text{Ersten Harmonische} \\ &A_3(t,x) = A_3 \exp(i3\omega t - ikx) : \text{Zweite Harmonische} \\ &\text{usw.} \end{aligned} \tag{2.1}$$

Für Ultraschall können wir das Superpositionsprinzip benutzen:

$$f(A_1) + f(A_2) = f(A_1 + A_2) \tag{2.2}$$

Das Superpositionsprinzip bedeutet hier, dass Wellen sich überlagern können, ohne sich gegenseitig zu beeinflussen. Die resultierende Welle kann für jeden Ort als Funktion der verursachenden Wellen angegeben werden. Im Bereich des linearen Ultraschalls gilt dieses Prinzip weitgehend. Eine Welle breitet sich in einem Medium in immer gleicher Weise aus unabhängig von eventuell vorhanden weiten Wellen. Lineare Überlagerung ist auch bei kleinen Wasserwellen zu beobachten. Einzelne Wellenzüge überlagern sich in ein Wechselwirkungsgebiet linear und laufen nach Verlassen diese Gebiet in ihre ursprüngliche Form weiter. Im Bereich nichtlinearer Wellenphänomene hingegen kommt es zu Energieübertragungen zwischen den Primärwellenzügen. So resultieren Amplituden und Frequenzänderungen wie eine Neuausbildung von sekundären Wellen. Die resultierende Welle ist hier nicht mehr einfach aus der Superposition der verursachenden Wellen zu erhalten.

Messungen mit nichtlinearem Ultraschall nutzen das Phänomen der Erzeugung Harmonischer Wellen. Man sendet einen Wellenpuls der Amplitude A_0 und der Frequenz ω_0 auf eine Probenoberfläche. Wenn A_0 groß genug ist, enthält die detektierte Welle auf der gegenüberliegenden Seite harmonische Anteile, auch Oberwellen genannt. Deshalb können wir die erste Harmonische oder Oberwelle A_1 bei der doppelten Grundfrequenz $2\omega_0$, die zweite Harmonische oder zweite Oberwelle A_3 bei der dreifachen Grundfrequenz $3\omega_0$ und so weiter detektieren [3].

a. Der Versuchungsaufbau

In dieser Arbeit wurden ausschließlich piezoelektrische Prüfkopfe für die Erzeugung der harmonischen Wellen benutzt. Für die Detektion der Oberwellen gibt es mehrere Möglichkeiten, zum Beispiel einen kapazitiven Empfänger, einen piezoelektrischen Empfänger oder mittels Michelson Interferometer. Für die Messungen, die in dieser Arbeit vorgestellt werden wurde piezoelektrische Empfänger und ein im IZFP entwickeltes Interferometer benutzt.

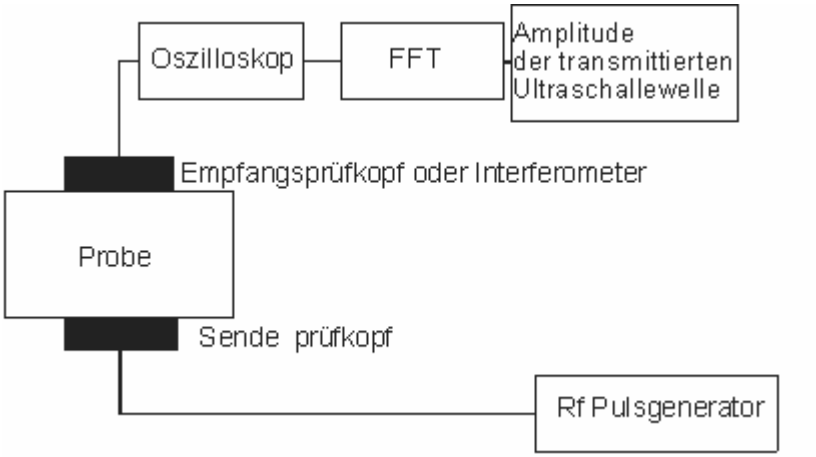


Abbildung 2: Versuchungsbau zur experimentellen Bestimmung des nichtlinearen Verhaltens des Materialverbundes mit einem Ultraschallprüfkopf.

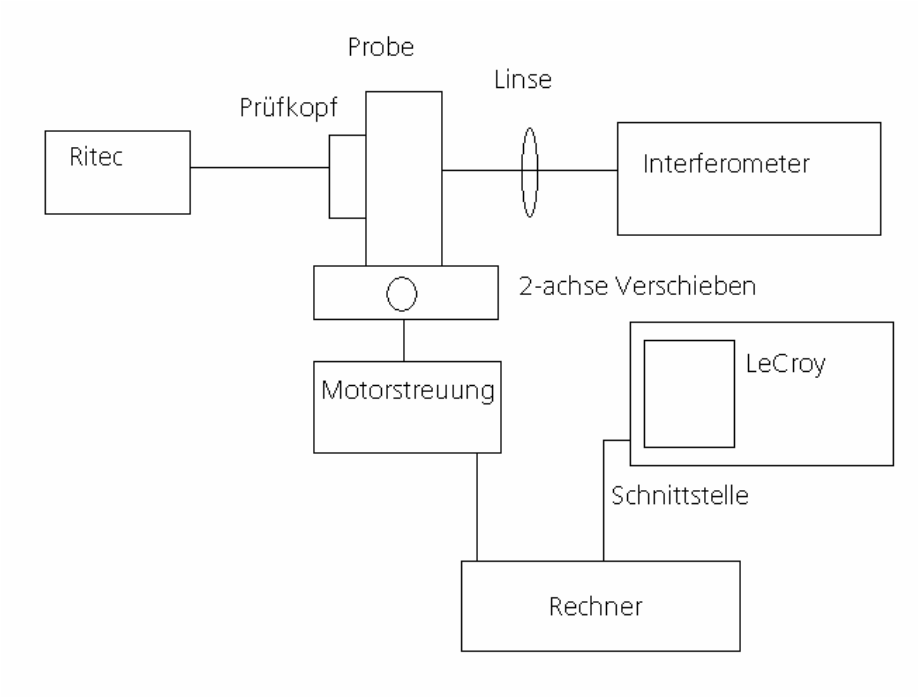


Abbildung 3: Versuchungsbau zur experimentellen Bestimmung des nichtlinearen Verhaltens des Materialverbundes mit Interferometer.

Der Versuchsaufbau besteht aus mehreren Komponenten:

- Ein Rf-Generator SNAP 5000 der Firma RITEC
- Ein Sendeprüfkopf.
- Eine Probe.
- Ein Empfangsprüfkopf der Fa. Panametrics V110 Seriennummer 255222 oder das im IZFP entwickelte Michelsoninterferometer
- Ein digitales LeCroy-Oszilloskop zur Darstellung der Signale
- Ein Rechner zur Steuerung des Aufbaus mit einem Programm in Labview und zur Auswertung der Signale.

Die Hooksche Näherung des elastischen Verhaltens eines Festkörpers beschreibt den linearen Fall für die Beziehung zwischen Spannungstenor und elastischer Verzerrung. Diese gilt nur für kleine Auslenkungen. Bei größeren Auslenkungen weicht das interatomare Potential von der Parabelform ab

und die Wechselwirkungskraft zwischen den Atomen des Festkörpers wird nichtlinear. Dies kann als Reihentwicklung im Hookschen Gesetzt dargestellt werden:

$$\sigma = E\varepsilon(1 + \beta\varepsilon + ...) \qquad \textbf{(2.3)}$$

Wobei E den Elastizitätsmodul, ε die Verzerrung, und β ein Maß für die Abweichung des interatomaren Potentials von der Parabelform ist.

Der Parameter β kann mittels dem zweiten elastischen Modul C_{ij} und der elastischen Konstante höherer Ordnung C_{klm} dargestellt werden. Für Longitudinalwellen in isotropen Werkstoffen gilt [3] :

$$\beta=3+(C111/C11) \qquad \textbf{(2.4)}$$

Wir haben den Nichtlinearitätsparameter durch Messung der Ultraschallamplituden der Grundwelle A_1 und der ersten Oberwelle bestimmt. β wurde mit folgender Gleichung berechnet [4] :

$$|\beta| = \frac{8 \times A_2}{k^2 z A_1^2} \qquad \textbf{(2.5)}$$

Wobei $k = \omega_0 / c$ die Wellenzahl ist, die über die Schallgeschwindigkeit c und die Kreisfrequenz ω_0 definiert ist. Die Messungen, die hier durchgeführt werden, machen es notwendig, dass man absolute Ultraschallauslenkungen über den Frequenzbereich ω_0 bis möglichst $4\times\omega_0$ erfassen kann. Folglich sind zwei notwendige Eigenschaften jeder Detektionsmethode, ein gutes Ansprechverhalten über einen breiten Frequenzbereich und die Möglichkeit das gemessene Signal zu kalibrieren. Das Interferometer ist ein idealer Kandidat dafür, es hat eine gute Empfindlichkeit und ist sehr breitbandig.

Wir wissen aus [5], dass der Wert der zweiten Harmonischen größer wird mit höherem Druck und mit steigender Sendespannung. In diesem Experiment [5] erfolgte die Probenherstellung indem unterschiedliche Lasten ober- und unterhalb der Streckgrenze an die Proben angelegt wurden. β ist ein aussagekräftiger Parameter für diese Belastungsart. Die Höhe des Nichtlinearitätsparameters folgt der nächsten Tendenz. Erstens gibt es einen kleinen Anstieg bis zur Elastizitätsgrenze und zweitens gibt es einen anderen Anstieg unter- oder oberhalb der Streckgrenze (R_p = 0,2%). Schließlich gibt es einen langsamen Anstieg zwischen der Streckgrenze und der Zugfestigkeit. Dieser Verlauf entsteht durch Mikrorisse im Werkstoff die durch die angelegte Zugspannung verursacht werden. Deswegen können wir sagen, dass die Höhe des Nichtlinearitätsparameters das Wachstum der Mikrorisse im Inneren der Struktur repräsentiert, das heißt die Schwächung des Werkstoffs.

b. Technische Probleme bei der Bestimmung von β mit einem Interferometer

Es gibt viele Quellen für die Erzeugung von Oberwellen und jeder Quelle muss Beachtung geschenkt werden.

- Die Amplitudenmodulation des Photodetektorausgangs
- Verzerrungen der Komparatorschaltung
- Fehler des Quadratursignals
- Mechanische Schwingungen und Schwankungen der Laserintensität
- Geringer Signal- Rausch-Abstand

Weil die Amplitude der Oberwellen viel kleiner als die der Grundwelle ist, können die Oberwellen durch geringen Signal-Rausch-Abstand verdeckt werden. Um dieses Problem zu lösen wurden die Werte für das Signal und den Träger mit dem Oszillograph über mehrere Messungen gemittelt [4].

c. Klirrfaktor

Ein anderes allgemein anerkanntes, pauschales Maß zur Bewertung von Oberwellen ist der so genannte Klirrfaktor, ein

$$K = \sqrt{\frac{A_2^2 + A_3^2 + A_4^2 + \ldots}{A_1^2 + A_2^2 + A_3^2 + A_4^2 + \ldots}} \qquad \textbf{(2.6)}$$

Der Klirrfaktor liegt immer zwischen 0 und 100%. Der Klirrfaktor einer Rechteckfunktion beträgt zum Beispiel 43,6%. Bei den folgenden Versuchen wird untersucht, ob der gesamte Materialverbund Ultraschallwellen nichtlinear überträgt. Der Versuchungsaufbau ist in ***Abbildung 3*** dargestellt. Dazu wird der Faktor K als pauschales Maß zur Beschreibung der Nichtlinearität benutzt. Dabei genügt es, die Oberwellen nur bis zur 4. Ordnung auszuwerten, da Harmonische höherer Ordnung im Rahmen der hier vorgestellten Messungen nicht mehr nachweisbar waren.

Der Klirrfaktor (K) ist ein Maß für die Gesamtheit der Übertragungsverzerrungen, die vom Gesamtsystem erzeugt werden. Klebungen mit schwachen Bindungen sollten zu hohen Klirrfaktoren führen. Sie übertragen die Ultraschallwelle verzerrt [4].

3. Schallfeld eines Kreisscheibenschwingers

Ebene Wellen können nur durch unendlich ausgedehnte Flächen abgestrahlt werden. Daher ist das Schallfeld eines Kreiskolbenschwingers endlichen Durchmessers im Allgemeinen nicht homogen. Es treten Interferenzen auf, weil Teilwellen, die von unterschiedlichen Positionen auf der Schwingeroberfläche kommen, Laufwegunterschiede haben. Das Schallfeld wird mit steigendem Abstand breiter und es kommt sowohl senkrecht als auch quer zum Schwinger zu Minima und Maxima. Ist der Schwingerdurchmesser im Verhältnis zur Wellenlänge des Ultraschalls groß, sind die Beugungseffekte klein, und das Schallfeld ist fast homogen. Zur Berechnung des Schallfelds eines Kreiskolbenschwingers muss man zuerst die Abstrahlung eines sphärischen Schwingers kennen. Die Teilchenverschiebung u welche durch eine Longitudinalwelle hervorgerufen wird, kann durch ein Potential ϕ mit $u = \nabla \phi$ abgeleitet werden.

ϕ gehorcht der Wellengleichung:

$$\nabla^2\varphi - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} = 0 \text{ mit } c = \sqrt{(\lambda + 2\mu)/\rho} \qquad \textbf{(2.7)}$$

λ und μ sind die Lameschen Konstanten für isotrope Festkörper. In Polarkoordinaten kann man diese Gleichung für eine Welle, die sich mit exp(jwt) ändert, folgendermaßen schreiben

$$\frac{1}{R^2}\frac{\partial}{\partial R}\left(R^2\frac{\partial\phi}{\partial t^2}\right) + k^2\phi = 0 \text{ mit der Wellenzahl } k = \frac{\omega_0}{c} = \frac{2\pi}{\lambda} \qquad \textbf{(2.8)}$$

Die Wellengleichung hat zwei Lösungen

$$\phi = \frac{Ae^{\pm jkR}}{R} \qquad \textbf{(2.9)}$$

Das negative Vorzeichen steht für eine Welle die aus dem Ursprung kommt, das positive für eine Welle die zum Ursprung läuft [6].

Schallfeld entlang der Prüfkopfachse

Zur Berechnung des Schallfeldes geht man vom Huygenschen Prinzip aus. Von jedem Punkt auf der Schwingeroberfläche gehen Kugelwellen aus. Integriert man diese über die Wandleroberfläche, so kann das Schallfeld an einem beliebigen Punkt im Raum berechnet werden. Die Amplitude der Schwingung sei *u* auf der Prüfkopfoberfläche. ***Abbildung 4*** zeigt die Vorgehensweise. Die Schwingerfläche wird in Elemente der Breite *dr,* des inneren Durchmessers *r* und des äußeren Durchmessers *r'+dr* geteilt. Dann wird über den Radius integriert, um das Gesamtschallfeld des Wandlers zu erhalten.

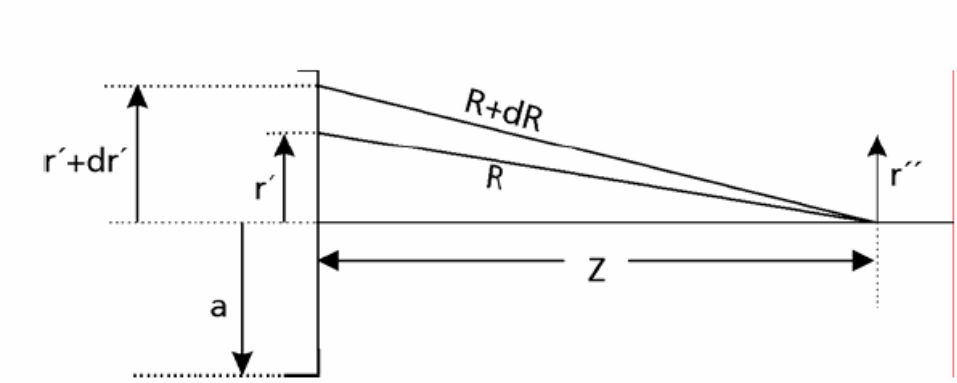


Abbildung 4:Schema zur Berechnung des Schallfeldes entlang der Prüfkopfachse [6].

$$\phi(0,z) = -u_0 \int_{r'=0}^{a} \frac{e^{-jkR}}{R} r' dr' \qquad \textbf{(2.10)}$$

mit $R^2 = r'^2 + z^2$ und $RdR = r'dr'$, a ist die Durchmesser des Schwingers

Also $\phi(0,z) = -u_0 \int_{r'=0}^{a} e^{-jkR} dR = \left. \frac{u_0 e^{-jkR}}{jk} \right|_{r'=0}^{a} = \frac{u_0}{jk}\left[e^{-jk(a^2+z^2)^{1/2}} - e^{-jkz}\right]$ **(2.11)**

Und damit $\phi(0,z) = -\frac{2}{k} u_0 \sin\frac{k(\sqrt{a^2+z^2}-z)}{2} e^{-jk\frac{(\sqrt{a^2+z^2}+z)}{2}}$ **(2.12)**

Durch Differenzieren diese Gleichung in Bezug auf z, können wir zeigen, dass

$$u_z(0,z) = u_0 e^{-jkz} - \frac{z}{\sqrt{a^2+z^2}} e^{-jk\sqrt{a^2+z^2}} \qquad \textbf{(2.13)}$$

Werden keine Scherwellen berücksichtigt, welche durch Querkontraktion im Schwinger entstehen, so ist die Auslenkung gleich dem Gradienten von obigem Potential.

Wenn $z^2 >> a^2$ können wir die Fresnel Näherung benutzen. Wir nehmen an, dass die durchschnittliche *Kraft* I(0) an der Oberfläche des Prüfkopfs anliegt. Daraus können wir I(z), die Kraftverteilung auf der Achse in der Form von:

$$I(z) = 4I(0)\sin^2(\frac{\pi a^2}{2\lambda z}) = 4I(0)\sin^2\frac{\pi}{2S} \text{ mit } S = \frac{z\lambda}{a^2} \qquad \textbf{(2.14)}$$

S ist der Fresnel Parameter.

Es gibt zwei Zonen: Die Fraunhofer und Fresnel Zone

Die Zone, für die z >> a^2/λ oder S >> 1 gilt, heißt Fernfeldzone oder Fraunhofer Zone. Wenn S>>1, gilt für I(z)

$$I(z) \approx \frac{\pi a^2}{\lambda z^2} I(0) = \frac{\pi}{S^2} I(0) \qquad \textbf{(2.15)}$$

Also nimmt I(z) mit $1/z^2$ in der Fraunhofer Zone ab.

Die Zone, für die $z<a^2/\lambda$ oder S<1 gilt, heißt Nahfeldzone oder Fresnel Zone. In diesem Fall, hat das Signalpotential ϕ sein Maximum auf der Achse, wenn das Argument der Sinusfunktion in **Gleichung 2.13** gleich $\frac{(2m+1)\pi}{2}$ ist. Daraus folgt, dass die Werte von z am Punkt des Potentialmaximums folgenden Wert ergeben:

$$z = z_{max} = \frac{a^2}{(2m+1)\lambda} - \frac{(2m+1)\lambda}{4} \approx \frac{a^2}{(2m+1)\lambda} \left[\text{für } ka >> (2m+1)\pi \right] \qquad \textbf{(2.16)}$$

Also ist die Fresnel Näherung für große Werte von *ka* gültig. Die Fresnel Näherung kann bezüglich S in der folgenden Form geschrieben werden:

$$S = S_{\max} = \frac{1}{2m+1} \text{ oder } S = S_{\min} = \frac{1}{2m} \qquad \textbf{(2.17)}$$

Die Bedingung S = 1 entspricht in Wirklichkeit der Bedingung m = 0. Dieser Punkt heißt Fresnelgrenze. ***Abb. 5*** zeigt den Amplitudenverlauf. Die Abszisse ist in Einheiten des Parameter

$S = \frac{z\lambda}{a^2}$ eingeteilt.

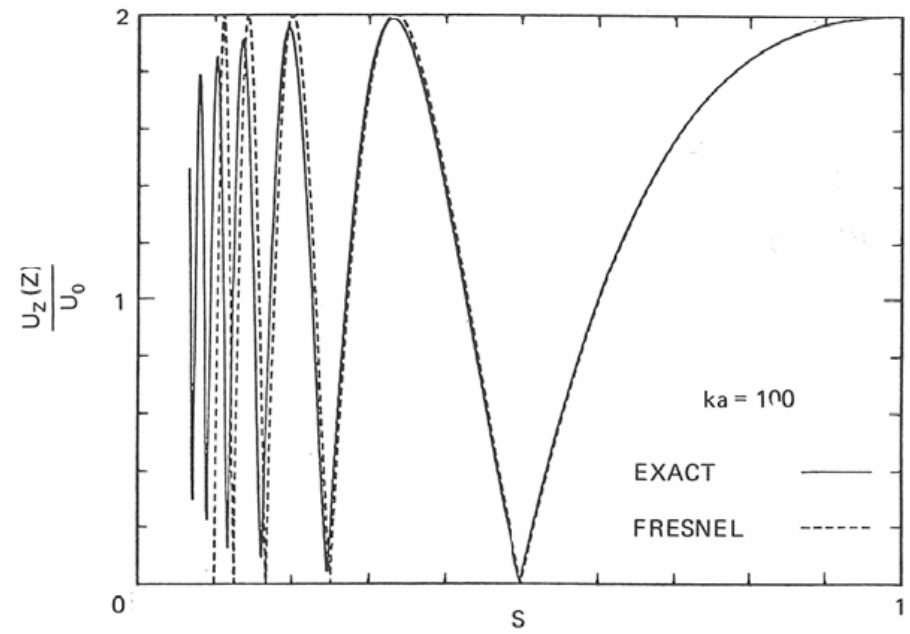


Abbildung 5*: *Schallfeld auf der akustischen Achse mit S < 1 mit die normalisierten axialen Verschiebungsfeld $\left|u_z(0,z)/u_0\right|$ ***als Funktion des Fresnel Parameters S [6].***

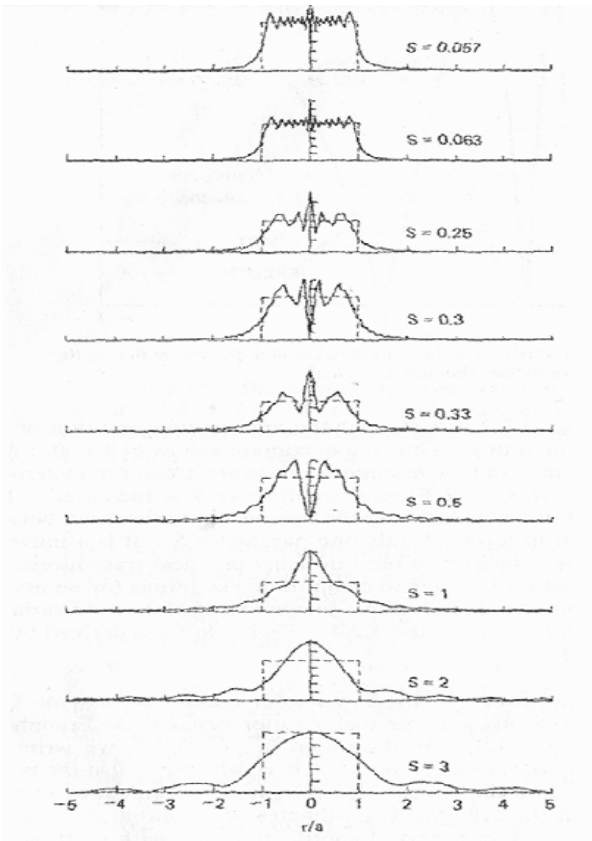


Abbildung 6: Schallfeld quer zur akustischen Achse [6].

Deshalb ist es sehr wichtig, dass die Messung mit einem Fresnel Parameter erfolgt, der auch für die zweifache Dicke der Probe größer als eins ist. Es gibt große Unterschiede bei der Amplitude in der Fresnelzone. Es deshalb schwierig in diesem Bereich die Amplitude des Prüfkopfs zu kalibrieren. Bei unseren Messungen ist der Fresnel Parameter immer größer als eins.

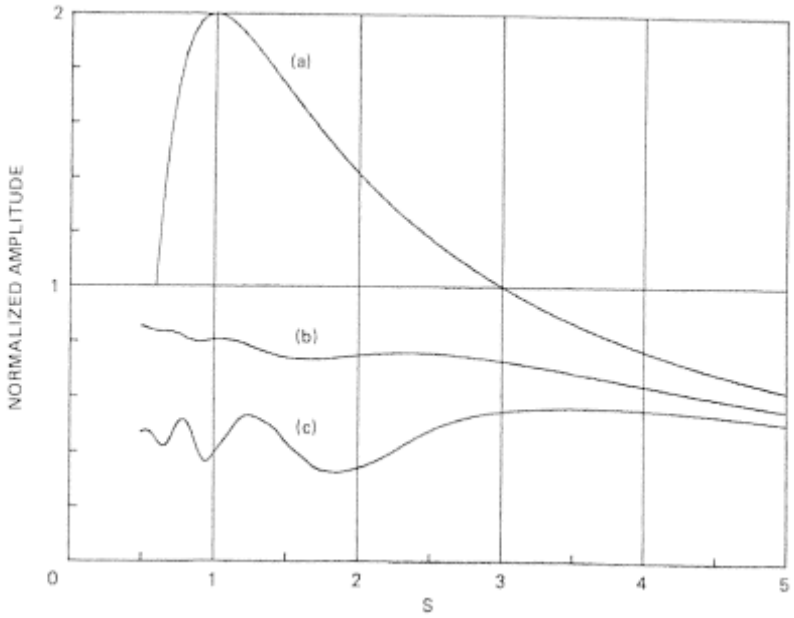


Abbildung 7: Grafische Darstellung der Amplitude des ausgesendeten Signals für einen Prüfkopf mit dem Radius a in Abhängigkeit von S= $z\lambda/a^2$; (a): Verhältnis der Amplituden $u_z(0,z)/u_z(0)$ auf der Prüfkopfachse; (b) Verhältnis der über die Apertur des Empfangsprüfkopfs gemittelten Amplitude des Parameters $u_z(r,z)/u_z(0)$ zur Amplitude des Sendeprüfkopfs; (c) Verhältnis der Amplitude bei r= a zur mittleren Amplitude des Sendeprüfkopfs $u_z(a,z)/u_z(0)$ [aus 6].

III. Beispiele

1. Bauteil aus einer Flugzeug-Lenkung

Im Rahmen des EU-Projekts AERONEWS [7] wurden Bauteile aus der Luftfahrtindustrie zur Verfügung gestellt. Bei dem hier untersuchten Teil handelt es sich um einen Stahlarm aus einer Flugzeug-Lenkung. Es wurden ein Gutteil als Referenz und ein Schlechtteil mit Riss gestellt. Es sollte untersucht werden, ob der Riss mit dem Verfahren Nichtlinearer Ultraschall detektiert werden kann. Ein Foto des Bauteils zeigt Abb. 8. In Abb. 9 ist in einer Skizze die Lage des Risses gezeigt. An dem Positionen A und B in Abb.8 wurden Messungen mit nichtlinearem Ultraschall durchgeführt. Außerdem wurde der Bereich um Position A in Tauchtechnik mit Hochfrequenz-Ultraschall abgebildet (siehe roter Kasten in Abb.8).

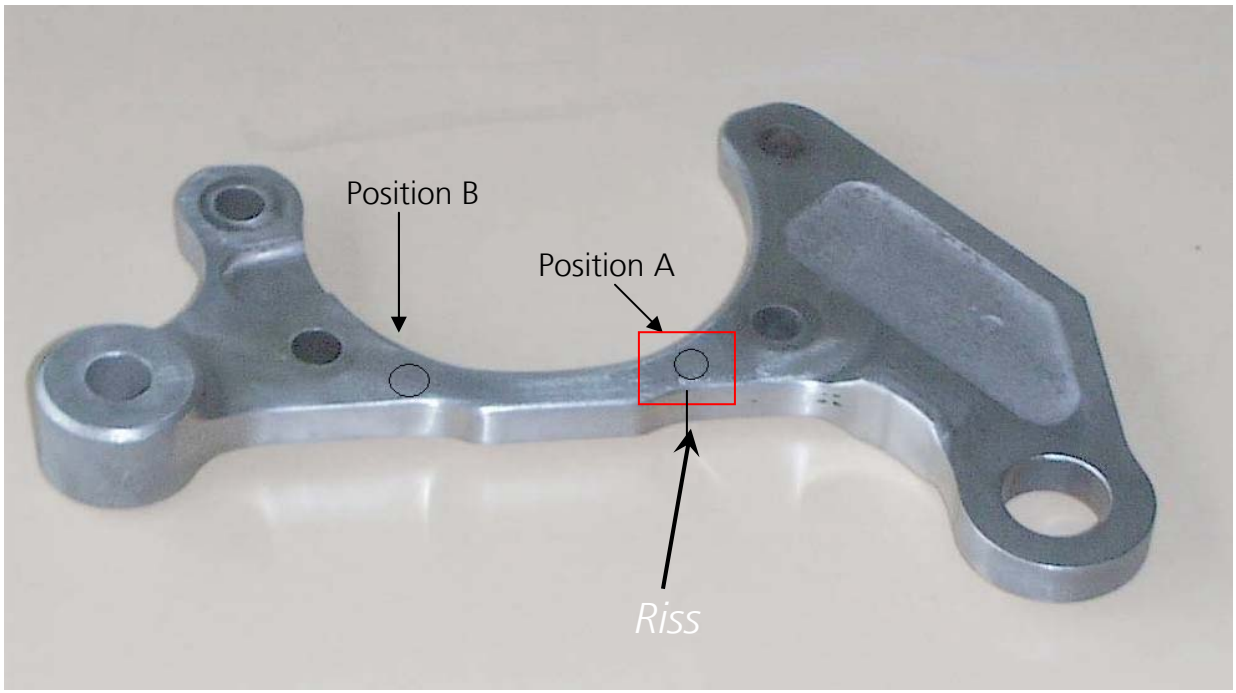


Abbildung 8: Bauteil aus einer Flugzeug-Lenkung. Der Riss hat eine Länge von 9 mm und eine Tiefe von 3 mm.

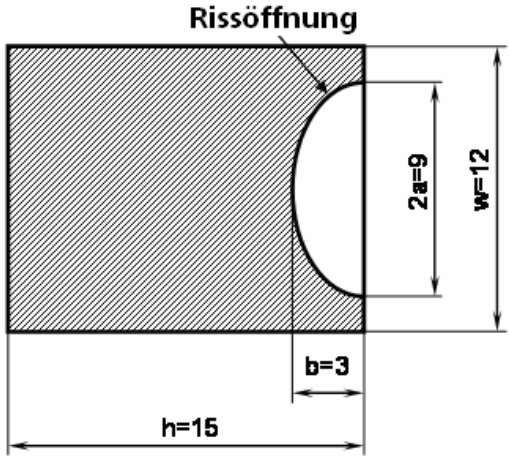


Abbildung 9: Skizze der Lage des Risses (Pfeil) in dem Bauteil, das in Abb. 8 gezeigt ist. Die Dimensionen sind in mm angeben.

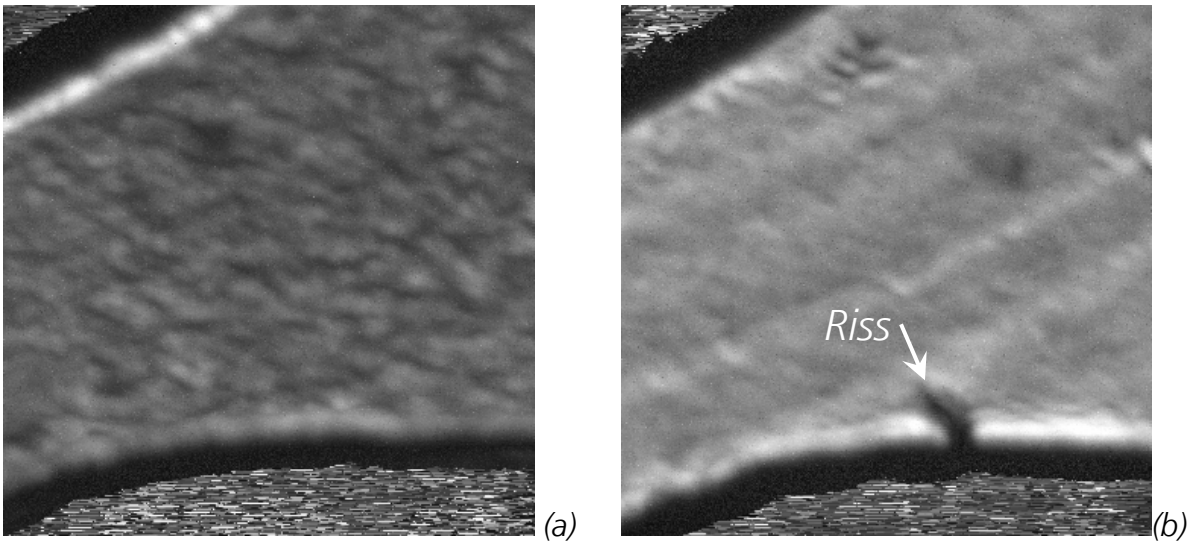


Abbildung 10: Ultraschall C-Scan: (a) Probe ohne Riss; (b) Probe mit Riss.

Die Ultraschall C-Scans sind in Abb.10 zu sehen. Die C-Scans wurde in Tauchtechnik im Wasserbad mit einem Schallwandler mit 80 MHz Mittenfrequenz durchgeführt. Der Riss in der geschädigten Probe ist deutlich als schwarze Linie zu erkennen.

Die Ergebnisse der Messungen mit nichtlinearem Ultraschall sind in Abb. 11 bis 17 zu sehen. In Position A wurde die Messung vier Mal wiederholt. Die Lage des Prüfkopfs wurde dabei geringfügig verändert. Weil der Durchmesser des Prüfkopfs genau so groß war wie die Breite der Probe in Position A, waren größere Änderungen der Prüfposition nicht möglich.

Als Sendeprüfkopf wurde ein $LiNbO_3$ -Wandler verwendet. Die Mittenfrequenz dieses Prüfkopfs beträgt 2 MHz. Als Empfangsprüfkopf wurde der Prüfkopf V110 von Panametrics, Seriennummer 255222, verwendet. Die Mittenfrequenz dieses Prüfkopfes beträgt 5 MHz. Es handelt sich um einen breitbandigen Prüfkopf aus PZT-Keramik. Als Anregungssignal wurde eine getaktete Sinusschwingung mit 10 Zyklen verwendet. Der Frequenz beträgt 2 MHz, die Amplitude 30 %. Zur Auswertung wurde aus dem digitalisierten Zeitsignal ein Array von 2200 Punkten Länge ausgeschnitten. Die Zeitsignale wurden im Labview Programm mit einem Hamming Fenster gewichtet. Um die höheren Harmonischen im Zeitsignal besser messen zu können, wurde das empfangene Zeitsignal vor der Digitalisierung analog mit einem 2 MHz Hochpass gefiltert.

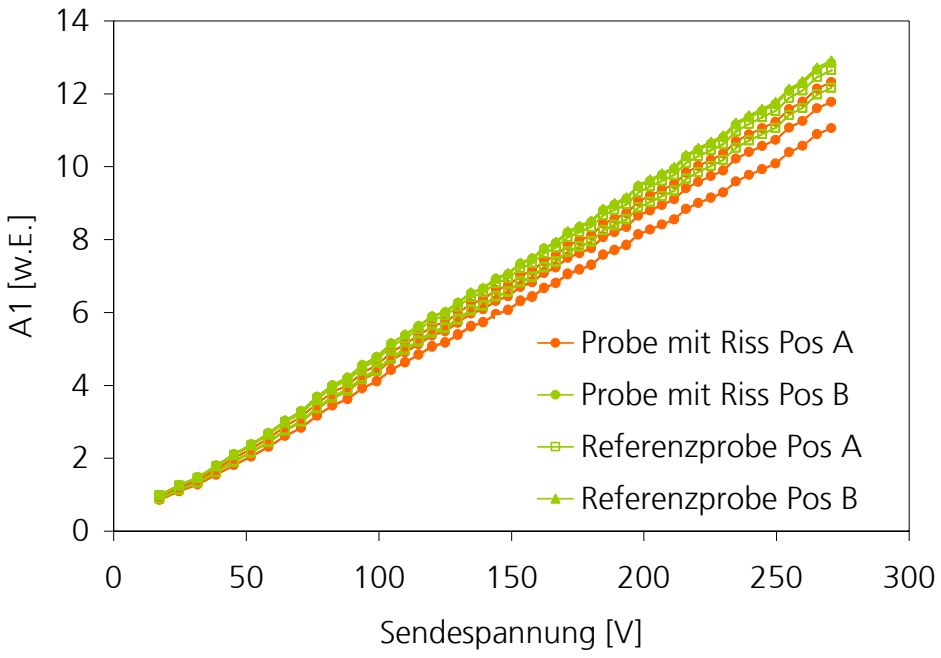


Abbildung 11: Amplitude der Grundwelle in Abhängigkeit der Sendespannung.

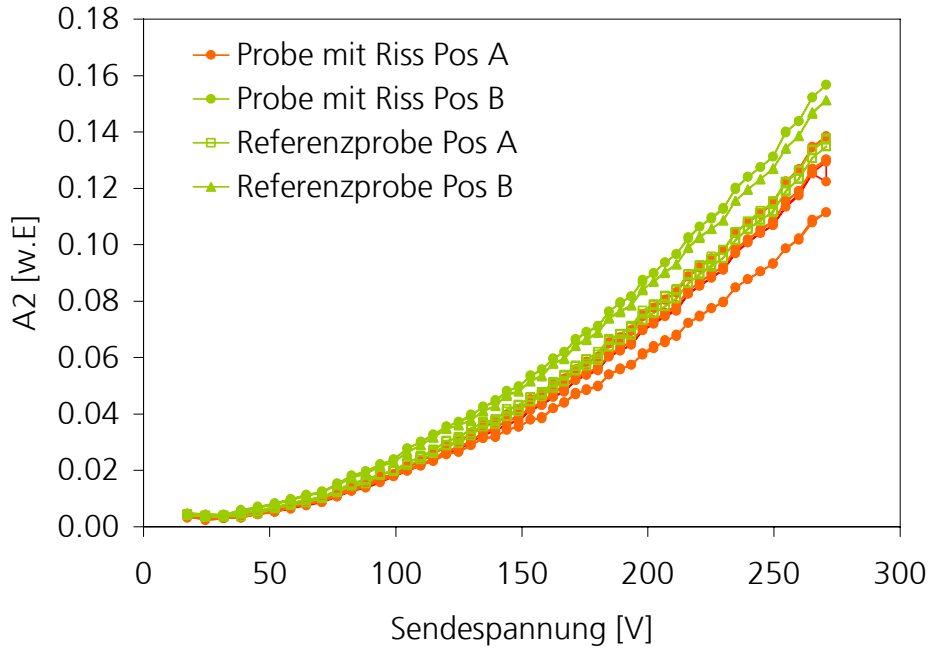


Abbildung 12: Amplitude der ersten Harmonischen oder Oberwelle in Abhängigkeit von Sendespannung.

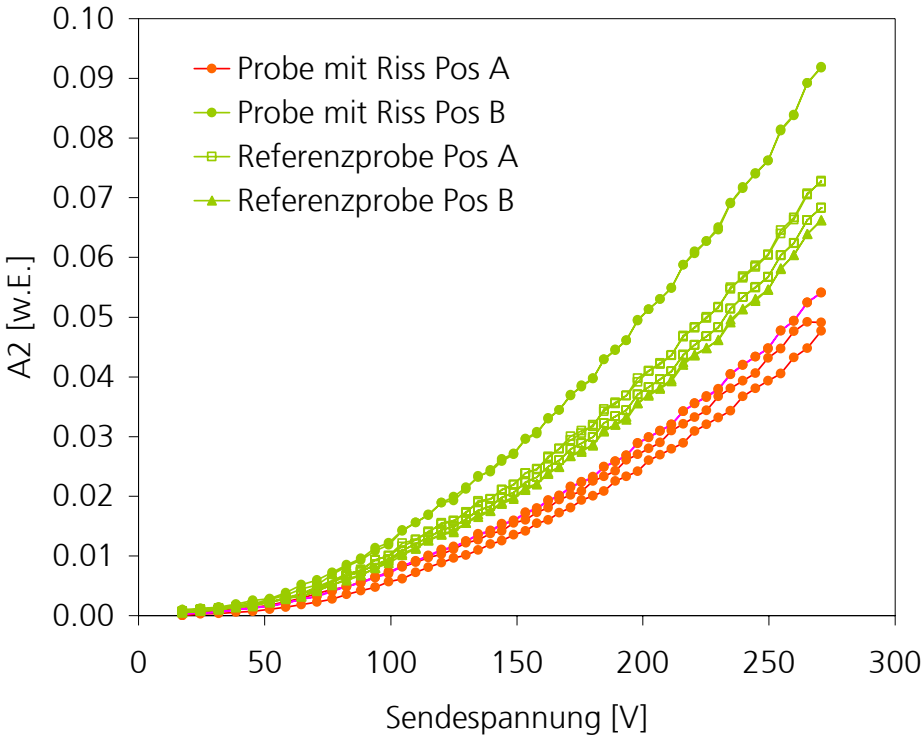


Abbildung 13: Amplitude der ersten Harmonischen oder Oberwelle in Abhängigkeit der Sendespannung bei Verwendung des 2 MHz Hochpass.

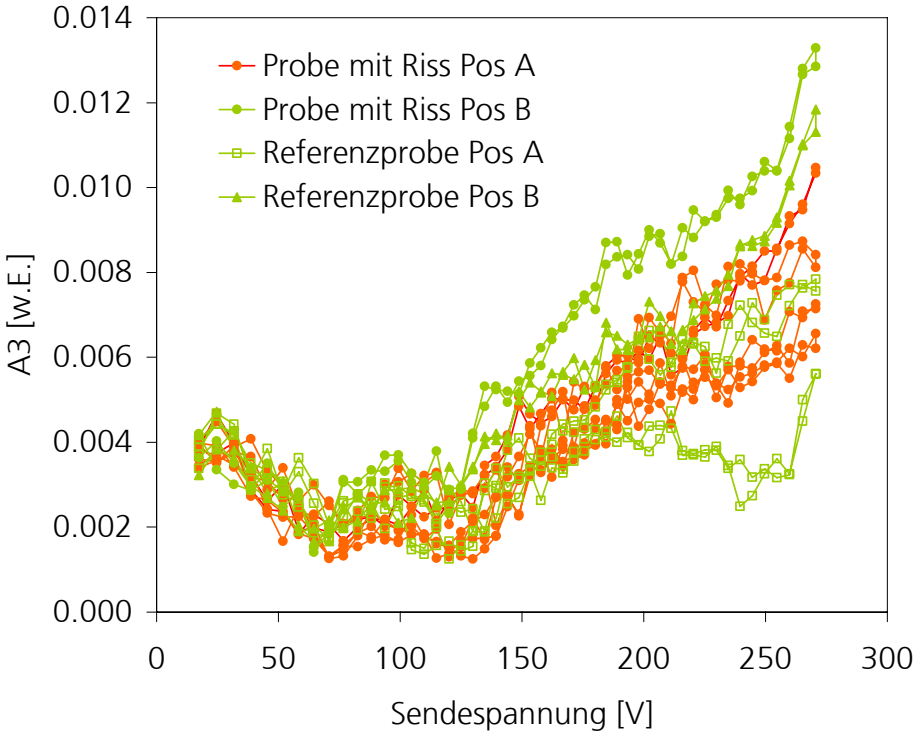


Abbildung 14: Amplitude der dritten Harmonischen in Abhängigkeit der Sendespannung.

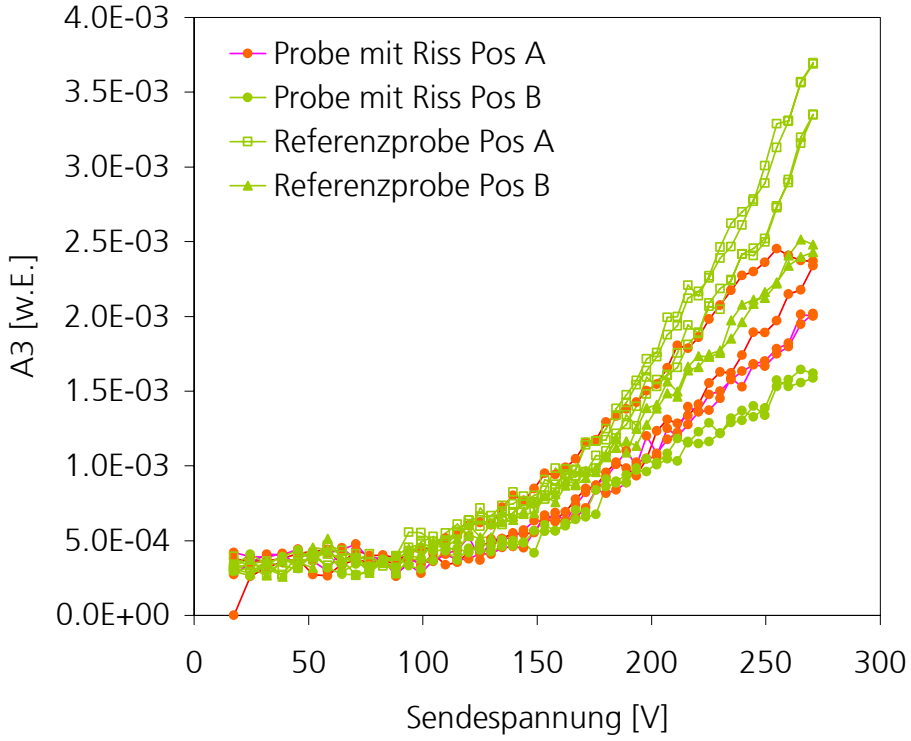


Abbildung 15: Amplitude der zweiten Harmonischen oder zweiten Oberwelle in Abhängigkeit der Sendespannung bei Verwendung des 2 MHz Hochpass.

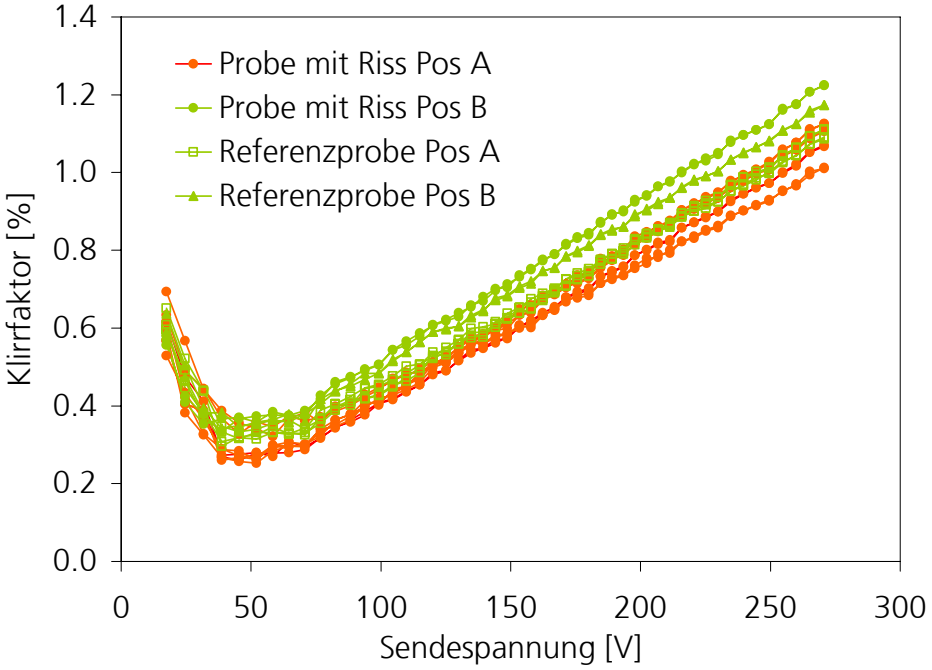


Abbildung 16: Klirrfaktor in Abhängigkeit der Sendespannung, berechnet aus den Signalen ohne Hochpassfilterung.

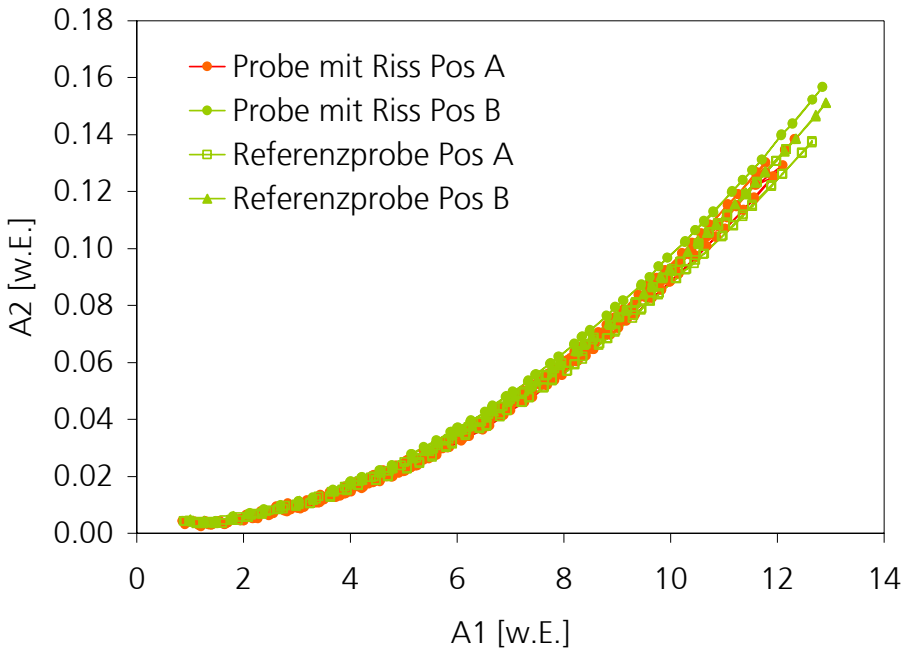


Abbildung 17: Amplitude der ersten Harmonischen oder Oberwelle in Abhängigkeit der Amplitude der Grundwelle, berechnet aus den Signalen ohne Hochpassfilterung.

Der Vergleich von **Abb. 12** und **13**, sowie von **Abb. 14** und **15** zeigt, dass der 2 MHz Hochpass auch die Signale der höheren Harmonischen bei 4 MHz und bei 6 MHz leicht abschwächt, obwohl sie oberhalb seiner Grenzfrequenz liegen. Qualitativ verhalten sich die 2. und 3. Harmonische kalibriert, unabhängig davon, ob der Hochpass verwendet wird oder nicht.

Man sieht, dass die Amplitude A2 **(Abb. 12 und 13)** an der Stelle des Risses kleiner ist, obwohl nur ein kleiner Unterschied zu erkennen ist. Aber normalerweise müsste man das Gegenteil erwarten, d. h. die Amplitude A2 müsste an der Stelle des Risses größer sein, wenn der Riss nichtlineares Verhalten zeigt. Zusätzlich zeigt aber **Abb. 11**, dass die Amplitude A1 an der Stelle des Risses auch kleiner ist. Bei der dritten Harmonischen ist kein Unterschied zu erkennen. Allerdings ist die Amplitude der dritten Harmonischen kaum größer als das Rauschen **(Abb. 14 und 15)**. Wenn man den Klirrfaktor und die zweite Harmonische in Abhängigkeit von der ersten Harmonische darstellt **(Abb. 16 und 17)**, erkennt man keinen Unterschied mehr zwischen der Probe mit und ohne Riss. Man kann also folgern, dass der Riss die Transparenz für Ultraschall verringert. Die niedrige Amplitude A2 an der geschädigten Stelle, ist nur darauf zurückzuführen, dass hier die Grundfrequenz A1 abgeschwächt ist.

Um den Unterschied in A1 zu erklären, wurde die Ultraschalllaufzeit und die Dicke am mehreren Stelle der beiden Probe gemessen, und die Schallgeschwindigkeit wurde berechnet. Hierzu wurden ein USIP11 Ultraschallgerät und ein PZT Prüfkopf mit 5 MHz Mittenfrequenz verwendet. Mehrere Messungen zeigten, dass die Dicke und die Schallgeschwindigkeiten in beiden Proben und an allen Positionen immer gleich waren, d.h. der Unterschied in A1 ist nicht durch Dickenunterschiede oder Materialunterschiede bedingt.

Aus den Schallgeschwindigkeiten kann man die Poissonzahl μ, den Elastizitätsmodul E und den Schermodul G mit folgenden Gleichungen berechnen:

$$\mu = \frac{1 - 2\,(c_T/c_L)^2}{2 - 2\,(c_T/c_L)^2} \qquad \textbf{(3.1)}$$

$$E = \frac{c_L^2 \rho (1+\mu)(1-2\mu)}{1-\mu} \quad \textbf{(3.2)}$$

$$G = c_T^2 \rho \quad \textbf{(3.3)}$$

Mit $\rho = 7850\, kg/m^3$ für Stahl, Longitudinalschallgeschwindigkeit c_L gemessen: 5954 m/s, Transversalschallgeschwindigkeit c_T gemessen: 3240 m/s, erhält man:

- Poissonzahl μ: 0,290
- Elastizitätsmodul E: 211,0 GPa
- Schermodul G: 81,9 GPa

Die Literaturwerte für Stahl sind:

- Poissonzahl μ: 0,3
- Elastizitätsmodul E: 210,0 GPa
- Schermodul G: 81,0 GPa

Im Rahmen der Messgenauigkeit stimmen die experimentellen Werte mit den Literaturwerten überein.

Mit der durchgeführten Messung konnte kein nichtlinearer Effekt des Risses bemerkt werden. Mit Hochfrequenzultraschall C-Scan konnte der Riss sehr gut nachgewiesen werden. Das Hauptproblem bei unseren Messungen war, dass man wegen der Geometrie der Probe nur parallel zur Rissöffnung einschallen konnte. Folglich sollte man auch keine starke Erzeugung von höheren Harmonischen erwarten. Höhere nichtlineare Effekte könnten vielleicht mit Ultraschall senkrecht zu dem Riss gesehen werden.

2. Nichtlineare Ultraschallprüfung von geklebten Quarzglasproben

Es standen zwei geklebte Proben aus Quarzglas zu Verfügung **(Abb.18)** [8] . Die Proben hatten eine Dicke von 6,4 mm und 10 mm Kantenlänge. Der einzige Unterschied zwischen den beiden Proben ist die Qualität der Klebung. Das Ziel war, den Unterschied in der Qualität der Bindung mit nichtlinearem Ultraschall zu prüfen. Die Proben wurden vorher mit HF Ultraschall geprüft. **Abb. 19** zeigt die C-Bilder.

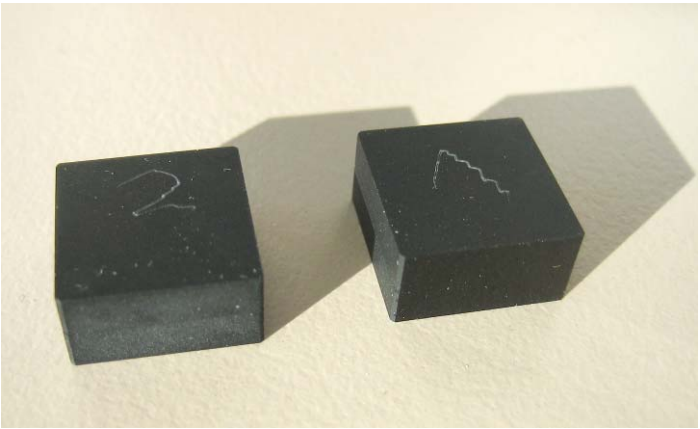


Abbildung 18: Foto der Proben

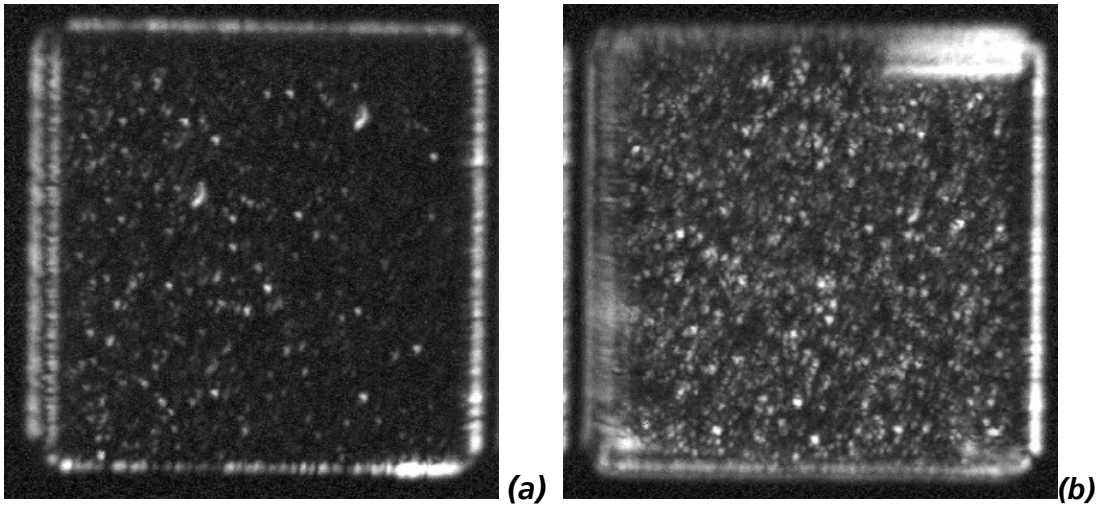


Abbildung 19: C-Bilder der Grenzfläche von Probe 1 (a) und Probe 2 (b). Bildgröße 12×12 mm².

Das Prüfsystem basiert auf dem Tauchtank mit xyz-Scanner. Ein brantbandiger Nadelpuls wurde verwendet, um eine hohe Zeitauflösunf zu erreichen. Für die vorliegenden Messungen wurde ein 80 MHz-Polymerfoilen prüfkopf mit Polyvinylidenschwinger (PVDF)

Man erkennt deutlich, dass Probe 1 besser gebunden ist als Probe 2. In Probe 2 erkennt man mehr helle Punkte (Streuer) im C-Bild.

Die Quarzproben wurden mit nichtlinearem Ultraschall untersucht. Die experimentellen Parameter (Sender, Empfänger, Frequenz, Zahl der Zyklen, Sendespannung und Auswertung) waren dieselben wie in **Kapitel III.**

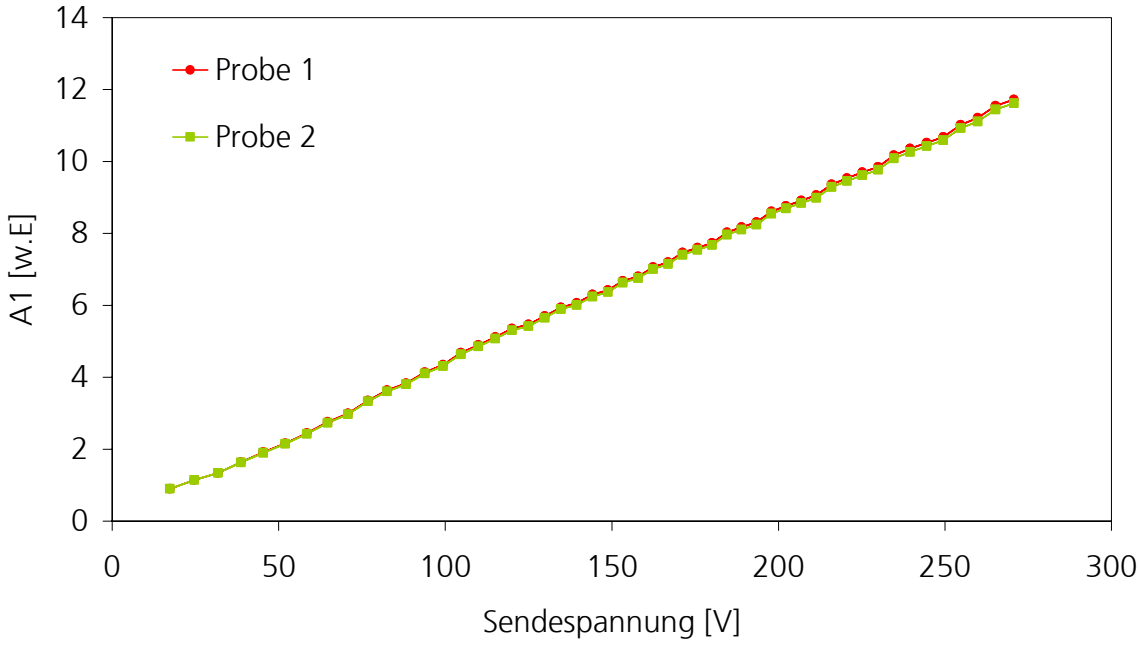


Abbildung 20: Amplitude der ersten Harmonischen in Abhängigkeit von der Sendespannung für Probe 1 und 2.

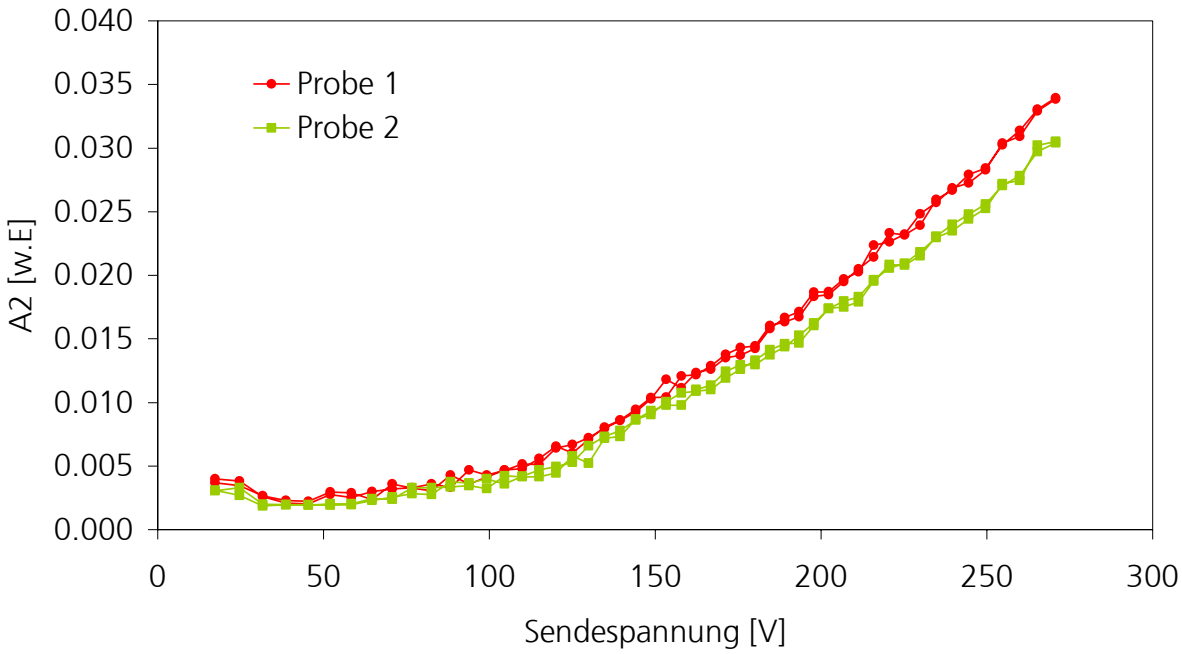


Abbildung 21: Amplitude der zweiten Harmonischen in Abhängigkeit von der Sendespannung für Probe 1 und 2.

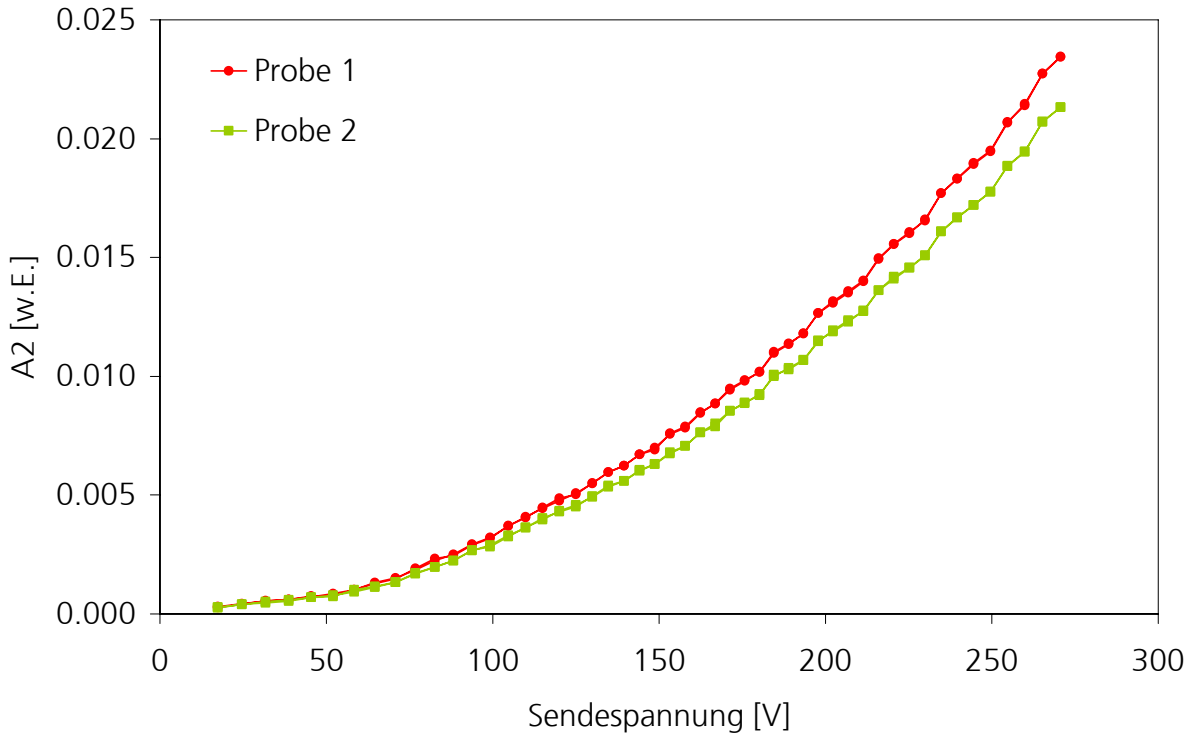


Abbildung 22: Amplitude der zweiten Harmonischen in Abhängigkeit von der Sendespannung für Probe 1 und 2 bei Verwendung des 2 MHz Hochpasses.

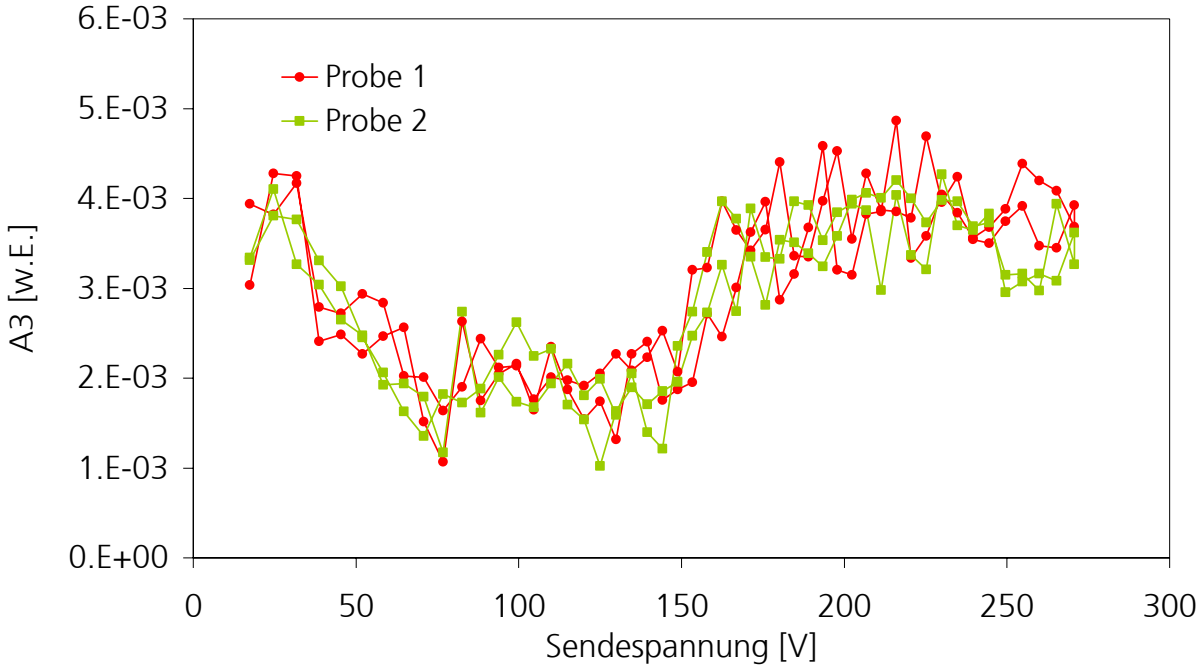


Abbildung 23: Amplitude der dritten Harmonischen in Abhängigkeit von der Sendespannung für Probe 1 und 2.

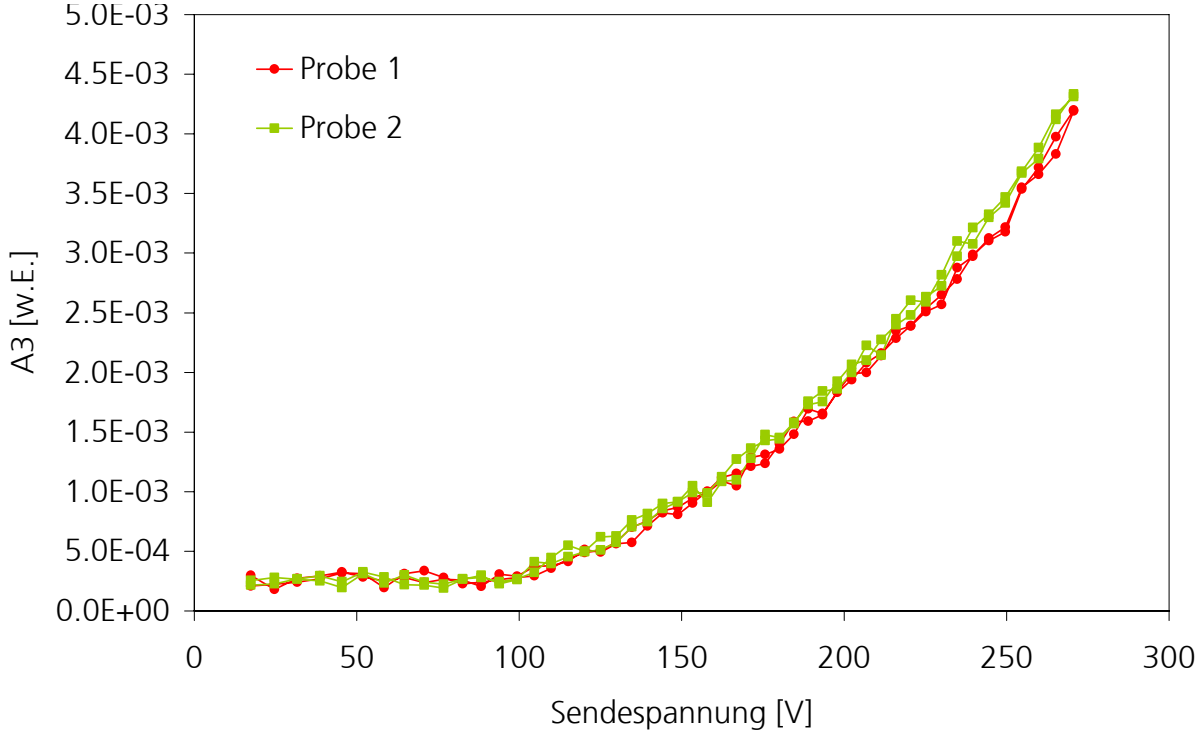


Abbildung 24: Amplitude der dritten Harmonischen in Abhängigkeit von der Sendespannung für Probe 1 und 2 bei Verwendung des 2 MHz Hochpasses.

Wie in **Kapitel III.1** ist die Tendenz für die zwei Messungen unabhängig davon, ob der Hochpass verwendet wird. Der Unterschied zwischen den beiden Proben ist mit Hochpass größer als ohne **(Abb. 21, 22 und Abb. 23, 24)**. Man sieht, dass die zweite Harmonische bei Probe 1 höher ist als bei Probe

2 **(Abb. 21 und 22)**. Aber normalerweise sollte man eine größere zweite Harmonische für die schlechter gebundene Probe erwarten. Unsere Messungen zeigt das Gegenteil.

Um dieses Phänomen genauer zu untersuchen, wurde die transmittierte Amplitude A1 bei verschiedenen Ultraschallfrequenzen gemessen.

Als Sendeprüfkopf wurde ein Prüfkopf V110 von Panametrics, Seriennummer 220068, verwendet. Die Mittenfrequenz dieses Prüfkopfs beträgt 5 MHz. Als Empfangsprüfkopf wurde der Prüfkopf V110 von Panametrics, Seriennummer 255222, verwendet. Die Mittenfrequenz dieses Prüfkopfes beträgt ebenfalls 5 MHz. Es handelt sich jeweils um breitbandige Prüfköpfe aus PZT-Keramik. Am Rf-Generator (Ritec SNAP) wurde hier ein Anregungssignal mit 35 Zyklen eingestellt. Als Auswertungsparameter im Labview-Programm wurden 2200 Punkte mit 2,5 ns Zeitabstand, und ein Flat Top Fenster benutzt.

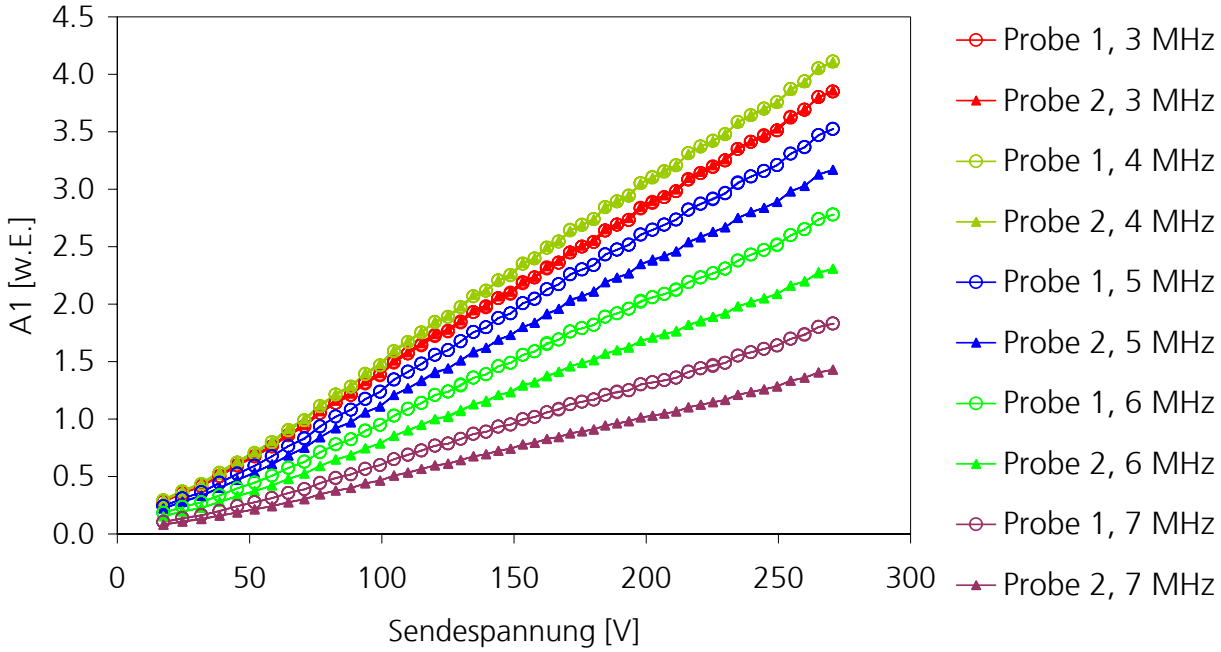


Abbildung 25: Amplitude der ersten Harmonischen mit einer Frequenz von 3 bis 7MHz in Abhängigkeit von der Sendespannung für Probe 1 und 2.

Man bemerkt zwei Tendenzen. Erstens ist das transmittierte Amplitude A1 von Probe 1 (besser gebunden) immer größer als von Probe 2. Das ist logisch, weil es wenig Fehler gibt und weniger Verlust auf der ersten Harmonische Amplitude. Zweitens vergrößert sich der Unterschied zwischen Probe 1 und 2 mit steigender Frequenz. Dieses Ergebnis passt zu dem HF-US C-Bild **(Abb. 19):** Die Probe mit dem Steuern in der Grenzfläche ist weniger durchlässig für Ultraschall. Dieser Effekt wird immer deutlicher, je höher die Ultraschallfrequenz ist.

Nichtlineare Effekte sind bei gut gebundenen Proben sehr klein. Daher ist es wichtig, dass die Ultraschallintensität sehr hoch ist. Wenn die Intensität zu klein ist, sind die höheren Harmonischen, die in der Grenzfläche erzeugt werden, nicht messbar. Eine Methode, um hohe Ultraschallintensitäten in einer Probe zu erzeugen, ist die Resonanzmethode. Die Frequenz wird so gewählt, dass eine stehende Welle in der Klebschicht entsteht. Dies war hier nicht möglich, weil die Klebschicht zu dünn war. Man konnte nur versuchen, eine stehende Welle in der gesamten Probe zu erzeugen, die einen Schwingungsbauch in der Mitte hatte, wo die Klebschicht lag.

Zuerst wurde die stehende Welle in der Quarzglasprobe berechnet. Die geklebten Proben hatten eine Gesamtdicke von 6, 4 mm. Sie wurden bei der Messung zwischen zwei Schallwandler aus $LiNbO_3$ bzw. PZT eingeklemmt. Die Koppelschicht aus Öl wurde bei der Rechnung nicht berücksichtigt.

Tabelle 1 zeigt die akustischen Impedanzen. Bei der nächsten Messung haben wir die Frequenz gewechselt (1,5 MHz bis 2,5 MHz) um den Unterschied auf Transmission und Reflexion zwischen den zwei Proben festzustellen und die gemäßigten und berechneten Ergebnisse zu vergleichen.

	Schallgeschwindigkeit c [m/s]	Dichte ρ [kg/m^3]	Akustische Impedanz Z= ρ × c [Pa s/m]
Quarzglas	5948	2201	13,09 ×10^6
$LiNbO_3$	4500	7500	33,75 ×10^6
PZT	7330	4640	34,01 ×10^6

Tabelle 1.

Man erkennt, dass die akustische Impedanz Z für die beiden Prüfköpfe sehr ähnlich ist. Die akustische Impedanz von Quarzglas ist sehr viel niedriger. Die stehende Welle in der Probe wurde für einen Frequenzbereich von 1,5 bis 2,5 MHz berechnet **(Abb. 26)** [9]. Rote und blaue Bereiche haben eine hohe Schwingungsamplitude. Die Schwingungsknoten liegen bei den gelben Linien. Die Sendefrequenz von ungefähr 1,9 MHz sollte nach dieser Rechnung günstig sein, weil sich dann ein Schwingungsbauch in der Mitte der Probe – bei der Klebschicht – befindet. **Abb. 27** zeigt den Reflexionskoeffizienten und den Transmissionskoeffizienten für diese Proben in Abhängigkeit von der Frequenz.

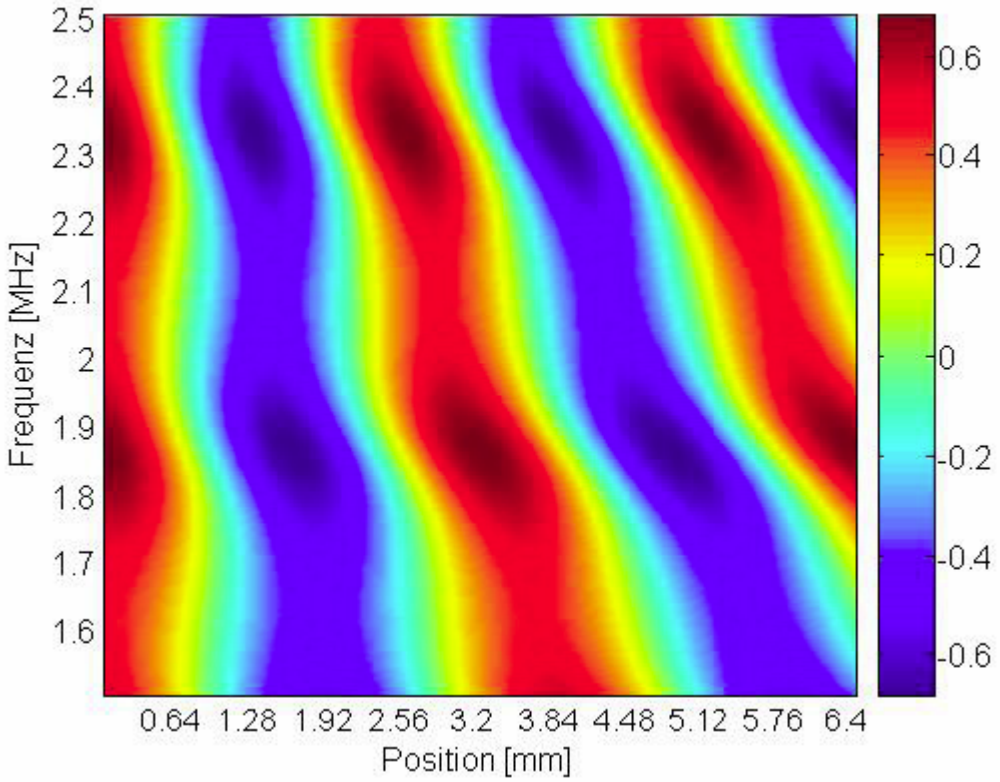


Abbildung 26: Theoretisches Schallfeld in den Quarzglasproben in Abhängigkeit von Frequenz und Position in Dickenrichtung.

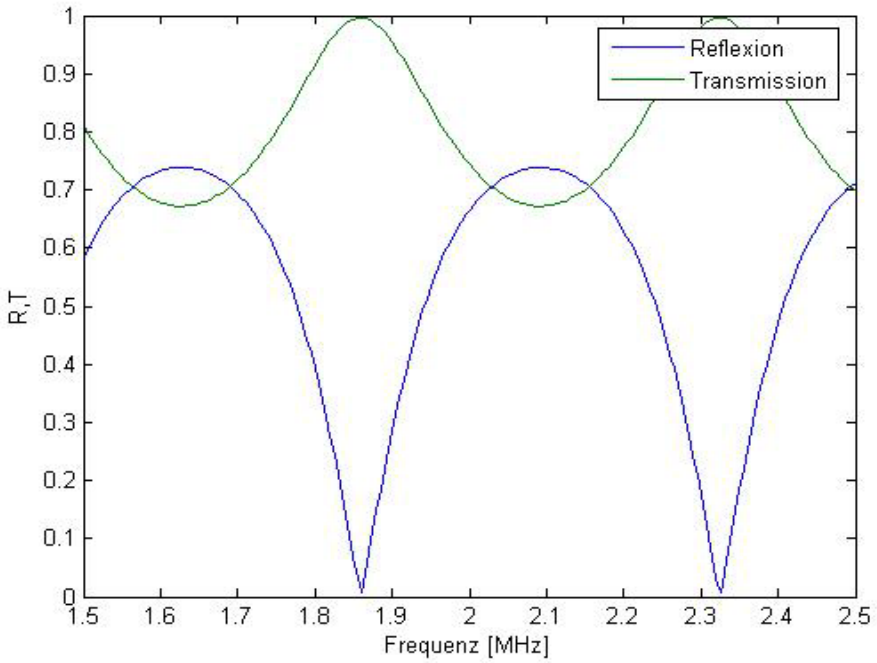


Abbildung 27: Reflexionskoeffizient und Transmissionskoeffizient von A1 in Abhängigkeit von der Frequenz für die Quarzglasprobe zwischen zwei Prüfköpfen.

Um zu untersuchen, ob sich Interferenzen bilden, die die Empfindlichkeit für die höheren Harmonischen verbessern, wurde die Sendefrequenz im Bereich zwischen 1,5 MHz bis 2,5 MHz variiert. Als Sendeprüfkopf wurde ein LiNbO3 -Wandler verwendet. Die Mittenfrequenz dieses Prüfkopfs beträgt 2 MHz. Als Empfangsprüfkopf wurde der Prüfkopf V110 von Panametrics, Seriennummer 255222, mit 5 MHz Mittenfrequenz verwendet. Am Rf-Generator wurden 35 Zyklen als Anregungssignal eingestellt. Es wurde 30% Amplitude mit der Ritec SNAP-Steuerung eingestellt. Als Auswertungsparameter wurden 2200 Punkte mit 2,5 ns Zeitabstand Fenster, und Hamming Fenster benutzt. Es wurde sowohl das transmittierte Signal (T) als auch das reflektierte Signal (R) ausgewertet.

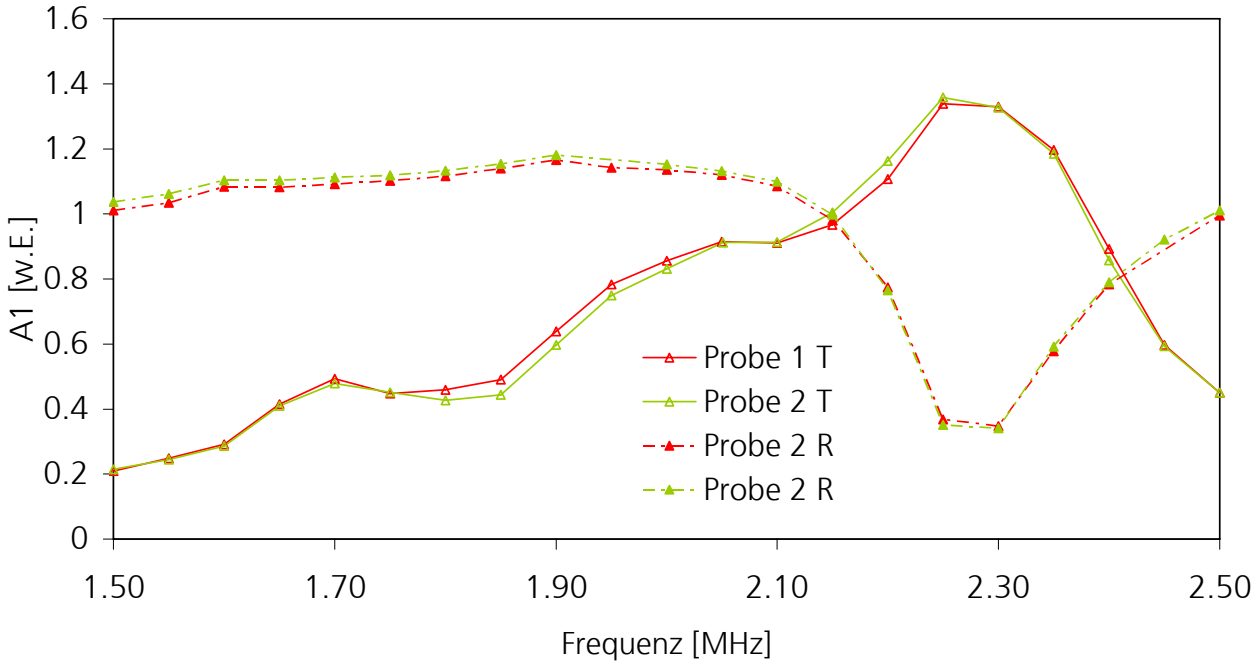


Abbildung 28: Amplitude der ersten Harmonischen in Abhängigkeit von der Frequenz in Transmission (T) und Reflexion (R).

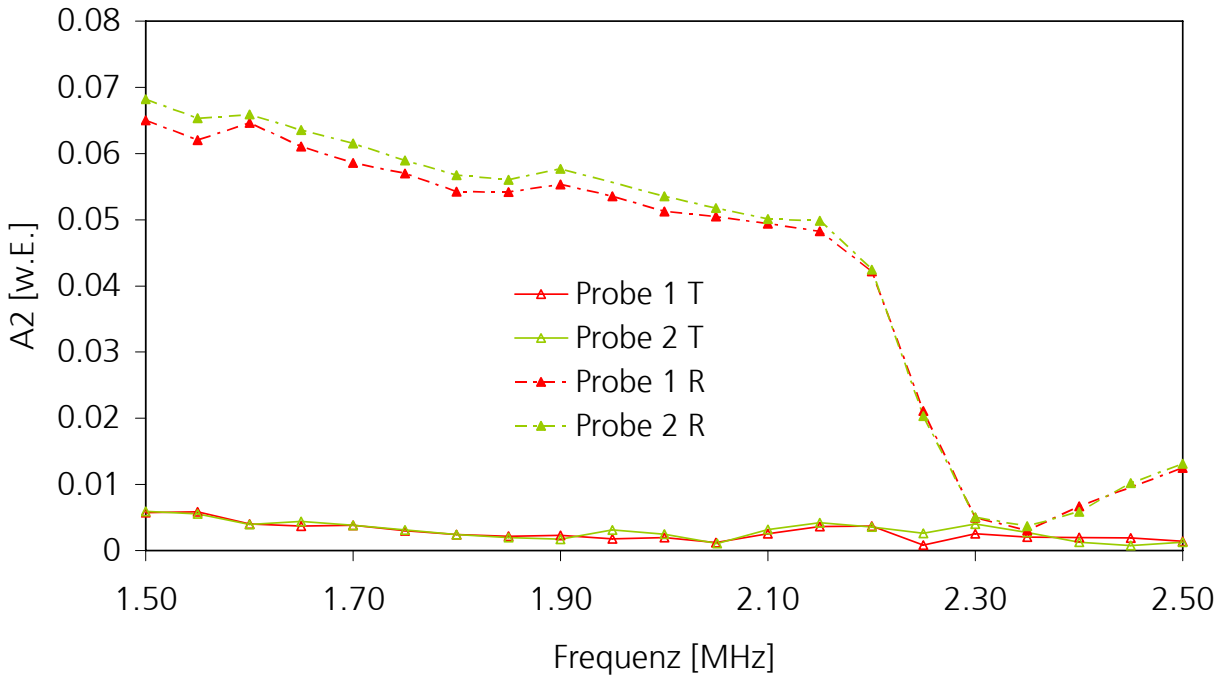


Abbildung 29: Amplitude der zweiten Harmonischen in Abhängigkeit von der Frequenz in Transmission (T) und Reflexion (R).

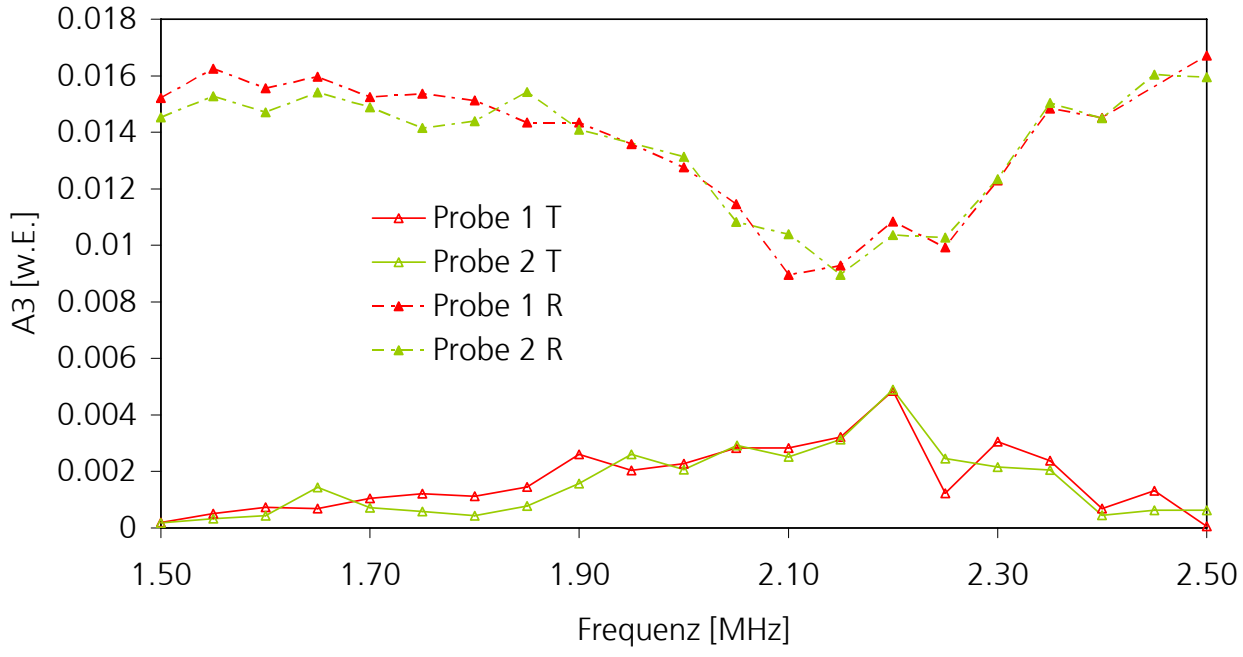


Abbildung 30: Amplitude der dritten Harmonischen in Abhängigkeit von der Frequenz in Transmission (T) und Reflexion (R).

In **Abb. 28 bis 30** kann man Folgendes beobachten: Die erste Harmonische **(Abb. 28)** verhält sich anders als in der Theorie **(Abb. 27)**. Das transmittierte Signal hat ein Maximum bei 2,3 MHz und das reflektierte Signal hat doch ein Minimum ähnlich wie in der Theorie. Das Maximum bzw. Minimum bei 1,8 MHz fehlt in den experimentellen Kurven in **Abb. 28**. Es ist zu beachten, dass der Sendeprüfkopf sehr schmalbandig ist (Mittenfrequenz 2 MHz). Deshalb ist experimentell nicht dasselbe Verhalten wie

in **Abb. 27** zu erwarten, denn die Rechnung gilt für Dauerstrichanregung mit konstanter Amplitude. Auch die zweite und dritte Harmonische zeigen Minima und Maxima in Abhängigkeit von der Frequenz **(Abb. 28, 29 und 30)**. Auch das Verhältnis zwischen den Amplituden der beiden Proben ist sowohl für A2 als auch für A3 frequenzabhängig. Daher kann man die beiden Proben nicht aufgrund ihrer Nichtlinearität unterscheiden.

Um zu untersuchen, ob die Unterschiede zwischen den Proben reproduzierbar sind, wurden die Messungen mehrmals in einen kleineren Frequenzbereich (von 1,9 bis 2,2 MHz) wiederholt **(Abb. 31-32)**

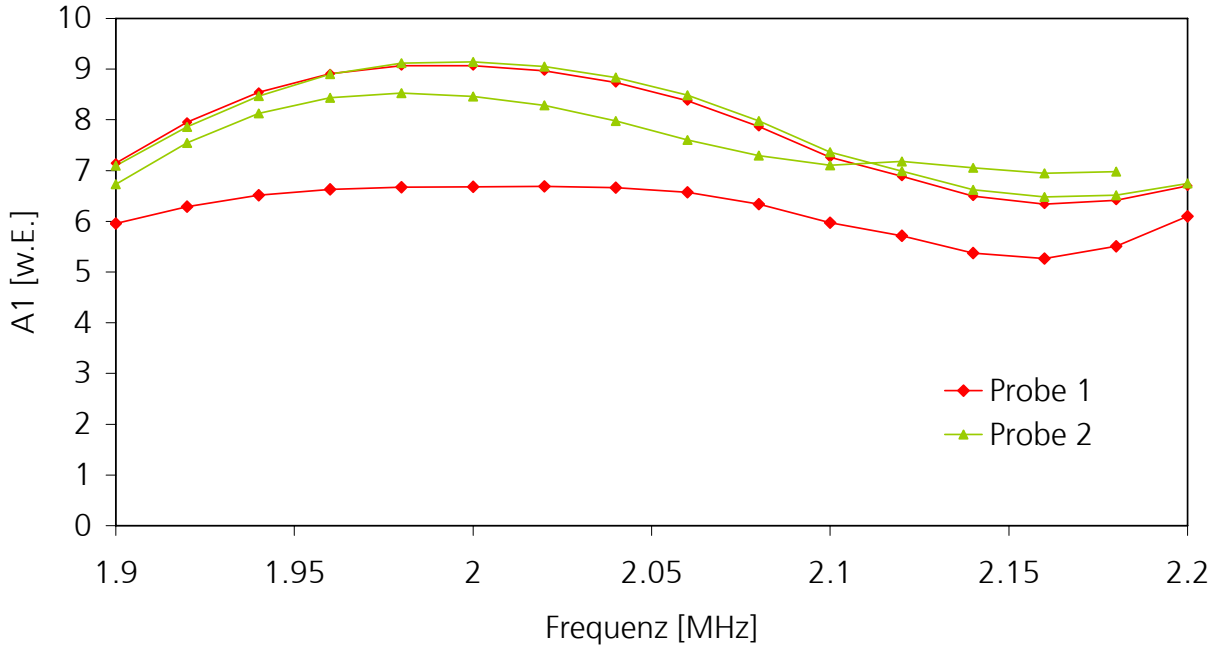


Abbildung 31: Amplitude der ersten Harmonischen in Abhängigkeit von der Frequenz in Transmission

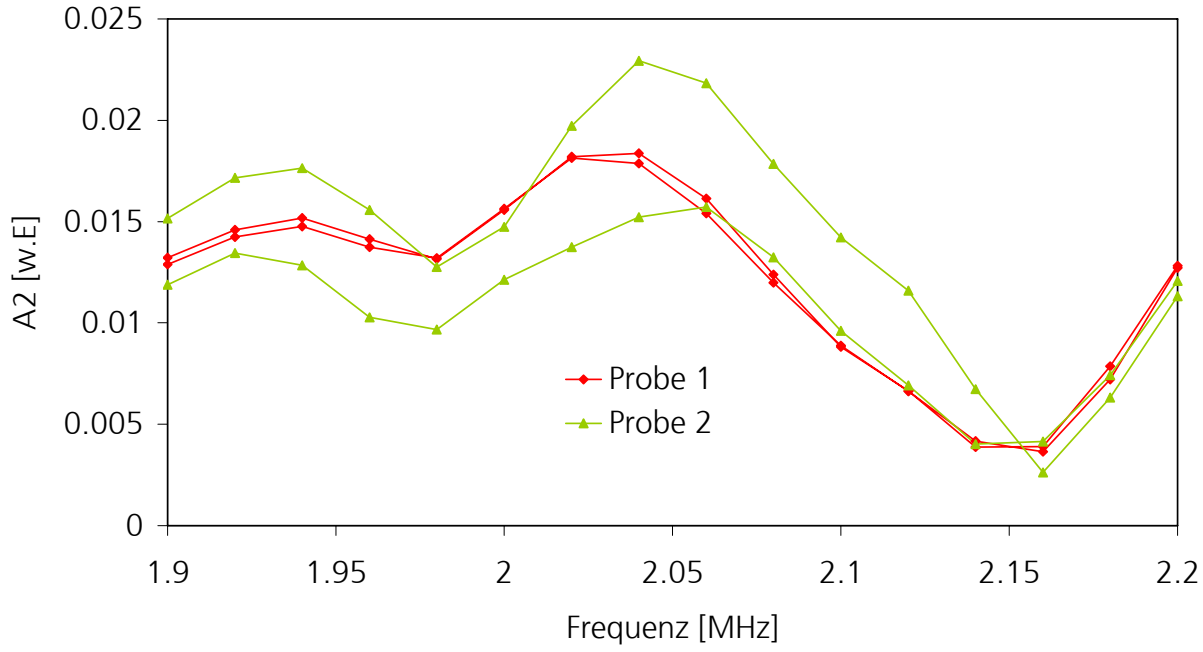


Abbildung 32: Amplitude der zweiten Harmonischen in Abhängigkeit von der Frequenz in Transmission bei Verwendung des 2 MHz Hochpasses

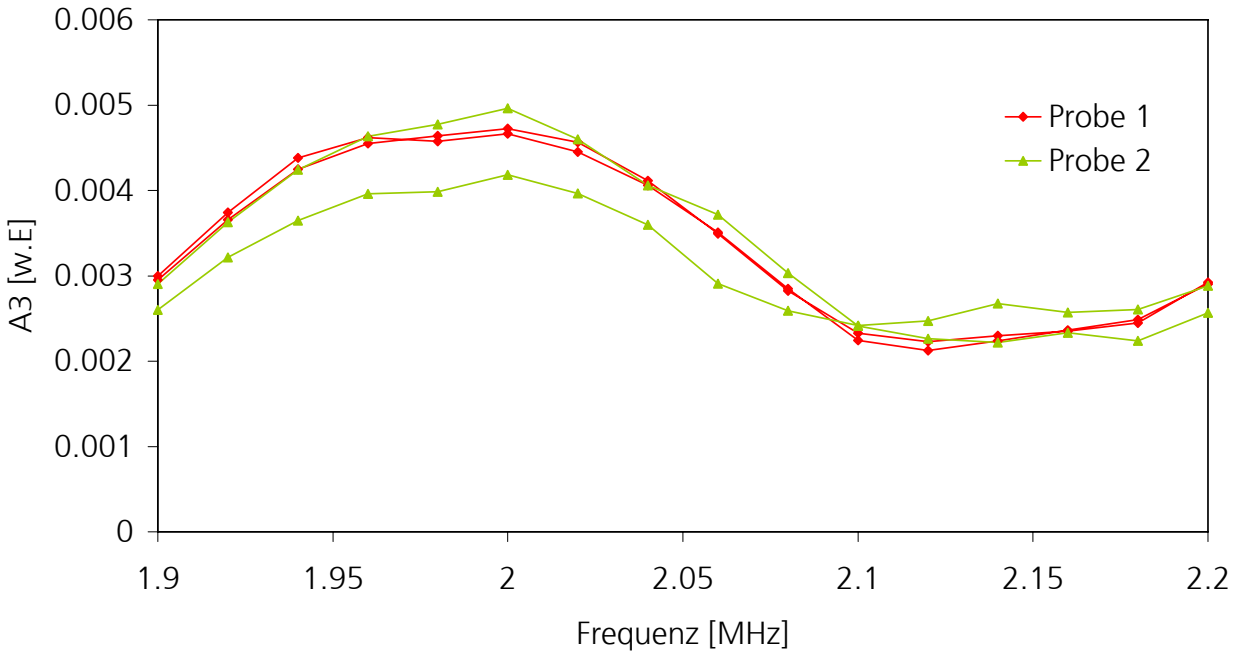


Abbildung 33: Amplitude der dritten Harmonischen in Abhängigkeit von der Frequenz in Transmission bei Verwendung des 2 MHz Hochpasses

In **Abb. 31 bis 33** kann man Folgendes beobachten: die beiden Proben verhalten sich ähnlich; die Minima und Maxima liegen immer ähnlich. Man sieht für die drei Abbildungen die gleiche Tendenz, d.h. kein reproduzierbarer Unterschied zwischen den beiden Proben. Bei jeder Messung wurde der Prüfkopf neu auf die Probe aufgesetzt. Die Unterschiede aufgrund der leicht variierenden Ankoppelbedingungen sind größer als die Unterschiede zwischen den Proben. Der Grund für die starken Ankoppelschwankungen könnte hier der Durchmesser des Prüfkopfs sein, weil die Kantenlänge der Quarzglasproben kleiner ist als Durchmesser des Prüfkopfs. Um zu untersuchen, ob die Reproduzierbarkeit sich verbessert, wenn der Prüfkopf nicht an den Rändern der Probe übersteht, wurden die Messungen mit einem kleineren Prüfkopf von Panametrics wiederholt **(Abb. 34-37)**

Die experimentellen Parameter (Empfänger, Frequenz, Zahl der Zyklen, Sendespannung und Auswertung) sind die selben wie vorher. Der einzige Unterschied ist der Sendeprüfkopf. Als Sendeprüfkopf wurde der PZT Prüfkopf A113, Seriennummer 243570, verwendet. Dieser Prüfkopf ist kleiner als die Quarzglasprobe und die Mittenfrequenz beträgt 2,25 MHz.

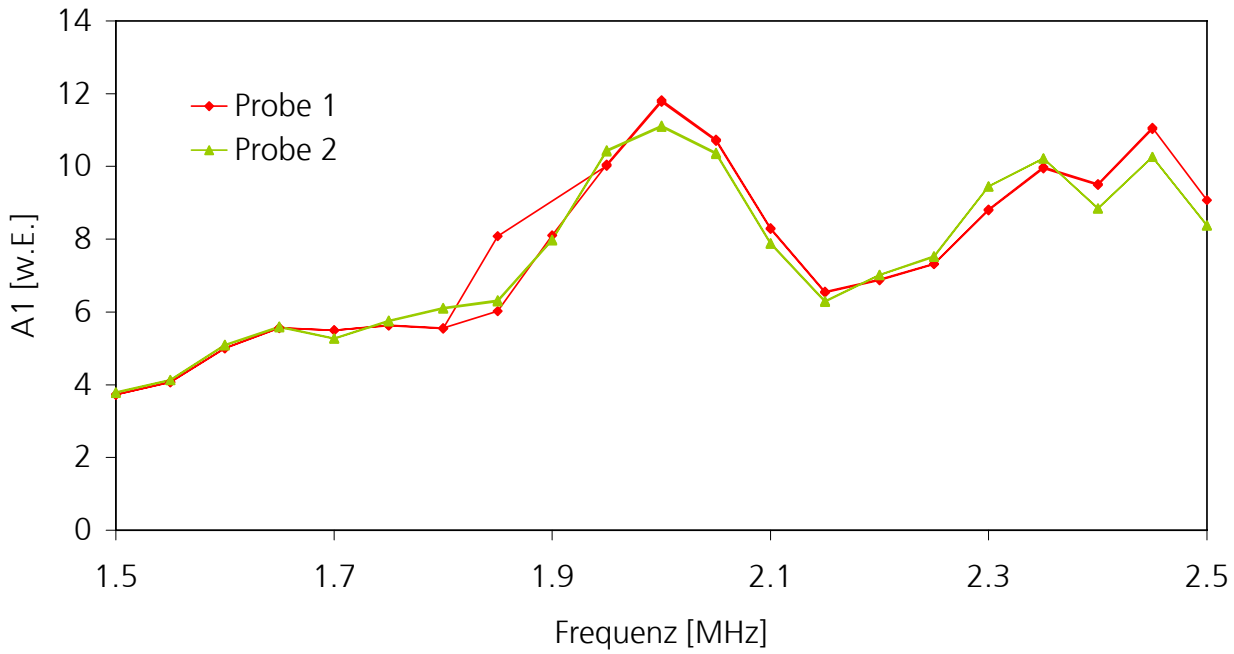


Abbildung 34: Amplitude der ersten Harmonischen in Abhängigkeit von der Frequenz in Transmission mit breitem Frequenzbereich

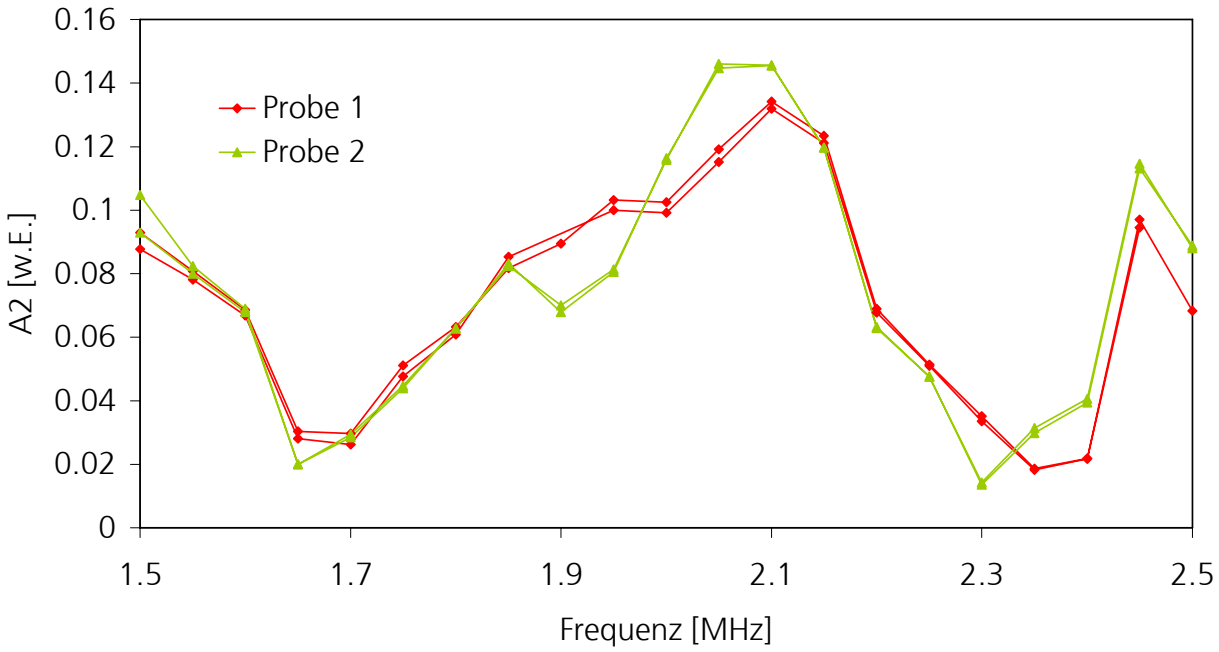


Abbildung 35: Amplitude der zweiten Harmonischen in Abhängigkeit von der Frequenz in Transmission mit breitem Frequenzbereich

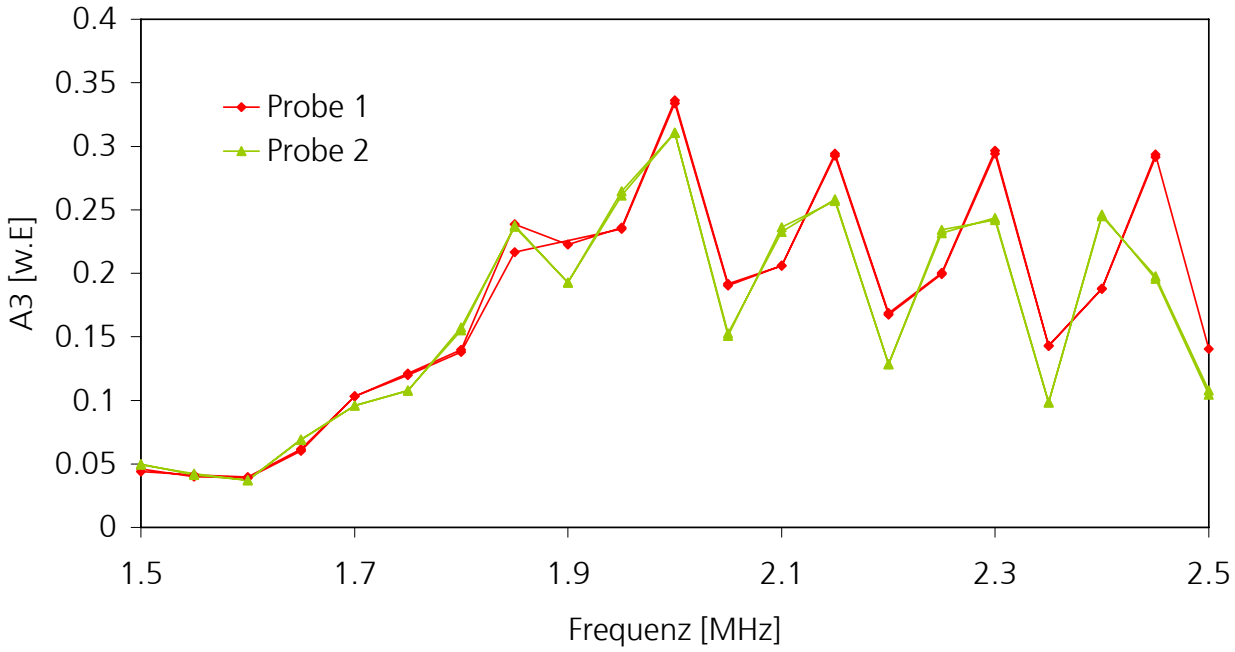


Abbildung 36: Amplitude der dritten Harmonischen in Abhängigkeit von der Frequenz in Transmission mit breitem Frequenzbereich.

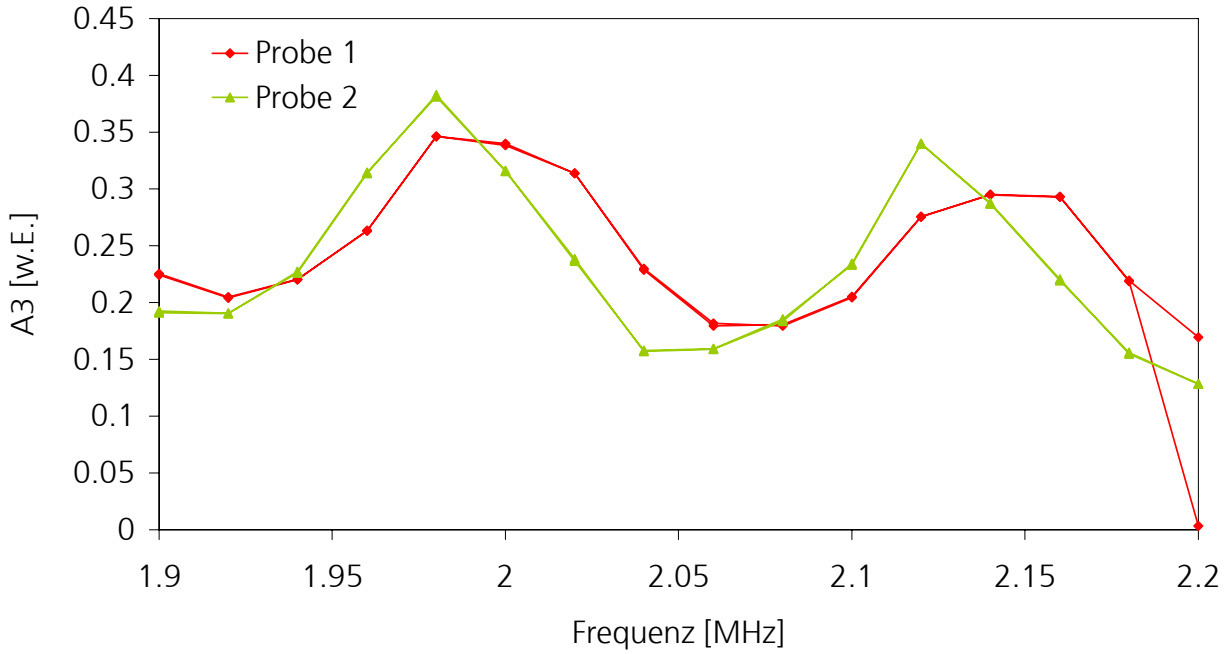


Abbildung 37: Amplitude der dritten Harmonischen in Abhängigkeit von der Frequenz in Transmission mit schmalem Frequenzbereich.

Dieser Prüfkopf erzeugt wie alle PZT Prüfkopfe nicht nur Schwingungen bei der Grundfrequenz sondern auch ersten Harmonische sondern bei der zweiten, dritten, vierten usw. Harmonischen. Dieser Typ Prüfköpfe sind also nicht sehr geeignet, um die Erzeugung von Harmonischen im PZT Prüfkopf selber viel größer als die Erzeugung von Harmonischen in der Probe.

	Amplitude A2 [V]	Amplitude A3 [V]
$LiNbO_3$ Prüfkopf	$2{,}22\times10^{-2}$	$5{,}55\times10^{-4}$
PZT Prüfkopf	$1{,}33\times10^{-2}$	3×10^{-2}

Aber sieht man auch, dass man nun mit dem kleineren Prüfkopf ein reproduzierbares Ergebnis für die Amplitude derselben Probe erhält **(Abb. 34 bis Abb. 37)**. Also könnten die nicht reproduzierbaren Ergebnisse durch den zu großen Durchmesser des $LiNbO_3$ Prüfkopfs verursacht sein.

Schließlich wurde noch untersucht, wie eine Vorlaufstrecke aus Plexiglas die Messung verändert. Eine der Quarzglasproben wurde einmal allein untersucht und einmal wurde eine Vorlaufstrecke aus Plexiglas von 12 mm Dicke zwischen den Prüfkopf und die Probe eingefügt. Der Unterschied der Nichtlinearität zwischen beiden Versuchsaufbauten sollte untersucht werden.

Als Sendeprüfkopf wurde der $LiNbO_3$ -Wandler verwendet. Als Empfangsprüfkopf wurde der Prüfkopf V110 von Panametrics, Seriennummer 255222, mit 5 MHz Mittenfrequenz verwendet. Am Rf-Generator wurden 35 Zyklen als Anregungssignal eingestellt. Als Auswerteparameter wurden 2200 Punkte mit 2,5 ns Zeitabstand und ein Hamming Fenster benutzt.

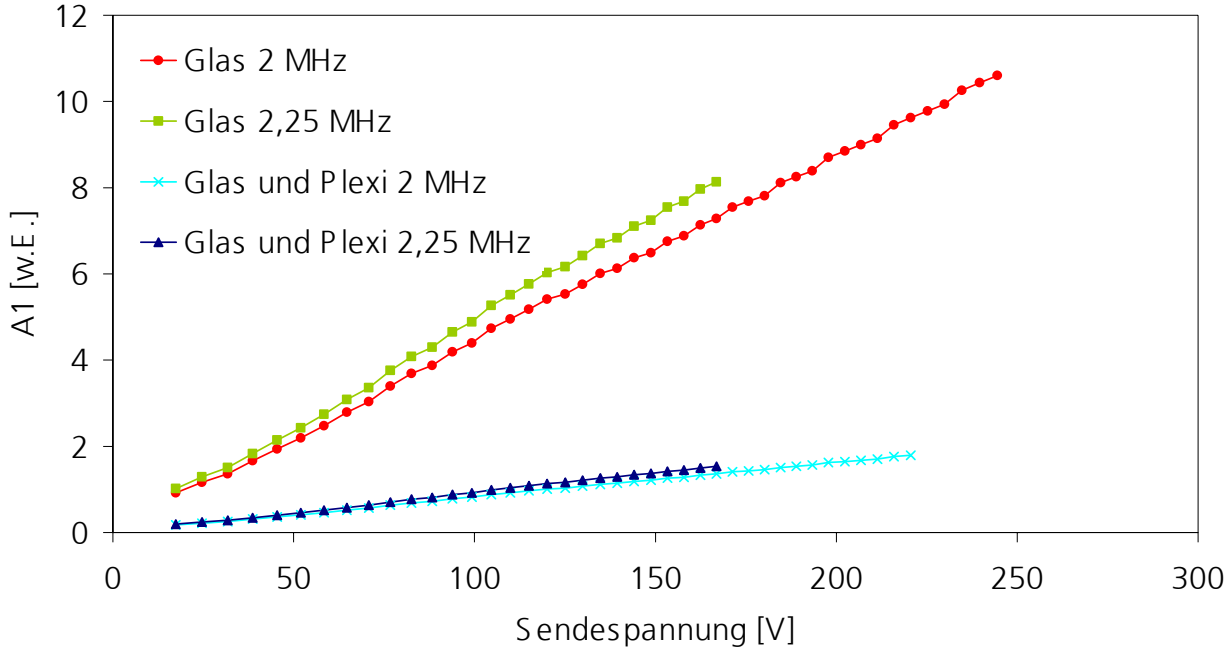


Abbildung 38: Amplitude der ersten Harmonischen in Abhängigkeit von der Sendespannung in Transmission.

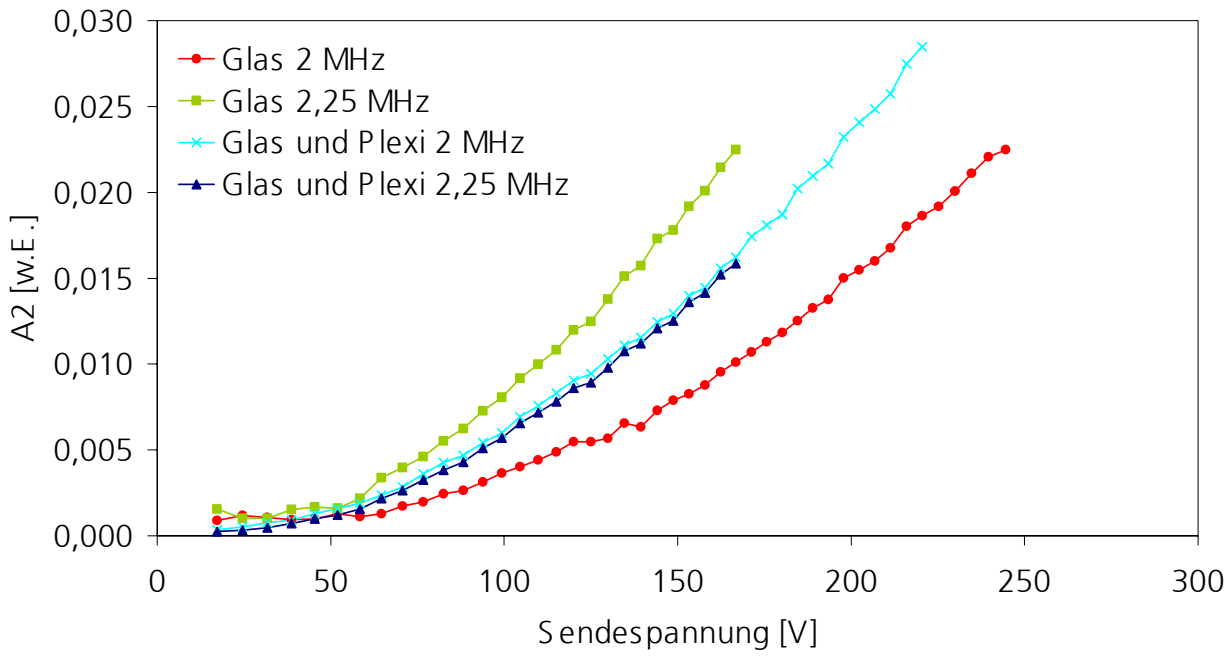


Abbildung 39: Amplitude der zweiten Harmonischen in Abhängigkeit von der Sendespannung in Transmission.

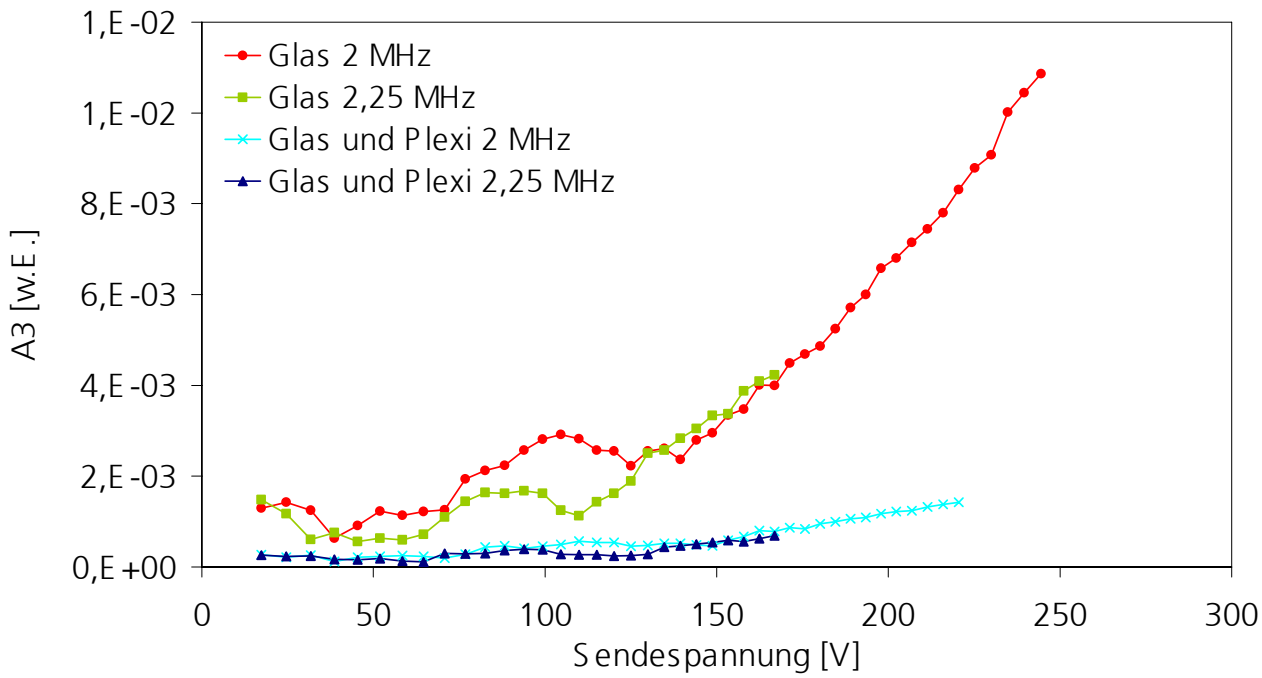


Abbildung 40: Amplitude der dritten Harmonischen in Abhängigkeit von der Sendespannung in Transmission.

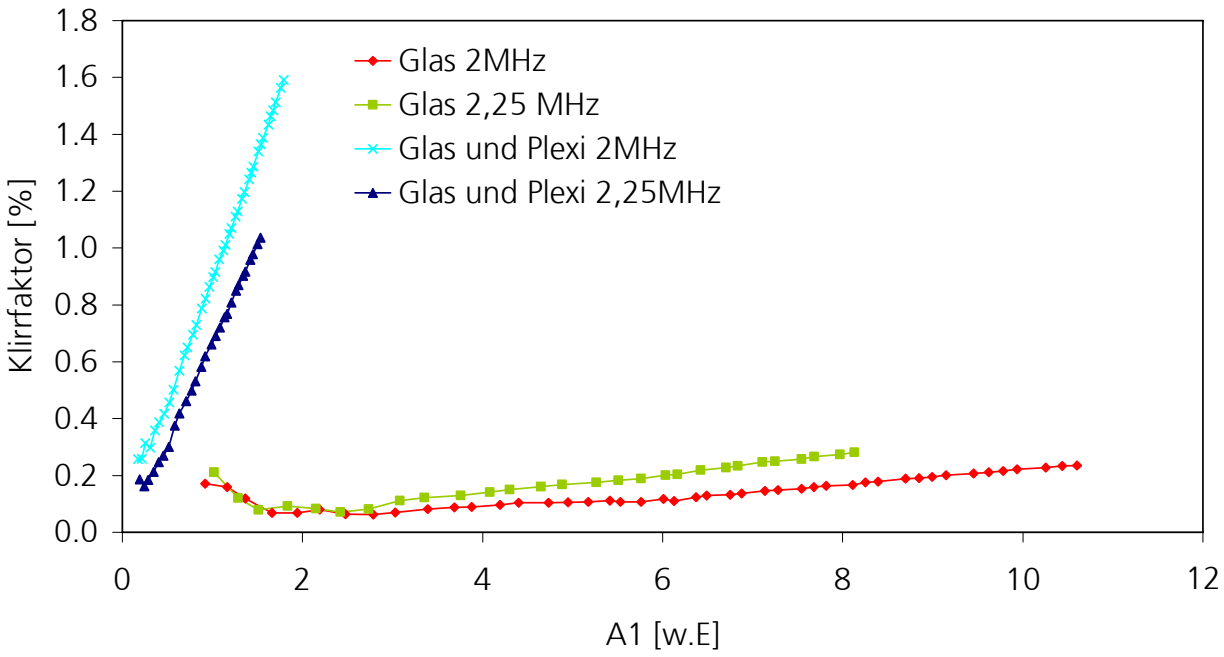


Abbildung 41: Klirrfaktor in Abhängigkeit von der ersten Harmonischen in Transmission

Man sieht einen großen Nichtlinearitätsunterschied zwischen dem Aufbau mit Plexiglas und dem ohne Plexiglas. beiden Proben. Die Amplitude A1 **(Abb. 38)** ist mit Plexiglas viel kleiner. Die Amplitude A2 **(Abb. 39)** in Abhängigkeit von der Sendespannung ist für beide Aufbauten ähnlich groß. Die Amplitude A3 in Abhängigkeit von der Sendespannung ist für den Aufbau mit Plexiglas kleiner **(Abb. 40)**. Wenn man aber den Klirrfaktor **(Abb. 41)** in Abhängigkeit von A1 aufträgt, erkennt man, dass die Nichtlinearität für Glas allein viel kleiner ist als für Glas für Plexiglas gekoppelt. Also ist es problematisch, eine Vorlaufstrecke aus Plexiglas für diese Art von Messungen zu verwenden.

Zusammenfassend kann man sagen, dass man zwischen beiden Proben keinen Unterschied mit nichtlinearen Ultraschall beobachtet. Das könnte in diesem Fall daran liegen, dass der Durchmesser des $LiNbO_3$ Prüfkopfes größer ist als die Kantenlänge der Probe. Durch das Überstehen waren die Koppelbedingungen nicht reproduzierbar genug, um die geringen Unterschiede zwischen den Proben zu messen. Mit dem zweiten Sendeprüfkopf aus PZT, der kleiner war als die Probe, sieht man hohe Amplituden A2 und A3. Diese Harmonischen wurden aber auch von dem Prüfkopf erzeugt und nicht nur von der Probe. Schließlich wurde noch eine Vorlaufstrecke aus Plexiglas ausprobiert. In diesem Fall erhält man einen großen Unterschied in der Nichtlinearität zwischen beiden Aufbauten (Quarz allein bzw. Quarz und Plexiglas gekoppelt), aber ein Unterschied zwischen den beiden Quarzglasproben ist nicht erkennbar. Nichtlinearer Ultraschall erlaubte es deshalb nicht, die Qualität der Bindung bei diesen geklebten Proben zu unterscheiden.

IV. Vergleich Messungen in Transmission und Reflexion mit $LiNbO_3$ Prüfkopf

Das Ziel diese Messungen ist den Unterschied in Harmonische Erzeugung mit mehreren Proben dazustellen. Die folgende Tabelle gilt einen Überblick über die verwendeten Proben.

Probe	Dicke [mm]	Laufzeit [µs]	Schallgeschwindigkeit [m/s]
Quarzglas	12,6	4,26	5916
Aluminium	30,15	9,6	6280
Plexiglas	25,3	19	2700
Stahl	21,8	7,4	5900
Piezokeramik	5,2	0,94	11060

Parameter der Proben

Die Schallgeschwindigkeiten wurden bei 2 MHz gemessen

Als Sendeprüfkopf wurde ein LiNbO3 -Wandler verwendet. Die Mittenfrequenz dieses Prüfkopfs beträgt 2 MHz. Als Empfangsprüfkopf wurde der Prüfkopf V110 von Panametrics, Seriennummer 255222, mit 5 MHz Mittenfrequenz verwendet. Es wurde 30% Amplitude mit der Ritec SNAP-Steuerung eingestellt. Es wurde sowohl das transmittierte Signal (T) als auch das reflektierte Signal (R) ausgewertet. Um zu untersuchen, ob das Ergebnis von der Anzahl der Zyklen abhängt, wurden Messungen mit 5, 10 und 30 Zyklen durchgeführt. Diese Versuchungsaufbau wurde ohne Hochpass verwendet.

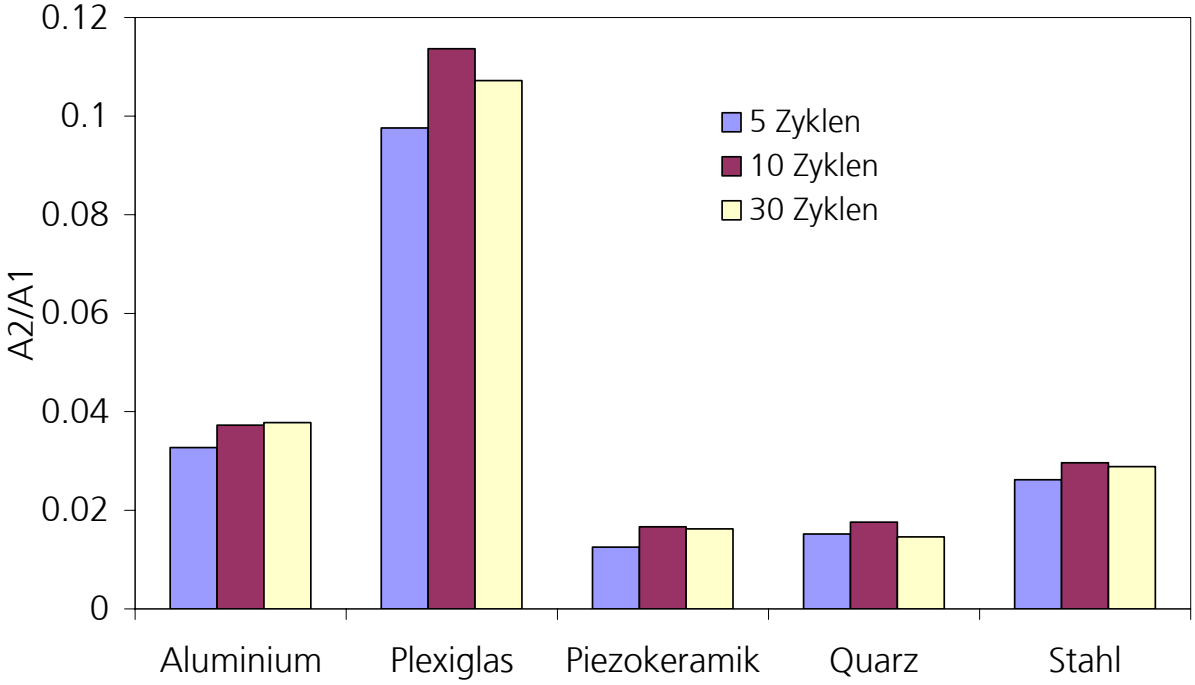


Abbildung 42: Verhältnis A2/A1 in Transmission für verschiedene Proben.

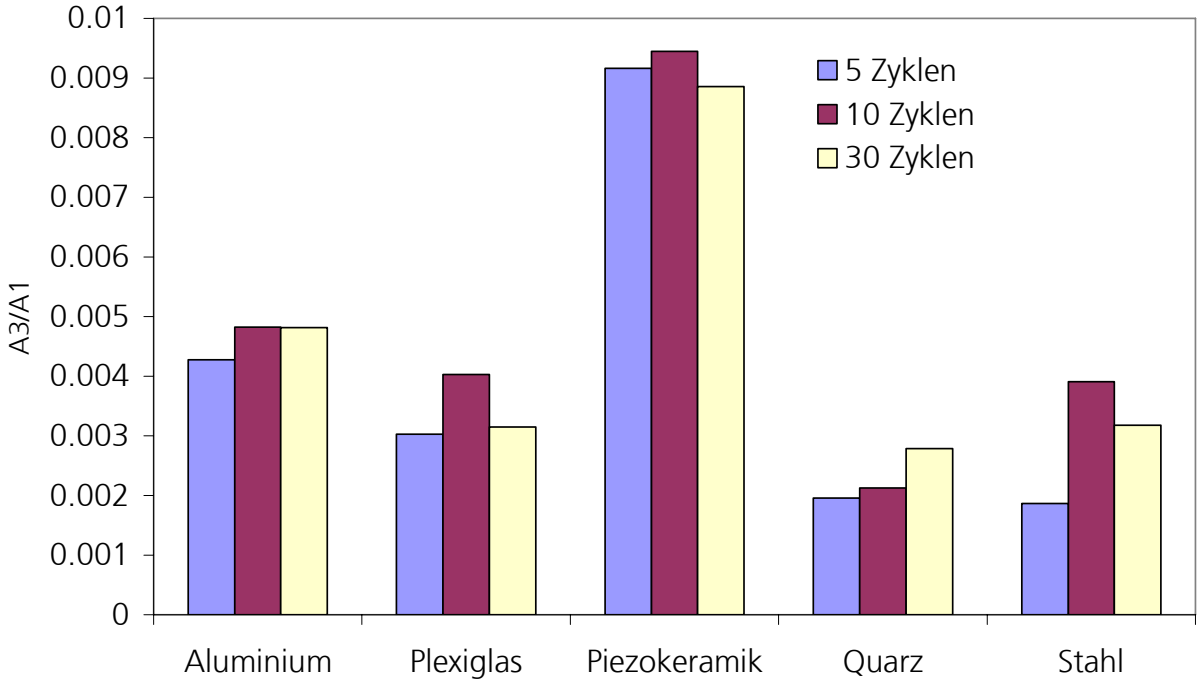


Abbildung 43: Verhältnis A3/A1 in Transmission für verschiedene Proben.

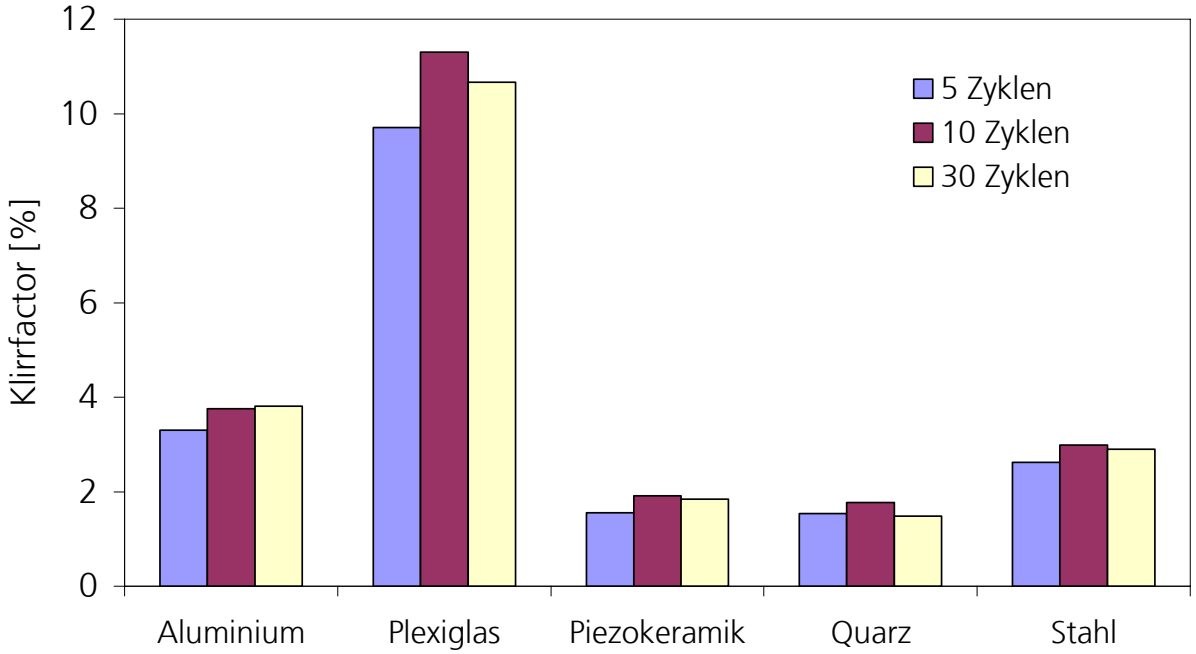


Abbildung 44: Verhältnis Klirrfaktor in Transmission für verschiedene Proben.

Tatsächlich hat man ganz reproduzierbar Ergebnisse auf Werte mit verschieden Zahl auf Zyklen (5, 10 und 30 Zyklen). Man bemerkt auch, dass A2/A1, A3/A1 und Klirrfaktor **(Abb. 42, 43 und 44)** wirklich unterschiedlich in Abhängigkeit von jede Probe. Das ist logisch, weil jeder Werkstoff nicht die gleiche Nichtlinearität hat.

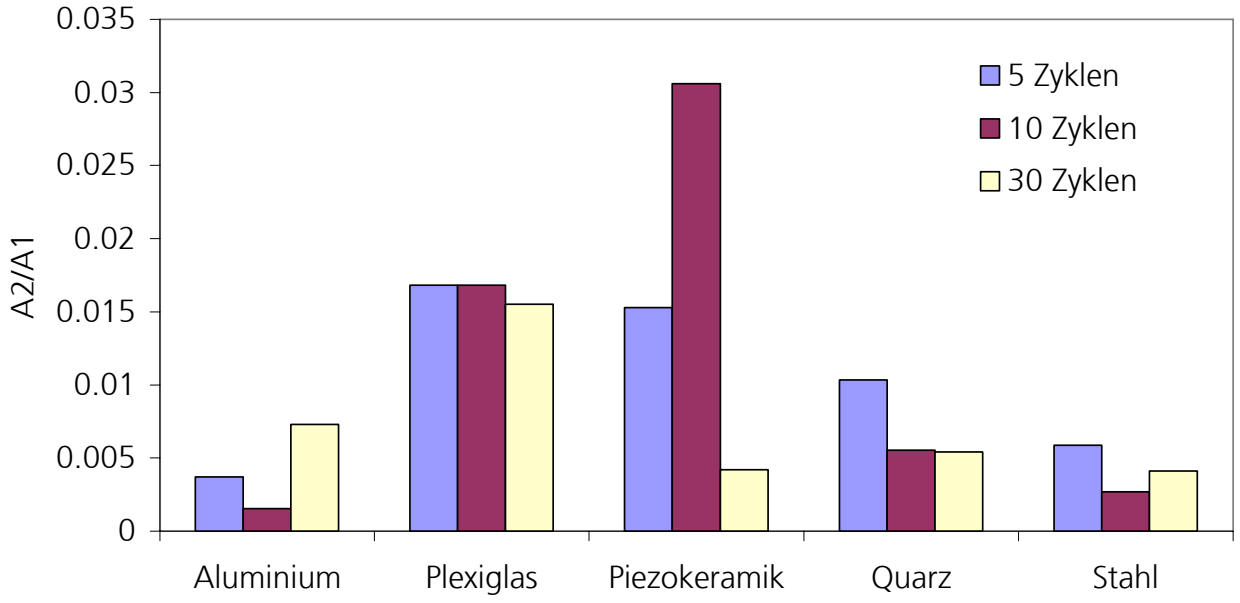


Abbildung 45: Verhältnis A2/A1 in Reflexion für verschiedene Proben ohne Hochpass

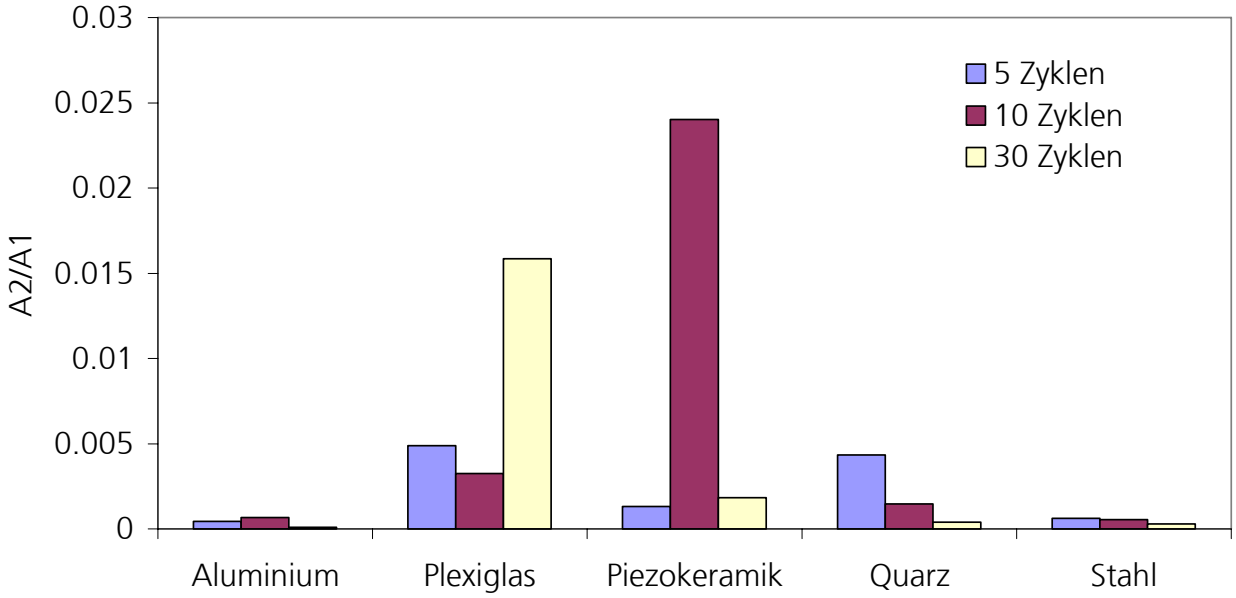


Abbildung 46: Verhältnis A2/A1 in Reflexion für verschiedene Proben mit Hochpass

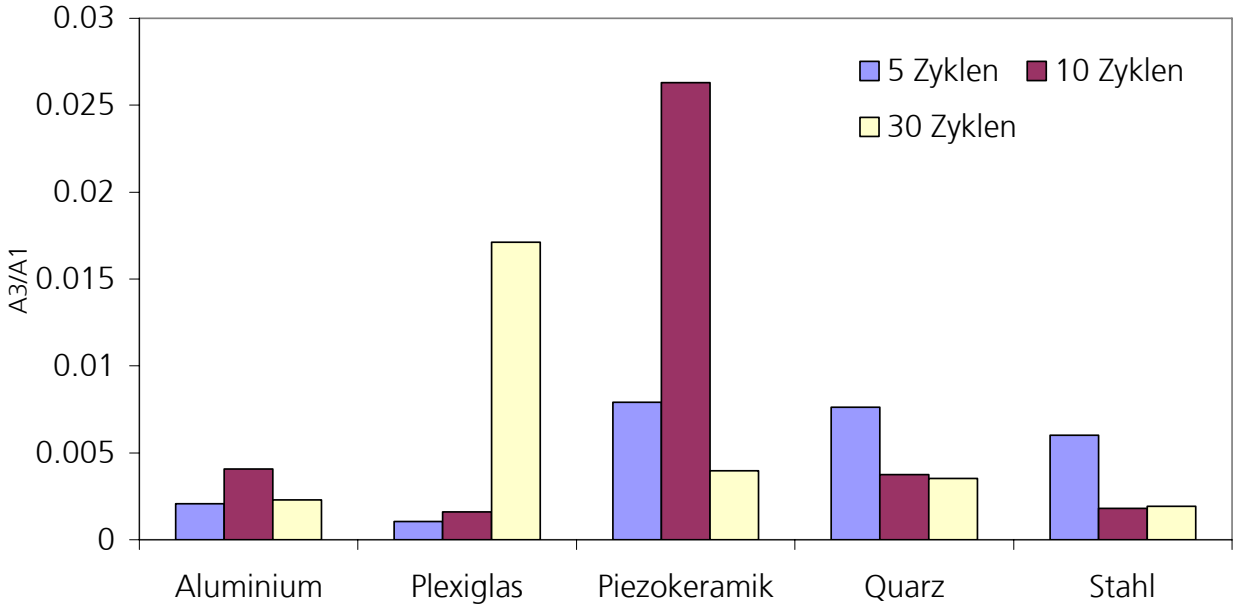


Abbildung 47: Verhältnis A3/A1 in Reflexion für verschiedene Proben ohne Hochpass

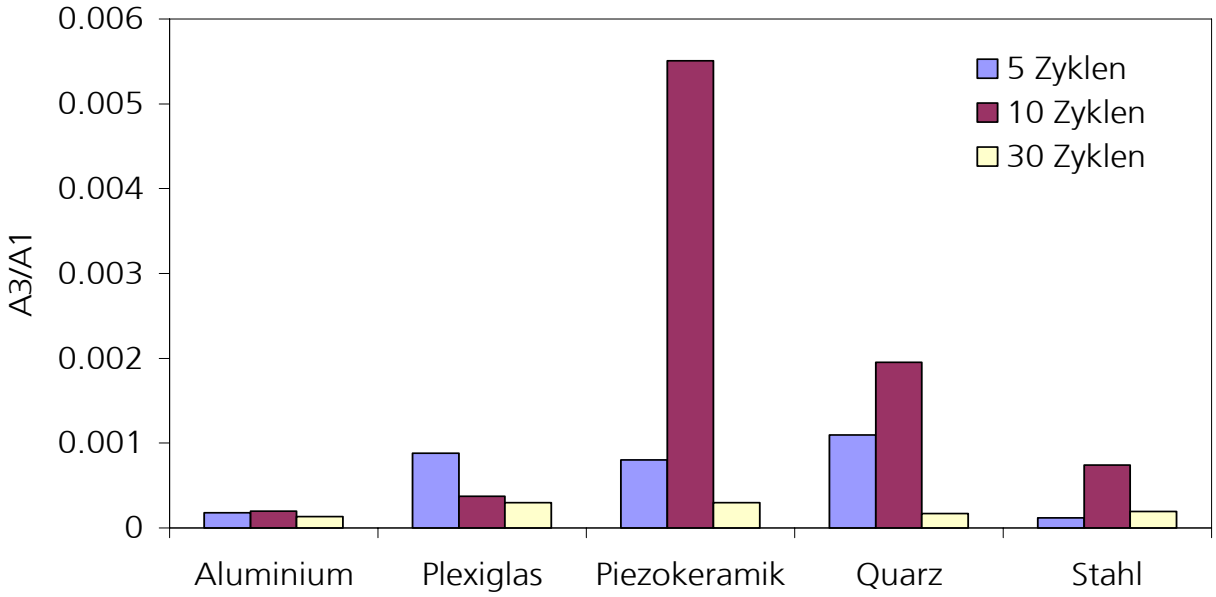


Abbildung 48: Verhältnis A3/A1 in Reflexion für verschiedene Proben mit Hochpass

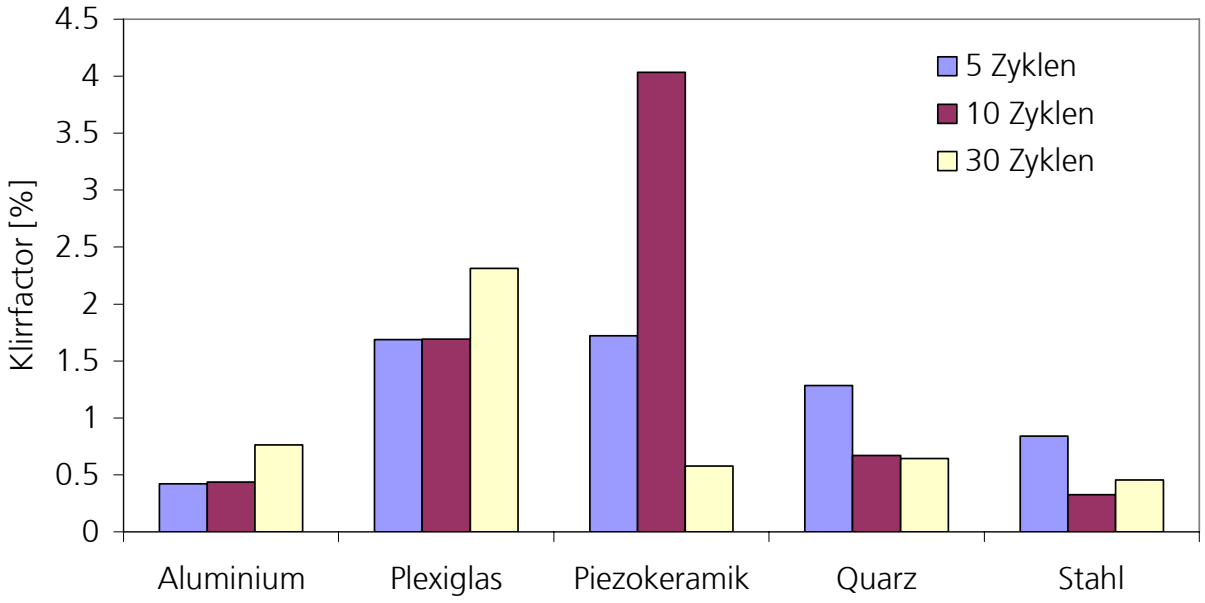


Abbildung 49: Verhältnis Klirrfaktor in Reflexion für verschiedene Proben ohne Hochpass.

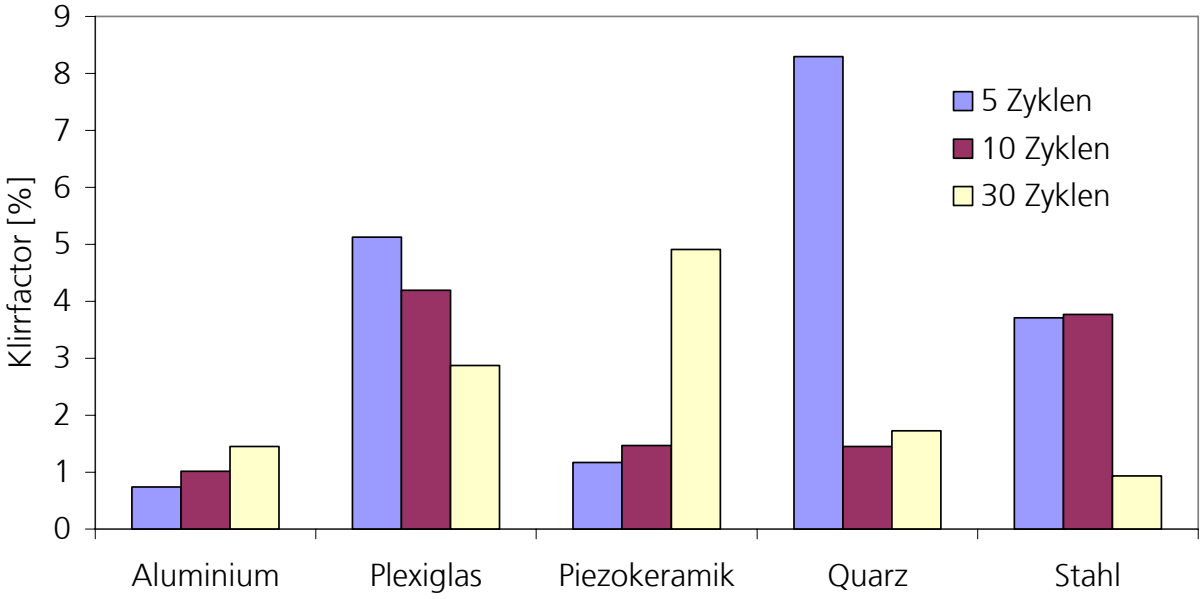


Abbildung 50: Verhältnis Klirrfaktor in Reflexion für verschiedene Proben mit Hochpass.

Für Messungen in Reflexion sieht man für die sechs Abbildungen **(Abb. 45 bis 50)** die gleiche Tendenz, d. h. kein reproduzierbarer Unterschied zwischen den beiden Proben. Die Werte sind absurd mit gewaltigem Unterschiede zwischen Werte mit der gleichen Probe in Abhängigkeit von der Zahl der Zyklen. Diese Werte reflektieren also nur den Signal-Rausch-Abstand und sind nicht durch die Erzeugung von Oberwellen bedingt.

V. Kalibrierung

1. Kalibrierung des Sendeprüfkopfs

Es wurde mit der Quarzglasprobe (Schallgeschwindigkeit c = 5,96 mm/μs) als Referenzprobe folgende vier Sendeprüfköpfe kalibriert: Ein Olympus NDT Prüfkopf (A113) und drei GE Prüfköpfe ($LiNbO_3$, PMNPT_602 und PMNPT_603). Das Ziel ist die Bestimmung der abgestrahlten Amplituden, bzw elastischen Verzerrungen.

Kalibrierungsfaktor $K = \frac{A(\text{interferometer})}{2 \times A(\text{piezo})}$ **(5.1)**

Es wurden mehrere Messungen durchgeführt, um reproduzierbar Werte zu finden. Für jeden Datenpunkt wurde der Mittelwert von mehrere Messungen bestimmt.

Probe	Erste Messung (K)	Zweite Messung (K)	Dritte Messung (K)
$LiNbO_3$	6,13	5,46	5,04
PMNPT_602	6,40	5,09	5,85
PMNPT_603	6,67	5,93	5,44

Leider variiert der Kalibrierungsfaktor von Messung zu Messung, von 5,04 bis 6,67. Um diese Werte zu erklären hat man das Frequenzspektrum von Empfangsprüfkopf gemessen.

A113SN243570 Prüfkopf – 2 MHz

Jetzt kann man die Ergebnisse der vier Sendeprüfköpfe sehen. Als Sendeprüfkopf wurde ein A113 Seriennummer 243570 verwendet. Die Mittenfrequenz dieses Prüfkopfs beträgt 2,25 MHz. Es handelt sich um einen breitbandigen Prüfkopf. Als Empfang wurde der Michelson Interferometer verwendet. Der Rf-Generator erzeugt hier eine 10 Zyklen Anregungssignal auf 30% Amplitude mit 2 MHz. Als Parameter wurden Auswertung mit 1600 Punkte und 2,5 ns Zeitabstand konfiguriert. Als Labview Fenster wurde ein Hamming Fenster mit 500 µm Schrittwerte benutzt.

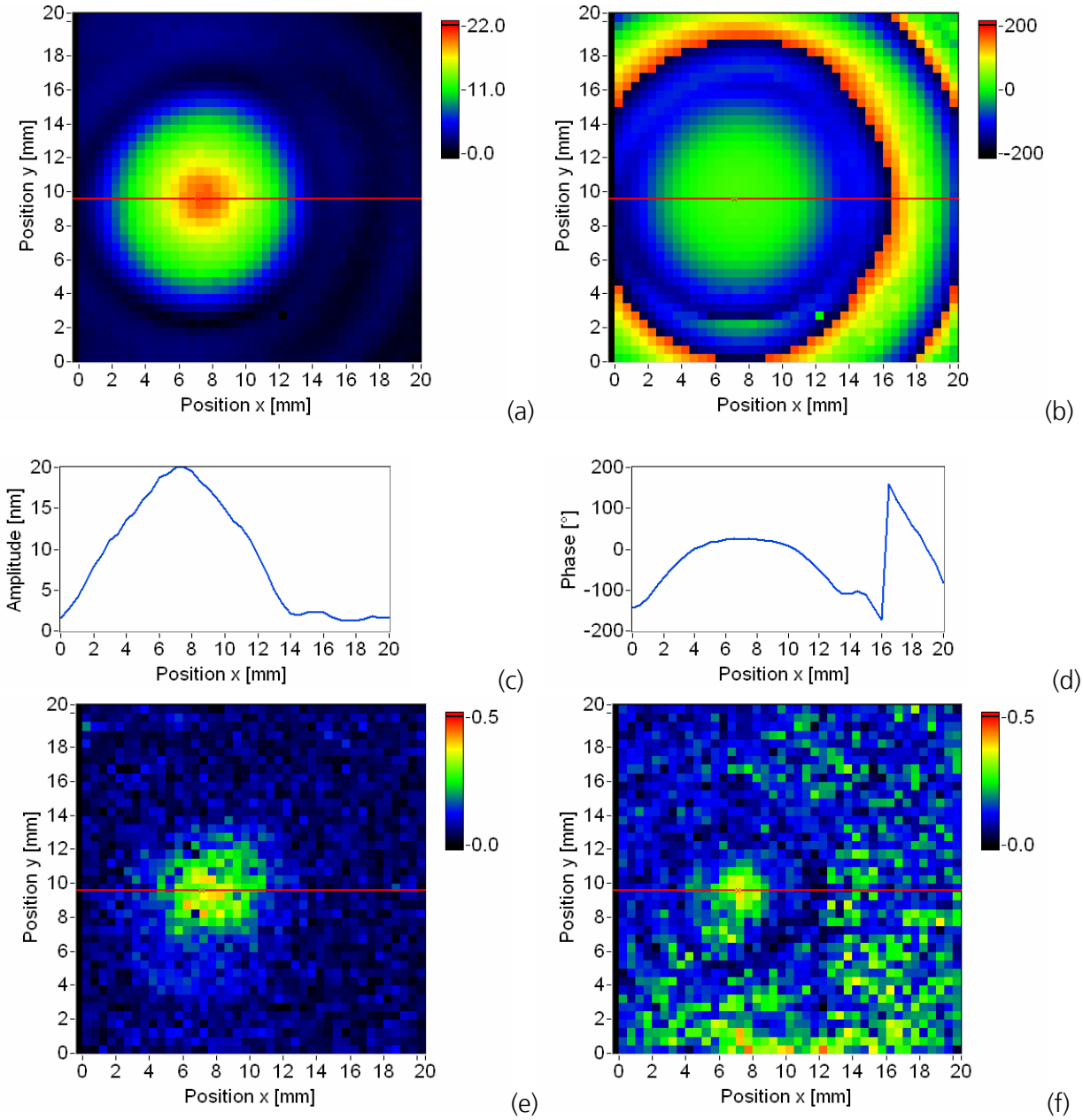


Abbildung 51: (a) Amplitude A1; (b) Phase A1; (c) Linienscan der Amplitude A1 bei der Position y = 9,5 mm; (d) Linienscan der Phase A1 bei der Position y = 9,5 mm; (e) Amplitude A2; (f) Amplitude A3.

Mittlere Amplitude A1 in einem Durchmesser von 6,3 mm: 16.3 nm; Maximalamplitude A1: 20.1 nm

Man bemerkt hier, dass die A2 und A3 Amplituden wirklich klein sind im Gegensatz zur A1 Amplitude.

d. Empfangsprüfkopf V110SN220068 – 4 und 6MHz

Als Sendeprüfkopf wurde ein V110 Seriennummer 220068 verwendet. Die Mittenfrequenz dieses Prüfkopfs beträgt 5 MHz. Es handelt sich um einen schmalbandigen Prüfkopf. Als Empfang wurde der Michelson Interferometer ohne Hochpass verwendet. Der Rf-Generator erzeugt hier eine 20 Zyklen Anregungssignal auf 30% Amplitude mit 4 MHz. Als Parameter wurden Auswertung mit 1600 Punkte und 2,5 ns Zeitabstand konfiguriert. Als Labview Fenster wurde ein Hamming Fenster mit 500 µm Schrittwerte benutzt.

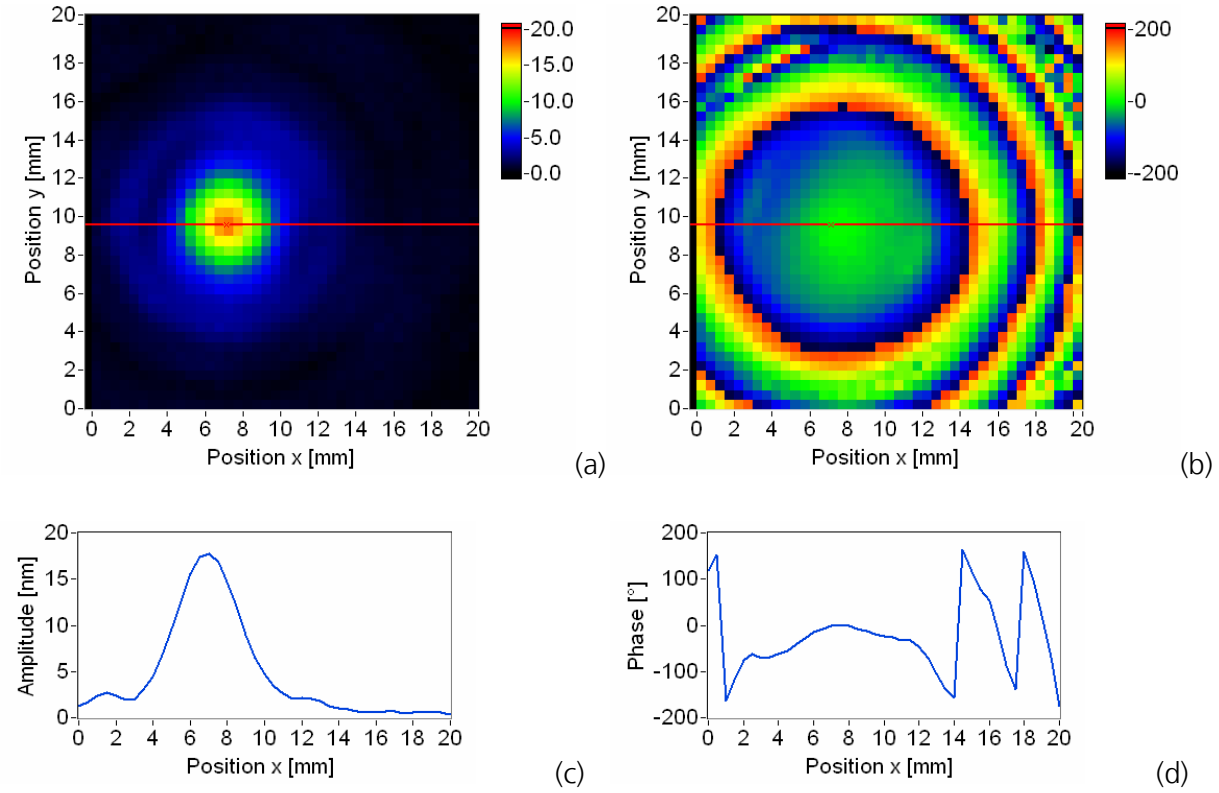


Abbildung 52: (a) Amplitude A1; (b) Phase A1 (c); Linienscan der Amplitude A1 bei der Position y = 9,5 mm; (d) Linienscan der Phase A1 bei der Position y = 9,5 mm.

Mittlere Amplitude A1 in einem Durchmesser von 6,3 mm: 9,3 nm; Maximalamplitude A1: 17,7 nm

Mit 4 MHz und 20 Zyklen wurde A2 Amplitude und Phase bestimmen. Als Sendeprüfkopf wurde ein V110 Seriennummer 220068 verwendet. Die Mittenfrequenz dieses Prüfkopfs beträgt 5 MHz. Es handelt sich um einen schmalbandigen Prüfkopf. Als Empfang wurde der Michelson Interferometer ohne Hochpass verwendet. Der Rf-Generator erzeugt hier eine 30 Zyklen Anregungssignal auf 30% Amplitude mit 6 MHz. Als Parameter wurden Auswertung mit 1600 Punkte und 2,5 ns Zeitabstand konfiguriert. Als Labview Fenster wurde ein Hamming Fenster mit 500 µm Schrittwerte benutzt.

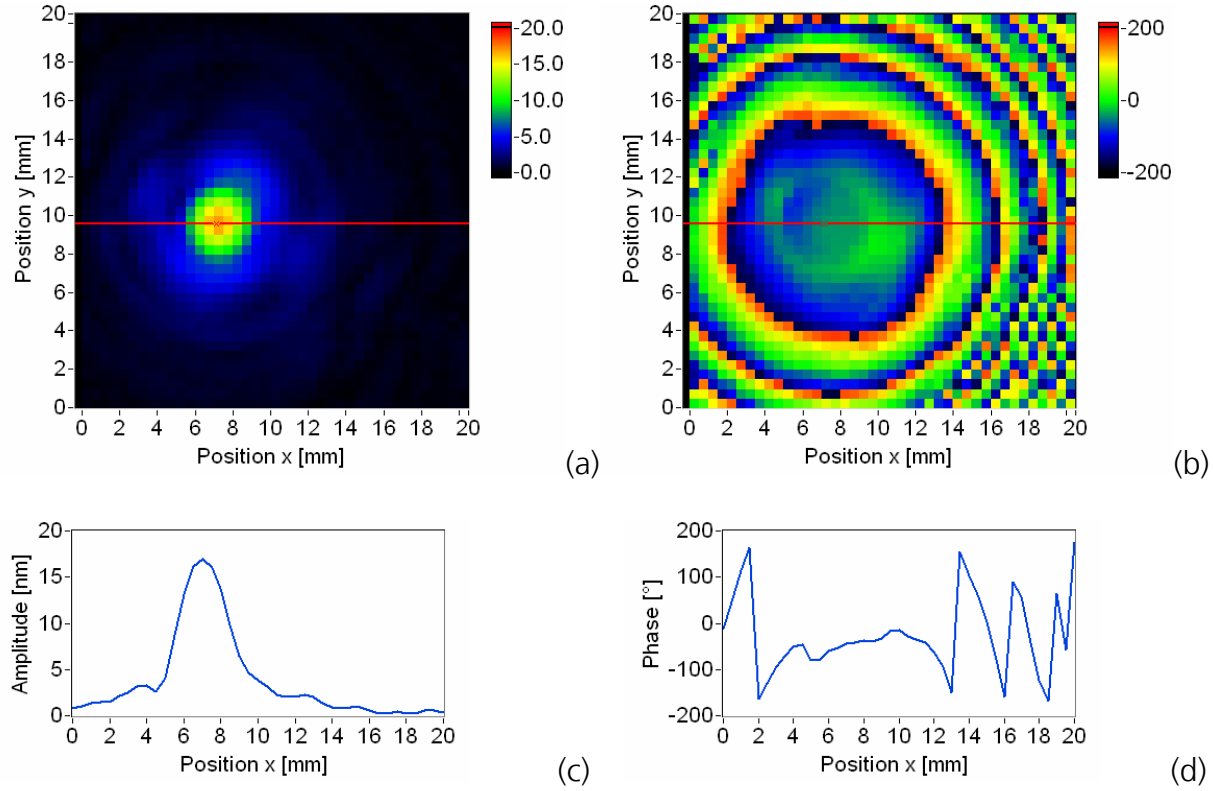


Abbildung 53: (a) Amplitude A1; (b) Phase A1 (c) Linienscan der Amplitude A1 bei der Position y = 9,5 mm; (d) Linienscan der Phase A1 bei der Position y = 9,5 mm.

Mittlere Amplitude in einem Durchmesser von 6,3 mm: 7.2 nm; Maximalamplitude: 16.9 nm

Mit 6 MHz und 30 Zyklen kann man A3 Amplitude und Phase bestimmen

e. $LiNbO_3$ Prüfkopf

Als Sendeprüfkopf wurde ein $LiNbO_3$ -Wandler verwendet. Als Empfang wurde der Michelson Interferometer **ohne Hochpass** verwendet. Der Rf-Generator erzeugt hier eine 10 Zyklen Anregungssignal auf 30% Amplitude mit 2 MHz. Als Parameter wurden Auswertung mit 1600 Punkte und 2,5 ns Zeitabstand konfiguriert. Als Labview Fenster wurde ein Hamming Fenster mit 500 µm Schrittwerte benutzt. Das Empfangssignal wurde **ohne Mitteln** konfiguriert.

Man bemerken hier, dass A2 und A3 Amplitude wirklich klein und nicht präzise im Gegensatz zur A1 Amplitude ist. Das ähnelt den vorigen Ergebnissen. Man verwendet deshalb jetzt Hochpass und kleiner Schrittwerte (200 µm statt 500 µm). Man mittelt auch das Empfangssignal um besser Ergebnisse zu finden.

Als Sendeprüfkopf wurde ein $LiNbO_3$ -Wandler verwendet. Als Empfang wurde der Michelson Interferometer **mit Hochpass** verwendet. Der Rf-Generator erzeugt hier eine 10 Zyklen Anregungssignal auf 30% Amplitude mit 2 MHz. Als Parameter wurden Auswertung mit 1600 Punkte und 2,5 ns Zeitabstand konfiguriert. Als Labview Fenster wurde ein Hamming Fenster mit 200 µm benutzt. Das Empfangssignal wurde mit **4 Sekunden Mitteln** konfiguriert.

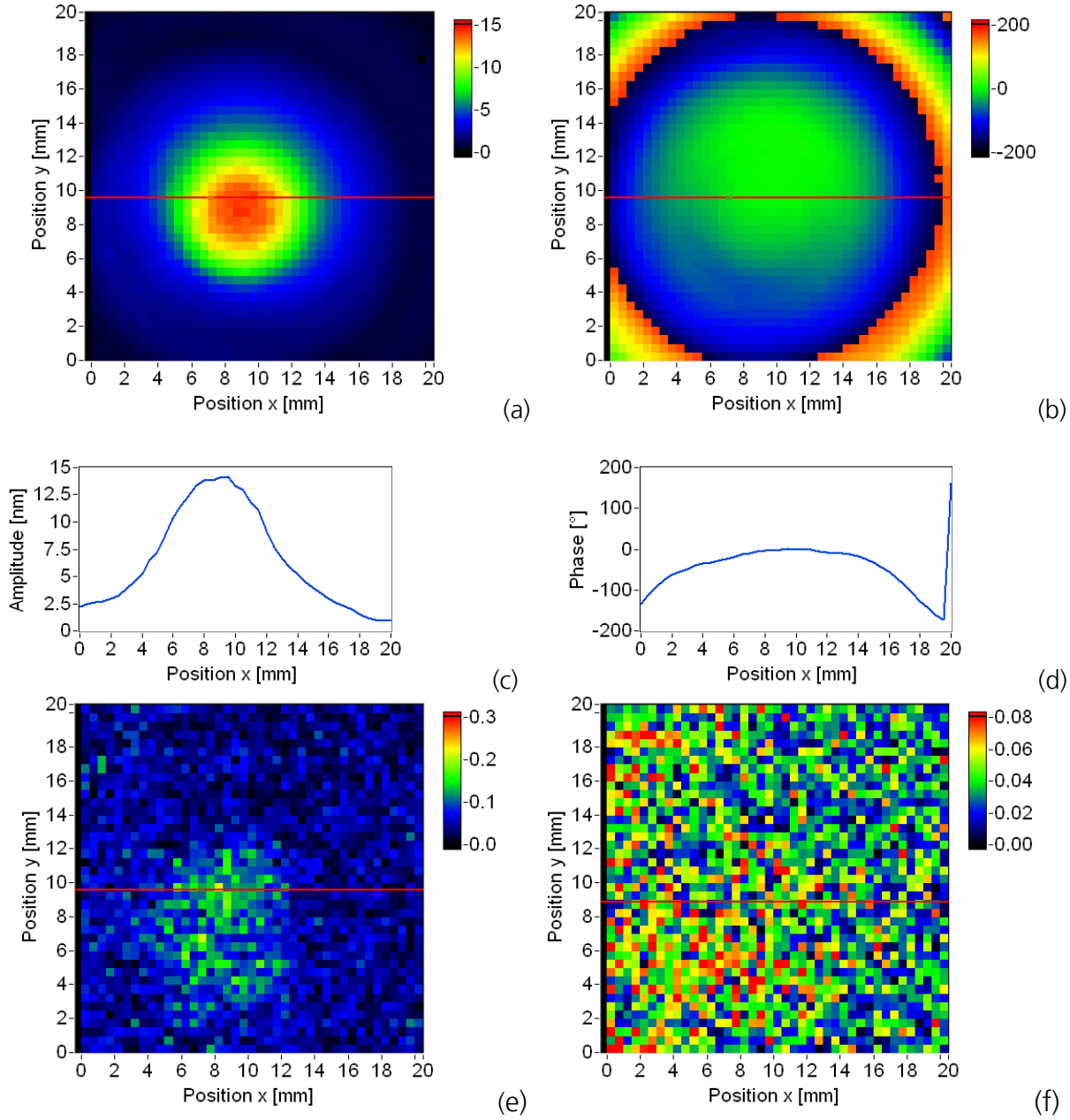


Abbildung 54: (a) Amplitude A1; (b) Phase A1; (c) Linienscan der Amplitude A1 bei der Position y = 9,5 mm; (d) Linienscan der Phase A1 bei der Position y = 9,5 mm; (e) Amplitude A2; (f) Amplitude A3.

Mittlere Amplitude A1 in einem Durchmesser von 6,3 mm: 12,5 nm; Maximalamplitude A1: 13,98 nm

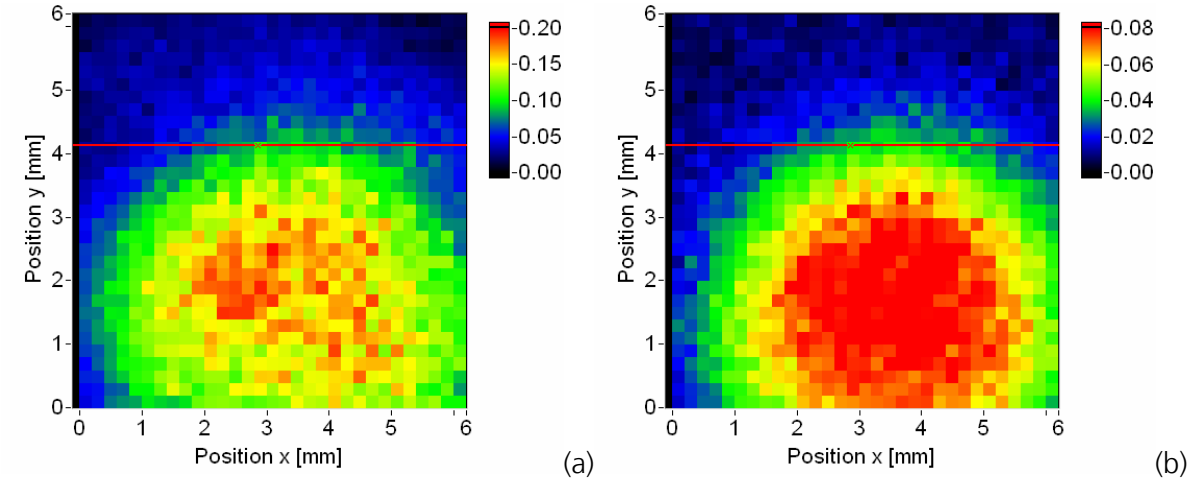
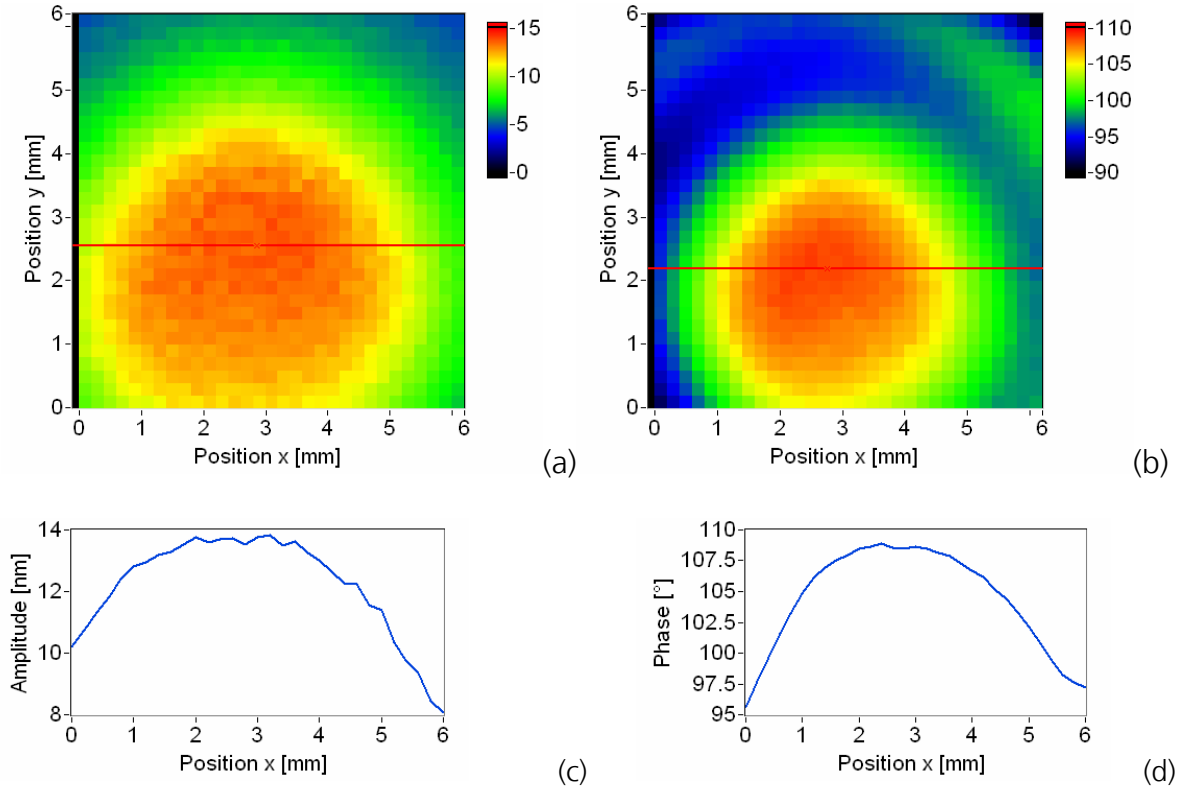


Abbildung 55: (a) Amplitude A2; (b) Amplitude A3.

Man sieht hier bessere Ergebnisse für die A2 und die A3 Amplitude.

Als Sendeprüfkopf wurde ein $LiNbO_3$ -Wandler verwendet. Als Empfang wurde der Michelson Interferometer **ohne Hochpass** verwendet. Der Rf-Generator erzeugt hier eine 10 Zyklen Anregungssignal auf 30% Amplitude mit 2 MHz. Als Parameter wurden Auswertung mit 1600 Punkte und 2,5 ns Zeitabstand konfiguriert. Als Labview Fenster wurde ein Hamming Fenster mit 200 µm Schrittwerte benutzt. Das Empfangssignal wurde **mit 4 Sekunden Mitteln** konfiguriert.



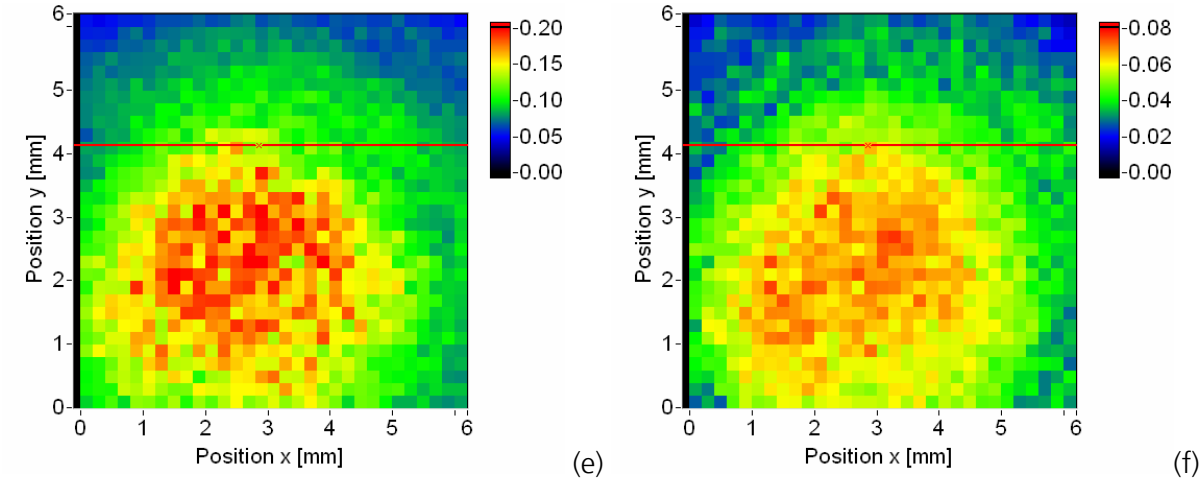
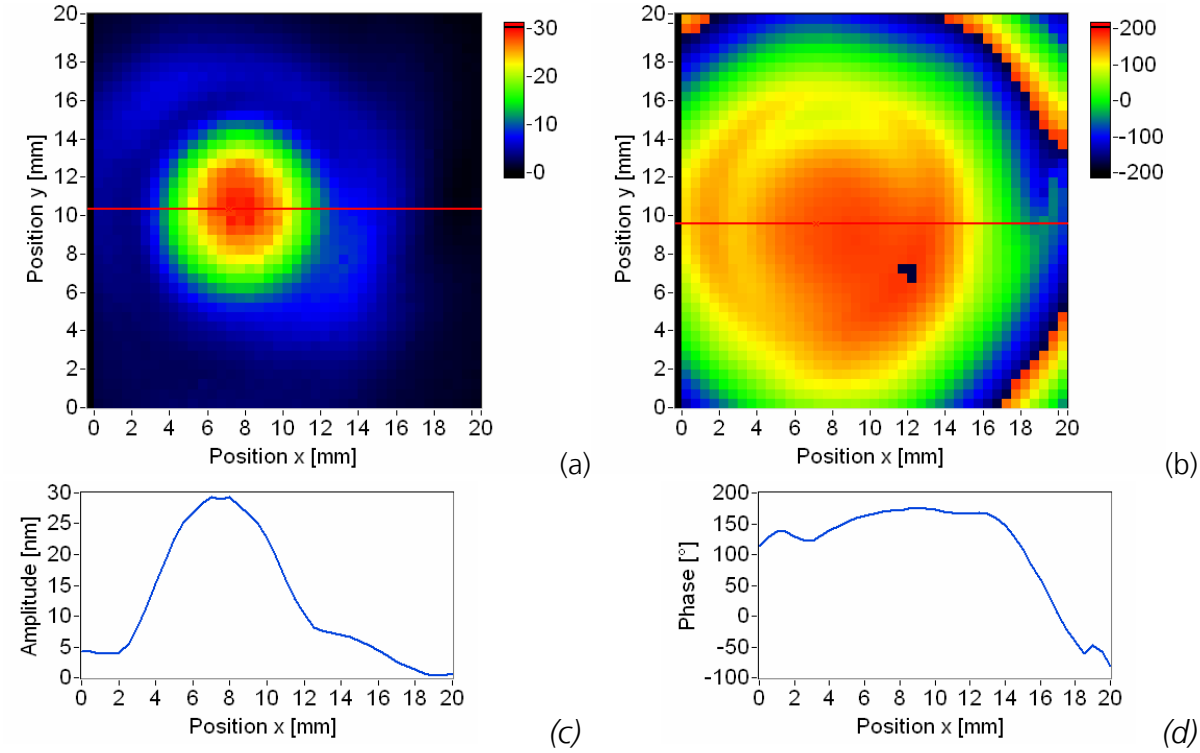


Abbildung 56: (a) Amplitude A1; (b) Phase A1 (c) Linienscan der Amplitude A1 an der Position y = 2,5 mm; (d) Liniescan der Phase A1 an der Position y = 2,5 mm; (e) Amplitude A2; (f) Amplitude A3.

f. PMNPT602 Prüfkopf

Als Sendeprüfkopf wurde ein PMNPT602 (Bleimagnesiumniobat-Bleititanat)-Wandler verwendet. Die Mittenfrequenz dieses Prüfkopfs beträgt 2 MHz. Als Empfang wurde der Michelson Interferometer **ohne Hochpass** verwendet. Der Rf-Generator erzeugt hier eine 10 Zyklen Anregungssignal auf 30% Amplitude mit 2 MHz. Als Parameter wurden Auswertung mit 1600 Punkte und 2,5 ns Zeitabstand konfiguriert. Als Labview Fenster wurde ein Hamming Fenster mit 500 µm Schrittwerte benutzt. Das Empfangssignal wurde **ohne Mitteln** konfiguriert.



Als Sendeprüfkopf wurde ein PMNPT602 (Bleimagnesiumniobat-Bleititanat)-Wandler verwendet. Die Mittenfrequenz dieses Prüfkopfs beträgt 2 MHz. Als Empfang wurde der Michelson Interferometer **ohne Hochpass** verwendet. Der Rf-Generator erzeugt hier eine 10 Zyklen Anregungssignal auf 30% Amplitude mit 2 MHz. Als Parameter wurden Auswertung mit 1600 Punkte und 2,5 ns Zeitabstand konfiguriert. Als Labview Fenster wurde ein Hamming Fenster mit 200 µm Schrittwerte benutzt. Das Empfangssignal wurde **mit 4 Sekunden Mitteln** konfiguriert.

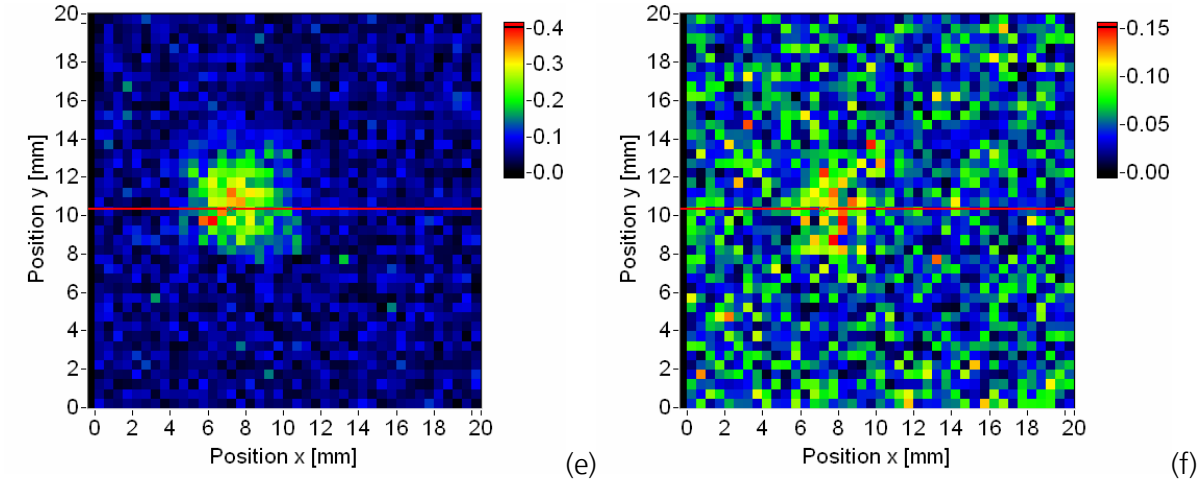


Abbildung 57: (a) Amplitude A1; (b) Phase A1 (c) Linienscan der Amplitude A1 bei der Position y = 10,5 mm; (d) Linienscan der Phase A1 bei der Position y = 10,5 mm ; (e) Amplitude A2; (f) Amplitude A3.

Mittlere Amplitude A1 in einem Durchmesser von 6,3 mm: 24,14 nm; Maximalamplitude A1: 29,30 nm

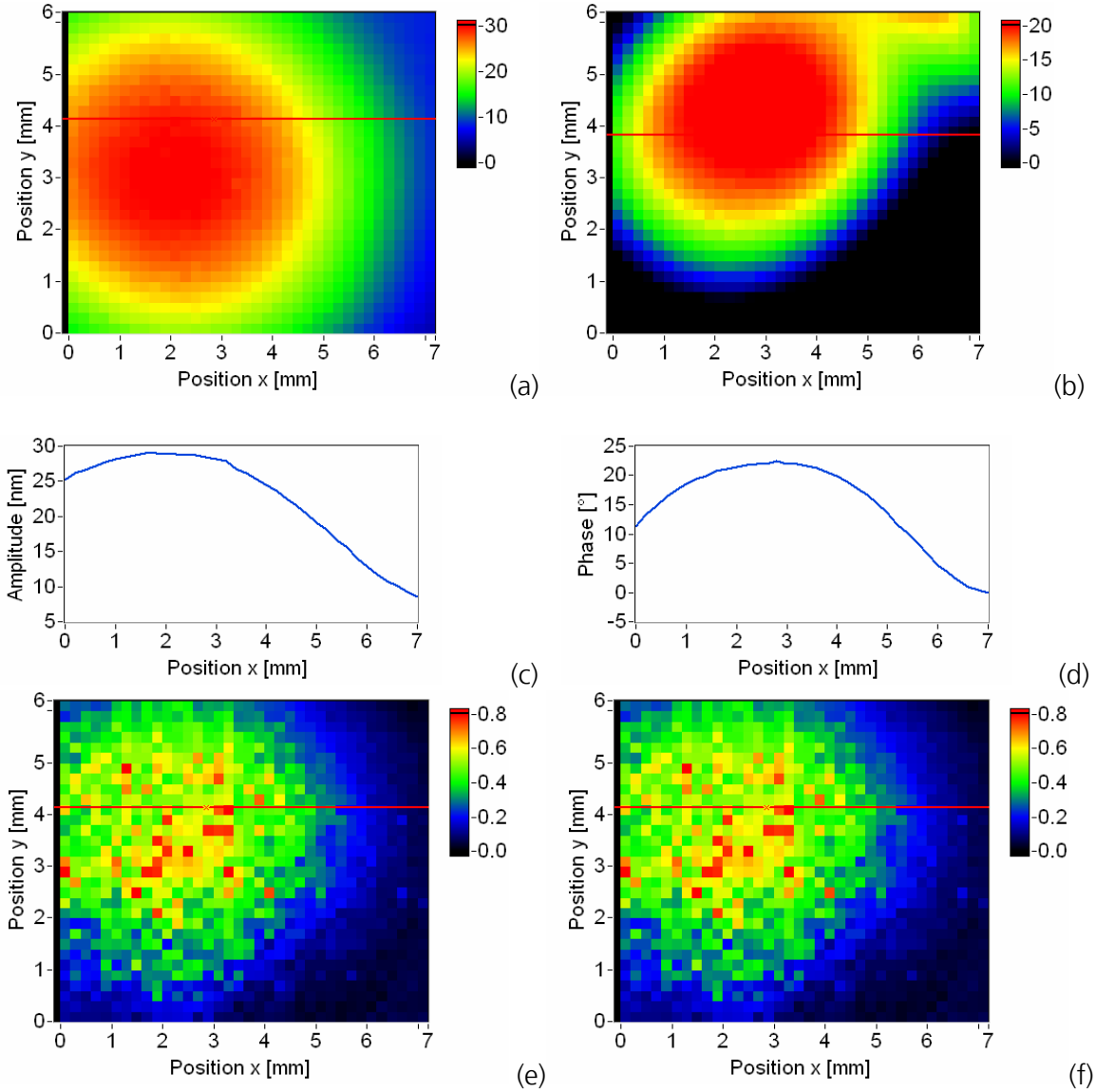


Abbildung 58: (a) Amplitude A1; (b) Phase A1 (c) Linienscan der Amplitude A1 bei der Position y = 4,2 mm; (d) Linienscan der Phase A1 bei der Position y = 3,8 mm; (e) Amplitude A2; (f) Amplitude A3.

g. PNMPT 603 Prüfkopf

Als Sendeprüfkopf wurde ein PMNPT603 (Bleimagnesiumniobat-Bleititanat)-Wandler verwendet. Die Mittenfrequenz dieses Prüfkopfs beträgt 2 MHz. Als Empfang wurde das Michelson Interferometer **ohne Hochpass** verwendet. Der Rf-Generator erzeugt hier ein 10 Zyklen langes Anregungssignal mit 30% Amplitude bei 2 MHz. Als Parameter wurde die Auswertung mit 1600 Punkten und 2,5 ns Zeitabstand konfiguriert. Als Labview Fenster wurde ein Hamming Fenster mit 500 µm Schrittwerte benutzt. Das Empfangssignal wurde **ohne Mitteln** verarbeitet.

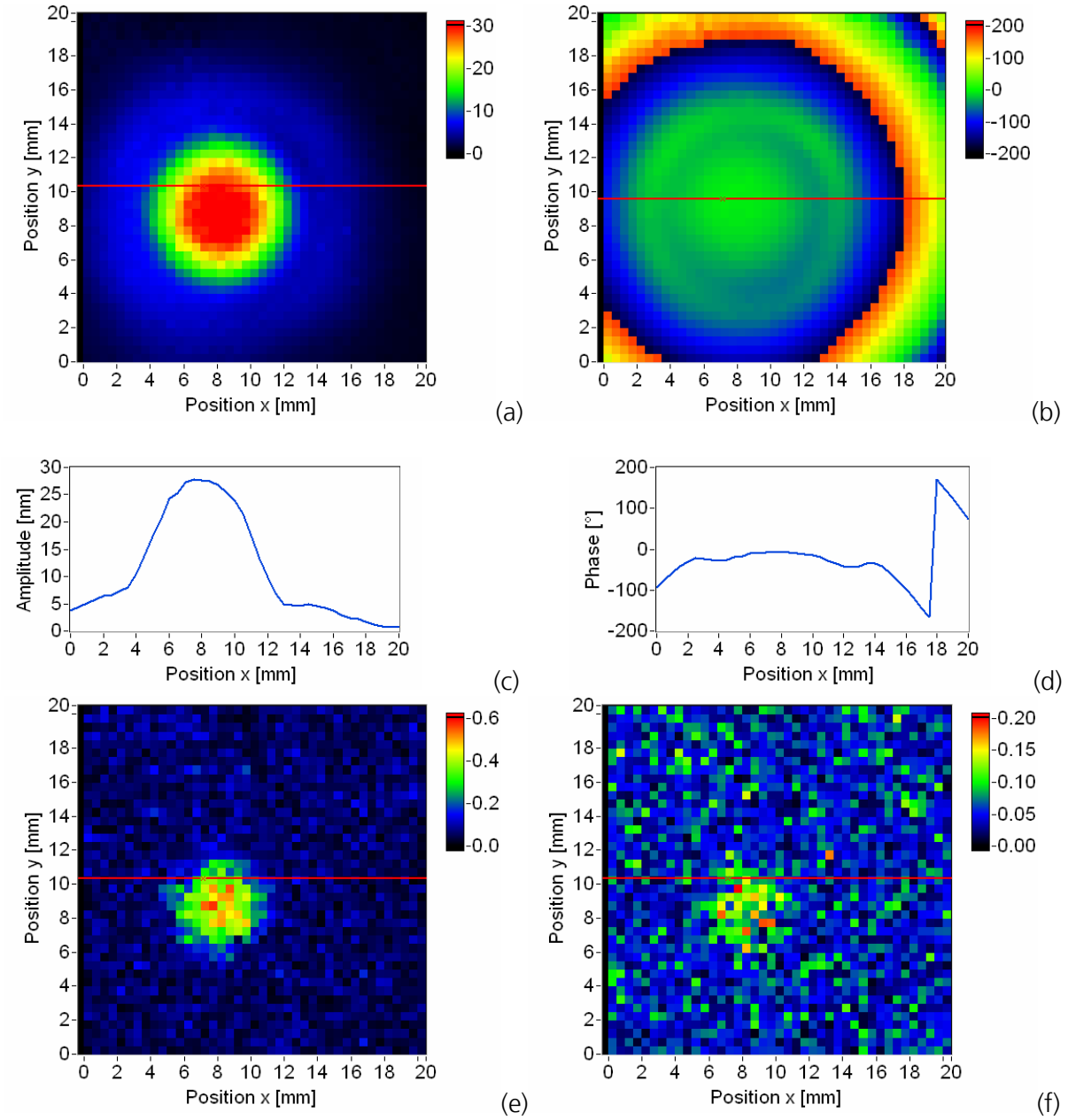


Abbildung 59: (a) Amplitude A1; (b) Phase A1; (c) Linienscan der Amplitude A1 an der Position y = 10,5 mm; (d) Liniescan der Phase A1 an der Position y = 10,5 mm; (e) Amplitude A2; (f) Amplitude A3.

Mittlere Amplitude A1 in einem Durchmesser von 6,3 mm: 26,29 n; Maximalamplitude A1: 33,05 nm

Als Sendeprüfkopf wurde ein PMNPT603 (Bleimagnesiumniobat-Bleititanat)-Wandler verwendet. Die Mittenfrequenz dieses Prüfkopfs beträgt 2 MHz. Als Empfang wurde das Michelson Interferometer **ohne Hochpass** verwendet. Der Rf-Generator erzeugt hier ein 10 Zyklen langes Anregungssignal mit

30% Amplitude bei 2 MHz. Als Parameter wurden eine Auswertung mit 1600 Punkte und 2,5 ns Zeitabstand konfiguriert. Als Labview Fenster wurde ein Hamming Fenster mit 200 µm Schrittwerte benutzt. Das Empfangssignal wurde **mit 4 Sekunden Mitteln** konfiguriert.

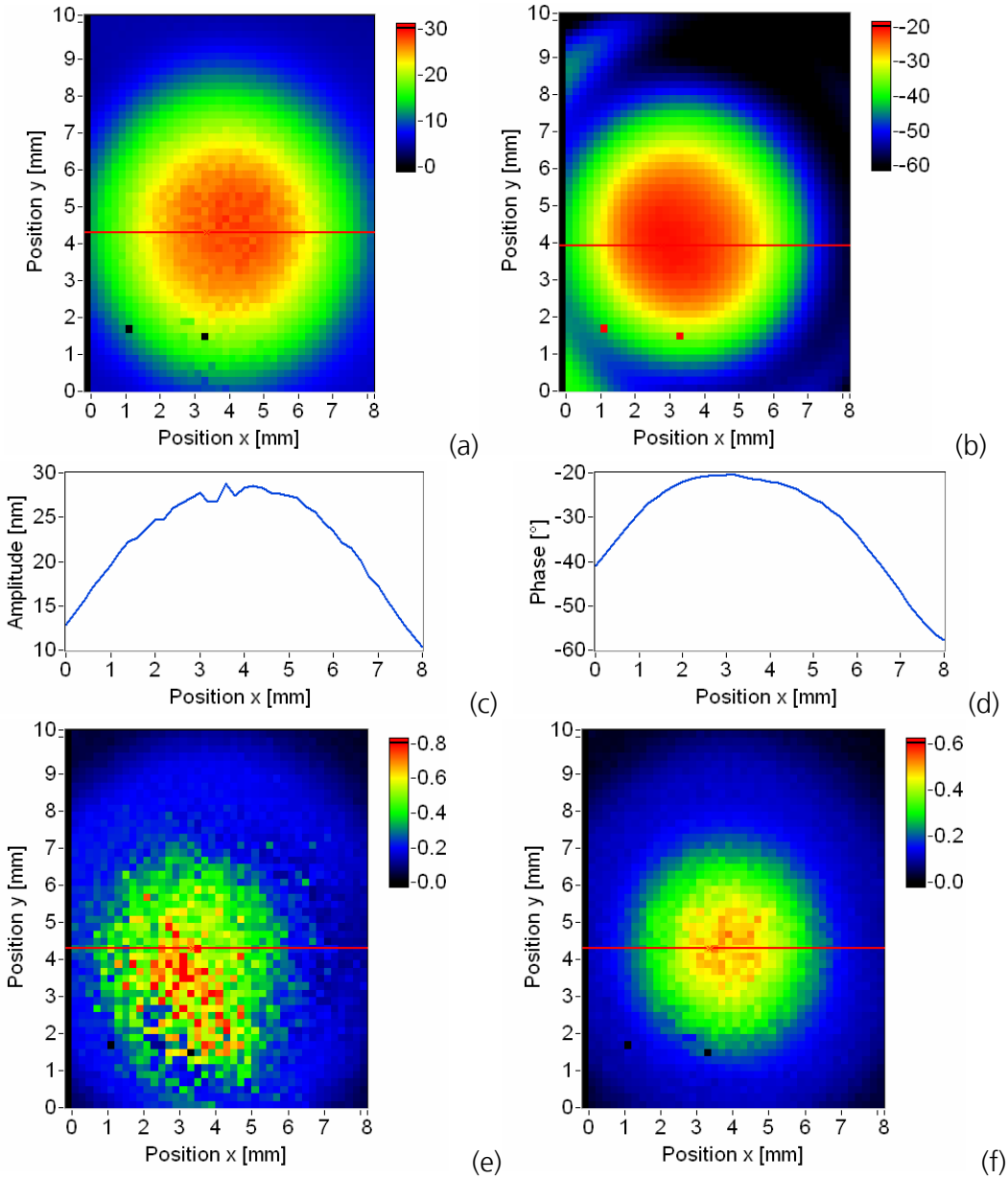


Abbildung 60: (a) Amplitude A1; (b) Phase A1; (c) Linienscan der Amplitude A1an der Position y = 4,2 mm; (d) Linienscan der Phase A1 an der Position y = 3,8 mm; (e) Amplitude A2; (f) Amplitude A3.

2. Frequenzspektrum des Empfangsprüfkopfs

Um die Amplituden der Prüfköpfe zu vergleichen, wurde mit zwei verschiedenen Generatoren gemessen: Es wurde die breitbandige Anregung der USIP Generator verwendet als auch die Tonträgerschwingungen des Ritec Geräts.

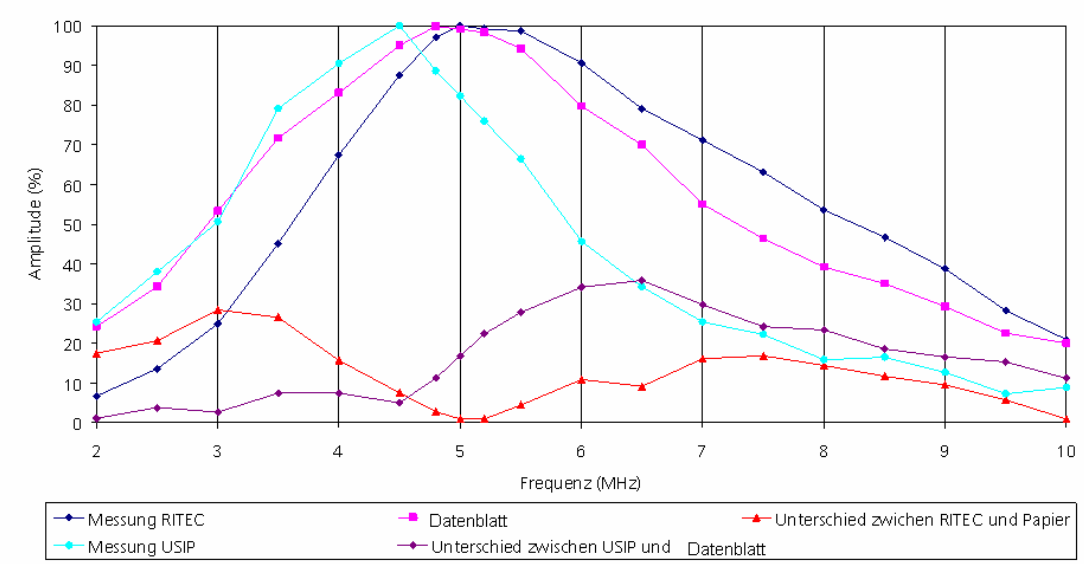


Abbildung 61: Frequenzspektrum des Empfangsprüfkopf V110_220068.

Man bemerkt in **Abb. 58**, dass der Unterschied zwischen den theoretisch Werten (Papier im Rosa) und Ritec Generator ganz nah ab 4,5 MHz ist. Das Gegenteil passiert für USIP Generator, so nah Werte bis 4,5 MHz. So kann man sagen, dass dieser Prüfkopf ganz gut als Empfangsprüfkopf ist. Die Amplitude ist tatsächlich am höchsten bei der doppelten Sendefrequenz (2 MHz).

3. Kalibrierung der verwendeten Prüfköpfe

a. V110_222268 Prüfkopf mit Quarzglasprobe

Zu Kalibrierung wird ein weiterer Versuchungsaufbau verwendet. Dieser Aufbau sieht wie folgt aus:

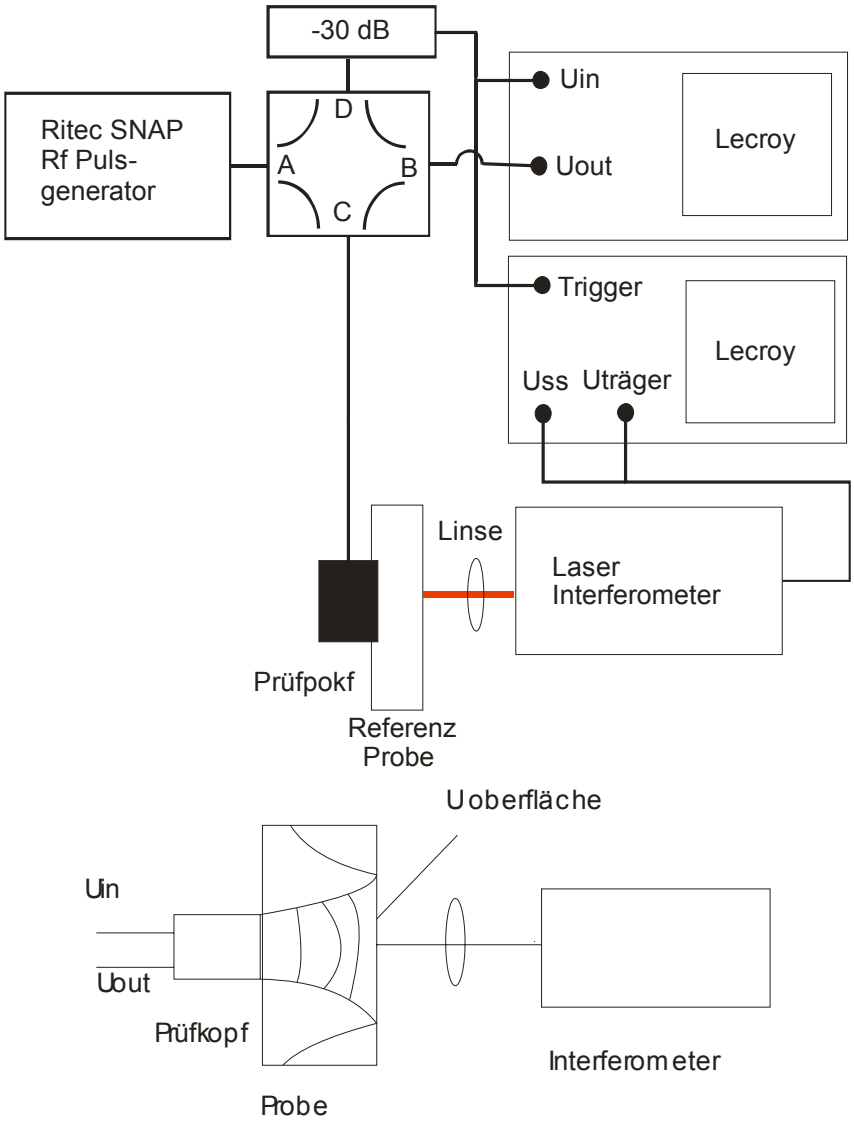


Abbildung 62: Versuchungsaufbau zur Bestimmung des Kalibrierungsfaktors.

Der Prüfkopf wird mit einer elektrischen Wechselspannung U_{in} angeregt. Die elektrische Sendeleistung P_{in} am Prüfkopf ist also:

$$P_{in} = \frac{1}{2} U_{in} \times I = \frac{1}{2} \frac{U_{in}^2}{R} \qquad \textbf{(5.2)}$$

Der Eingangswiderstand R beträgt 50Ω. Der Prüfkopf wandelt die elektrische Leistung in akustische Leistung um. Die akustische Leistung ist definiert als:

$$P_a = -\frac{1}{2}(v \times T) \times A \qquad \textbf{(5.3)}$$

Dabei ist v die Schallschnelle mit $v = \omega \times u_0$, wobei $\omega = 2\pi f$ die Kreisfrequenz und u_0 die Amplitude ist. T ist der Druck mit $T = -v \times Z$, wobei Z die akustische Impedanz ist. Die spezifische akustische Impedanz eines Materiales ist definiert als $Z = \rho \times c$. Dabei ist c die Schallgeschwindigkeit und ρ die Dichte. A ist der Flächeninhalt des Prüfkopfs. Gleichung **5.3** kann man also auch schreiben:

$$P_a = \frac{1}{2}\omega^2 u_0^2 ZA \qquad \textbf{(5.4)}$$

Die Umwandlung der elektrischen in akustische Leistung erfolgt nicht zu 100 %. Es treten Blindverluste als auch Wirkverluste auf**.** Es gilt also:

$P_a = \eta P_{in}$ mit $\eta < 1$. **(5.5)**

η ist der Übersetzungsfaktor. Mit Gleichung **5.2** bis **5.5** kann man die Amplitude berechnen, die in der Piezokeramik erzeugt wird

$$u_{0in} = \frac{U_{in}\sqrt{\eta}}{\omega\sqrt{ZAR}} \qquad \textbf{(5.6)}$$

Zwischen dem Prüfkopf und der Probe gibt im allgemeinen eine akustische Fehlanpassung der Impedanz. Die akustische Leistung wird nicht vollständig transmittiert, sondern auch reflektiert. Um zu wissen wie viele Prozent ist transmittiert oder reflektiert, braucht man die akustische Impedanz dem Prüfkopf und der Probe. Der Reflexions- und Transmissionskoeffizient Reflektierte ist gegeben durch [6]:

$$R = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_1 + Z_2} \qquad \textbf{(5.7)}$$

$$T = \frac{2Z_2}{Z_1 + Z_2} \qquad \textbf{(5.8)}$$

$Z_1 = Z_{LiNbO3} = 33{,}75 \times 10^6$ Pa s/m

$Z_2 = Z_{Quarzglas} = 13{,}09 \times 10^6$ Pa s/m

Es gilt also $u_{in} = T \times u_{0piezo}$ mit T = 0,776 **(5.9)**

Man könnte die Kalibrierung mit zwei verschiedenen Methoden durchführen. Erstens ist die Messung von U_{out}, d.h. Amplitude gleich für Empfangsprüfkopf als auch für Sendeprüfkopf. Zweitens ist die Messung von $u_{oberfläche}$, d.h. Oberflächeamplitude der Probe. Um U_{out} zu bestimmen, braucht man auch die Kenntnis der akustischen Ausbreitung der Wellen in der Probe. Man bestimmt also $K_{akustisch}$, das ist das Verhältnis $\frac{u_z(0,z)}{u_0}$ aus der Gleichung **(2.13)**.

$$K_{akustisch} = \frac{u_z(0,z)}{u_0} = e^{-jkz} - \frac{z}{\sqrt{a^2 + z^2}} e^{-jk\sqrt{a^2+z^2}} \qquad \textbf{(5.10)}$$

wobei z hier gleich der zweifachen Dicke der Probe ist.

Es gilt also $u_{out} = K_{akustisch} \times u_{in}$ **(5.11)**

Man kann sagen, dass es keine transmittierte Energie in die Luft von der Oberfläche der Probe gibt.. Aber es gibt noch einen Energieverlust zwischen dem Prüfkopf und der Probe mit gleichem Verhältnis, d.h. reflektierte und transmitierte Wellen mit T = 0,776.

Es gilt also $u_{outpiezo} = T \times u_{out}$ **(5.12)**

Man hat auch Verluste bei der Umwandlung der akustischen in elektrische Leistung.

$$P_{a\,out} = \frac{1}{2}\omega^2 u_{out}^2 ZA \qquad \textbf{(5.13)}$$

$$P_{out} = \frac{1}{2}\frac{U_{out}^2}{R} \qquad \textbf{(5.14)}$$

Es gilt also $P_{out} = K_1 \times P_{a\,out}$ **(5.15)**

Man hat so auch $K_1 = \frac{U_{in}}{U_{out}} \times K_{akustisch}$ **(5.16)**

Die zweiten Methode braucht das Interferometer, aber nicht due erste Methode. Des Interferometer ist ganz lang zu benutzen. Aber diese Methode ist wichtig um gemäßigt und gemessen Werte zu vergleichen. Man berechnet am Anfang u_{in} wie früher **(5.9)**. Der Unterschied kommt von die Rechnung auf $K_{akustisch}$ **(5.10)**. z wechselt hier, das ist nur die Dicke der Probe, weil man betracht hier nur reflektiert Wellen in Probeoberfläche. Die Oberflächeamplitude ist also definiert als:

$$u_{surface} = u_{0in} \times K_{akustisch} \qquad \textbf{(5.17)}$$

Man muss auch U_{in} und U_{out} korrigieren. U_{in}, weil man ein 30 dB Dämpfungsglied um das Eingangsignal im Oszillographen zu messen, benützt. Und U_{out}, weil es Dämpfung Koppler in den Versuchungsaufbau gibt. Tatsächlich ändert sich die Dämpfung in Abhängigkeit von der Frequenz.

f [MHz]	Dämpfung Koppler [dB]	f [MHz]	u(z)/u(0)
1	6,91	1	0,204
2	4,7	2	0,405
3	4,01	3	0,603
4	3,77	4	0,794
5	3,69	5	0,977
6	3,69	6	1,149
7	3,69	7	1,310
8	3,69	8	1,456
9	3,69	9	1,588
10	3,69	10	1,702

Dämpfung Koppler in Abhängigkeit von die Frequenz

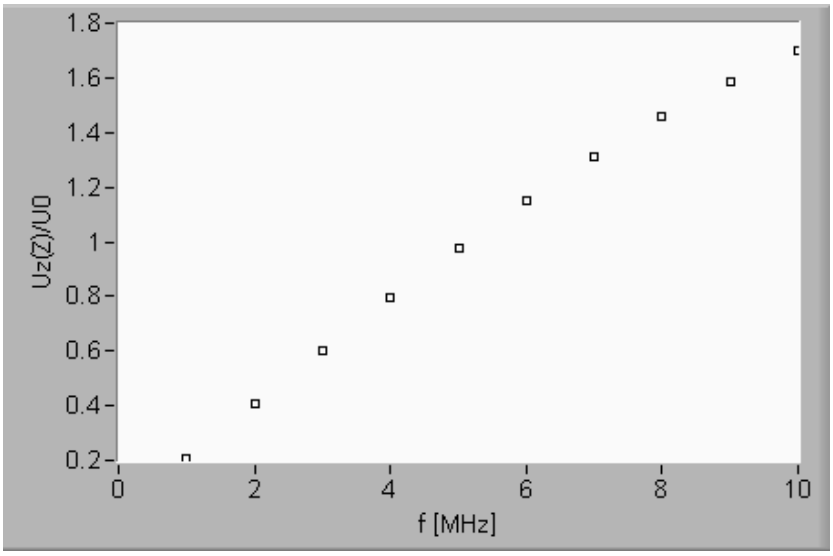
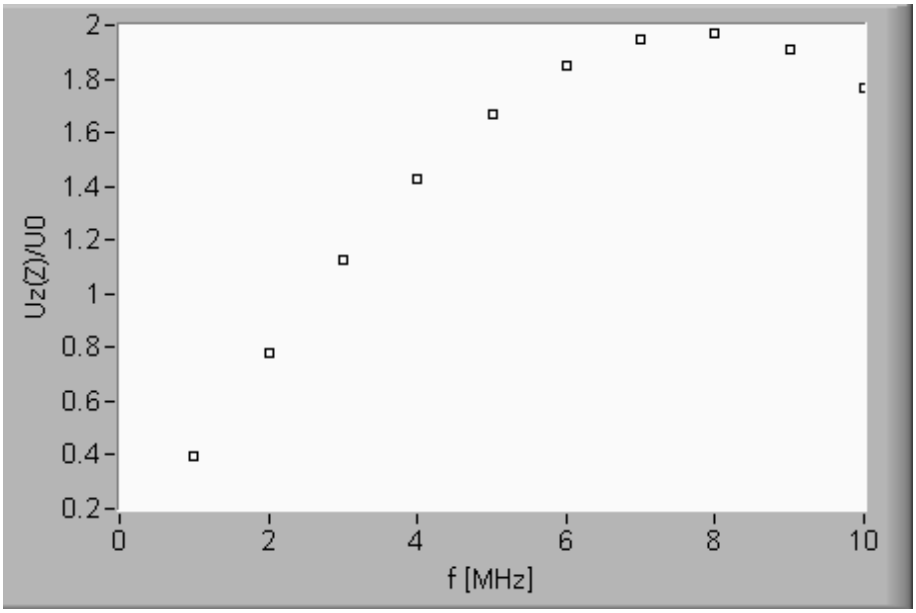


Abbildung 63: $K_{akustisch}$ in Abhängigkeit von der Frequenz mit erste Methode (Zwei Mal die Dicke der Probe)

f [MHz]	Uin [V]	Uout [V]	K	Wurzel(K)
1	62,613			
2	69,570	0,268	105,26	10,26
3	71,467	1,036	41,58	6,45
4	71,467	2,212	26,65	5,16
5	72,416	2,952	23,96	4,89
6	75,262	2,156	40,11	6,33
7	75,262	1,300	75,82	8,71
8	73,365	0,736	145,24	12,05
9	68,938	0,413	256,07	16,00
10	61,348	0,188	555,23	23,56

Kalibrierungsfaktor mit PZT Empfangsprüfkopf



f [MHz]	u(z)/u(0)
1	0,398
2	0,777
3	1,126
4	1,428
5	1,722
6	1,848
7	1,948
8	1,968
9	1,908
10	1,770

Abbildung 64: $K_{akustisch}$ in Abhängigkeit von der Frequenz mit zweiten Methode (Dicke der Probe)

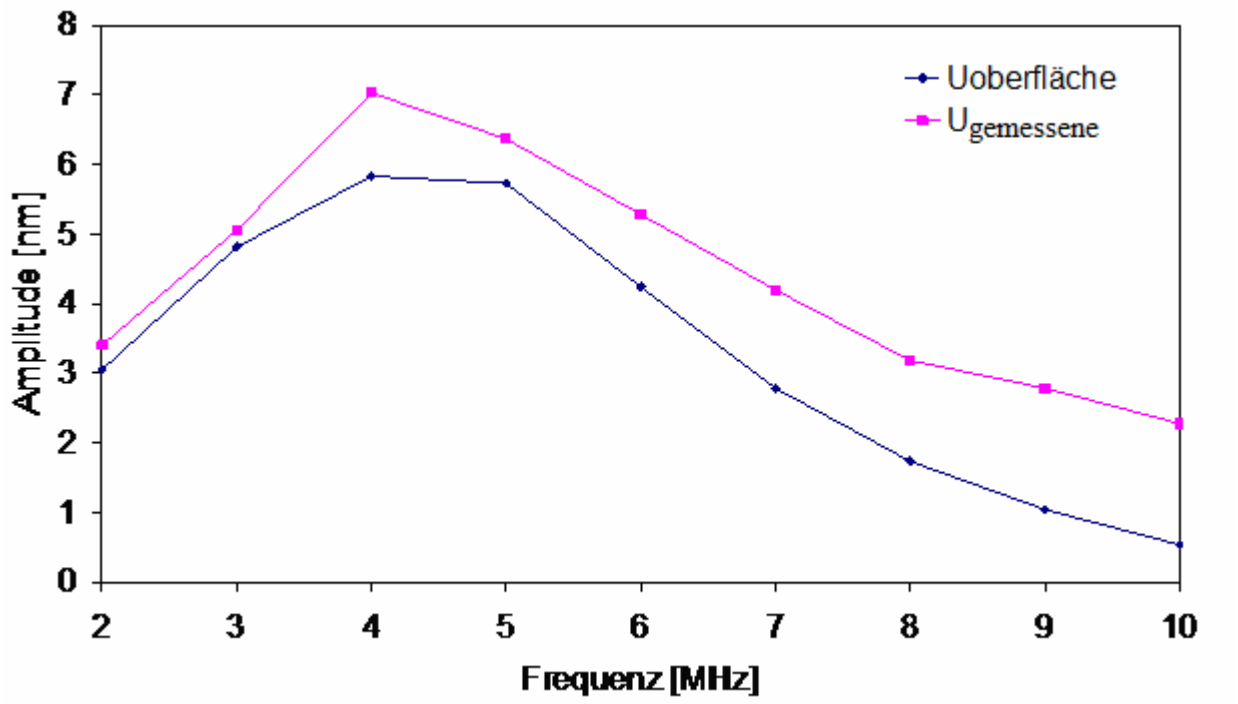


Abbildung 65: Berechnete und gemessene Amplituden in Abhängigkeit von der Frequenz.

Man sieht, dass der Unterschied zwischen $U_{oberfläche}$ berechnet und dem gemessenen u_{0out} nicht groß ist. Die meisten Ungewissheiten kommen aus akustischer Impedanz. Erstens hat man alle mit 50 Ω von Impedanz berechnet. Zweitens hat man nur mit real akustisch Impedanz in Betracht gezogen und kein imaginären Anteil berücksichtigt.

b. Kalibrierungsfaktor mit $LiNbO_3$ Prüfkopf und Aluminiumprobe

Die experimentellen Parameter (Empfänger, Frequenz, Zahl der Zyklen, Sendespannung und Auswertung) waren die selben wie in **Kapitel IV.4.a**., jedoch mit dem Sendeprüfkopf mit $LiNbO_3$ als Wandler.

f [MHz]	u(z)/u(0)	Uin korrigiert[V]	Uout korrigiert[V]	K	Wurzel (K)
1,50	0,556	17,583	4,210	33,66	5,80
1,55	0,574	18,153	4,641	35,18	5,93
1,60	0,592	18,721	5,109	29,12	5,40
1,65	0,610	19,287	5,618	26,70	5,17
1,70	0,628	19,852	6,171	23,73	4,87
1,75	0,646	20,414	6,771	22,33	4,73
1,80	0,663	20,975	7,421	19,98	4,47
1,85	0,681	21,534	8,126	17,43	4,17
1,90	0,699	22,092	8,888	15,27	3,91
1,95	0,716	22,647	9,713	12,97	3,60
2,00	0,734	23,200	10,605	11,63	3,41
2,05	0,751	23,751	11,568	10,71	3,27
2,10	0,768	24,301	12,608	10,32	3,21
2,15	0,786	24,848	13,730	10,90	3,30
2,20	0,803	25,392	14,939	10,83	3,29
2,25	0,820	25,935	16,241	11,89	3,45
2,30	0,837	26,475	17,644	12,97	3,60
2,35	0,854	27,013	19,152	14,89	3,86
2,40	0,871	27,548	20,774	17,04	4,13
2,45	0,888	28,081	22,516	20,22	4,50
2,50	0,905	28,612	24,386	24,31	4,93
2,55	0,921	29,140	26,392	32,25	5,68
2,60	0,938	29,665	28,543	37,21	6,10
2,65	0,955	30,188	30,848	47,17	6,87
2,70	0,971	30,708	33,316	57,09	7,56
2,75	0,987	31,225	35,956	66,69	8,17
2,80	1,004	31,740	38,780	75,71	8,70
2,85	1,020	32,252	41,797	82,55	9,09
2,90	1,036	32,761	45,018	96,82	9,84
2,95	1,052	33,267	48,455	106,37	10,31
3,00	1,074	33,971	53,658	112,32	10,60

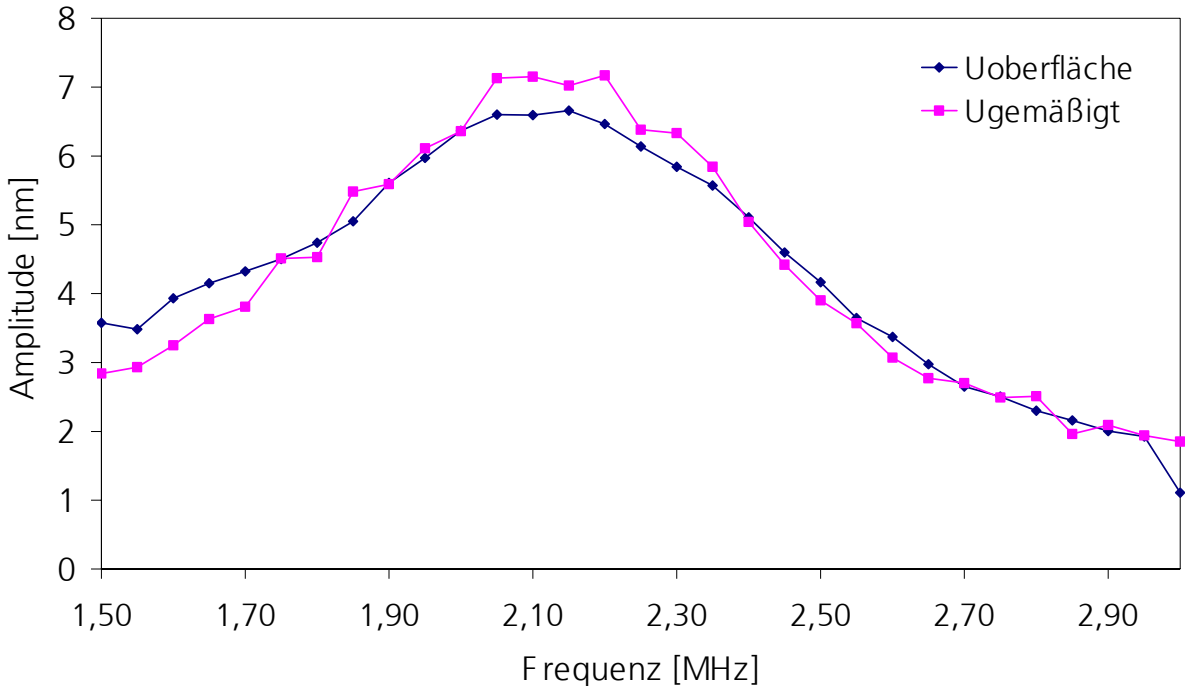


Abbildung 66: Amplitude in Abhängigkeit der Frequenz.

Auch hier ist nur ein geringer Unterschied zwischen den berechneten Werten (u0surface/2) und den gemessenen Werten (u0max).

c. Kalibrierungsfaktor mit PMNPT602 Prüfkopf und Aluminiumprobe

Die experimentellen Parameter (Empfänger, Frequenz, Zahl der Zyklen, Sendespannung und Auswertung) waren die selben wie in **Kapitel IV.4.a**, jedoch wird jetzt der PMNPT602 Sendeprüfkopf betrachtet.

f [MHz]	u(z)/u(0)	Uin korrigiert [V]	Uout korrigiert [V]	K	Wurzel (K)
1,50	0,556	17,583	1,23	16,42	4,05
1,55	0,574	18,153	1,42	14,87	3,86
1,60	0,592	18,721	1,68	13,52	3,68
1,65	0,610	19,287	2	12,02	3,47
1,70	0,628	19,852	2,38	10,37	3,22
1,75	0,646	20,414	2,82	9,18	3,03
1,80	0,663	20,975	3,18	8,42	2,90
1,85	0,681	21,534	3,39	8,18	2,86
1,90	0,699	22,092	3,6	8,31	2,88
1,95	0,716	22,647	3,54	8,57	2,93
2,00	0,734	23,200	3,46	9,14	3,02
2,05	0,751	23,751	3,28	9,93	3,15
2,10	0,768	24,301	3,06	10,80	3,29
2,15	0,786	24,848	2,91	12,21	3,49
2,20	0,803	25,392	2,71	13,15	3,63
2,25	0,820	25,935	2,51	14,54	3,81
2,30	0,837	26,475	2,34	15,96	3,99
2,35	0,854	27,013	2,3	17,09	4,13
2,40	0,871	27,548	2,14	18,56	4,31
2,45	0,888	28,081	2,02	19,92	4,46
2,50	0,905	28,612	1,9	21,75	4,66
2,55	0,921	29,140	1,87	22,94	4,79
2,60	0,938	29,665	1,75	25,09	5,01
2,65	0,955	30,188	1,65	27,16	5,21
2,70	0,971	30,708	1,53	29,48	5,43
2,75	0,987	31,225	1,44	32,88	5,73
2,80	1,004	31,740	1,35	35,33	5,94
2,85	1,020	32,252	1,28	37,40	6,12
2,90	1,036	32,761	1,21	40,81	6,39
2,95	1,052	33,267	1,17	43,64	6,61
3,00	1,074	33,971	1,09	47,40	6,88

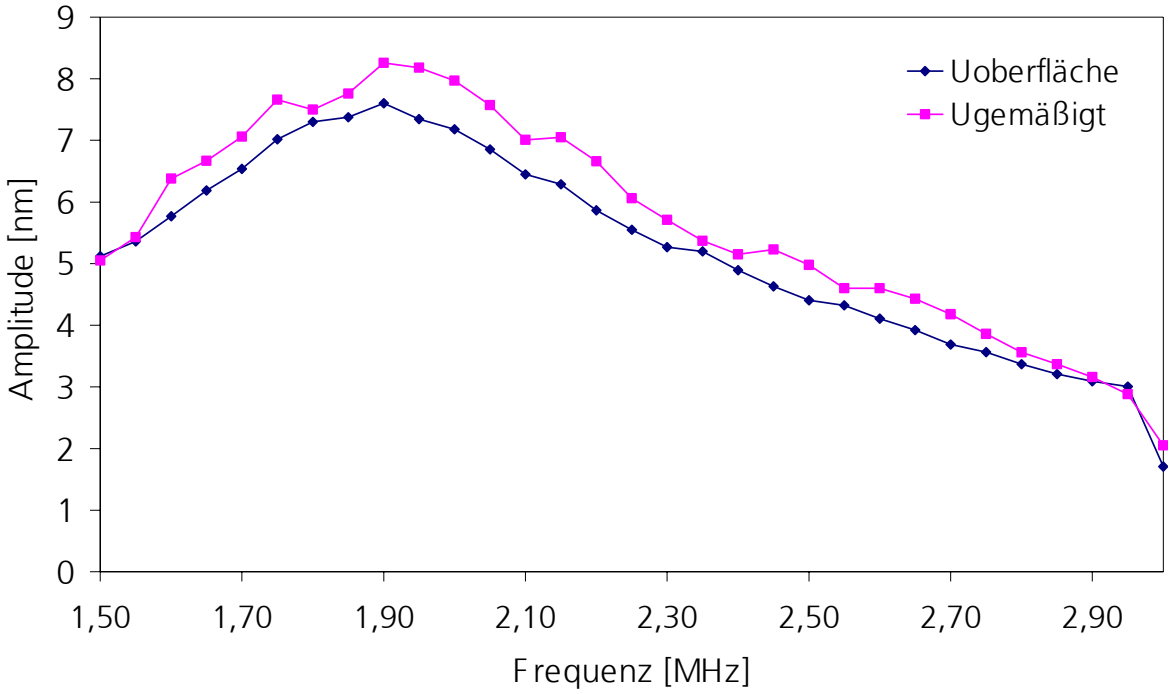


Abbildung 67: Amplitude in Abhängigkeit der Frequenz.

Auch hier gibt es eine gute Übereinstimmung zwischen den berechneten (Uoberfläche) und den gemessenen Werten.

d. Kalibrierungsfaktor mit PMNPT603 Prüfkopf und Aluminiumprobe

Die experimentellen Parameter (Empfänger, Frequenz, Zahl der Zyklen, Sendespannung und Auswertung) waren die selben wie in **Kapitel IV.4.a**, jedoch wird jetzt der Sendeprüfkopf PMNPT603 betrachtet.

f [MHz]	u(z)/u(0)	Uin korrigiert[V]	Uout korrigiert[V]	K	Wurzel (K)
1,50	0,556	64,858	2,054	17,56	4,19
1,55	0,574	64,858	2,381	15,64	3,95
1,60	0,592	66,851	2,997	13,21	3,63
1,65	0,610	67,831	3,666	11,28	3,36
1,70	0,628	66,851	4,167	10,07	3,17
1,75	0,646	67,831	4,463	9,81	3,13
1,80	0,663	67,831	4,471	10,06	3,17
1,85	0,681	67,831	4,367	10,58	3,25
1,90	0,699	70,803	4,264	11,60	3,41
1,95	0,716	69,791	3,937	12,69	3,56
2,00	0,734	70,803	3,563	14,58	3,82
2,05	0,751	70,803	3,233	16,45	4,06
2,10	0,768	69,791	2,906	18,46	4,30
2,15	0,786	72,764	2,671	21,41	4,63
2,20	0,803	70,803	2,408	23,61	4,86
2,25	0,820	70,803	2,196	26,45	5,14
2,30	0,837	70,803	2,000	29,64	5,44
2,35	0,854	72,764	1,913	32,49	5,70
2,40	0,871	71,784	1,780	35,14	5,93
2,45	0,888	70,803	1,625	38,69	6,22
2,50	0,905	70,803	1,566	40,91	6,40
2,55	0,921	71,784	1,557	42,47	6,52
2,60	0,938	71,784	1,472	45,74	6,76
2,65	0,955	71,784	1,391	49,25	7,02
2,70	0,971	70,803	1,296	53,06	7,28
2,75	0,987	72,764	1,275	56,37	7,51
2,80	1,004	71,784	1,239	58,17	7,63
2,85	1,020	70,803	1,116	64,70	8,04
2,90	1,036	71,784	1,114	66,73	8,17
2,95	1,052	72,764	1,109	68,99	8,31
3,00	1,074	71,784	1,045	73,81	8,59

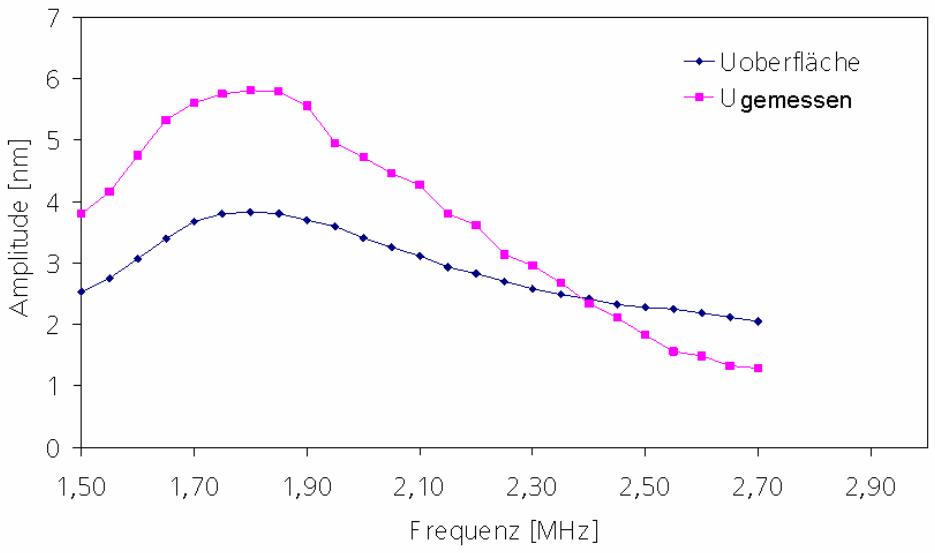


Abbildung 68: Amplitude in Abhängigkeit der Frequenz.

Hier ist die Differenz zwischen den gemessenen Werten und der berechneten Werten (Uoberfläche) größer als in den oben diskutierten Ergebnissen.

V. Zusammenfassung

In dieser Studienarbeit wurde zunächst eine Komponente aus einer Flugzeug-Lenkung untersucht, eine mit einem Riss behaftet und eine rissfreie. Es gab keinen Unterschied in der Erzeugung mit nichtlinearen Ultraschall, weil man nur parallel und nicht senkrecht zum Riss wegen Geometrie der Probe messen konnte. Nichtlineare Effekte könnten vielleicht mit Ultraschall senkrecht zu dem Riss gesehen werden. Das zweite Experiment war die Untersuchung von zwei gebundenen Quarzglasproben mit unterschiedlicher Qualität der Bindung. Wir fanden leider keine reproduzierbaren Ergebnisse, weil die Probe kleiner als LiNbO3 Prüfkopf war.

Der zweite Teil dieser Studienarbeit betraf die Kalibrierung der verwendeten Prüfkopfe. Wir sehen erstens, dass die nichtlineare Ultraschallerzeugung ganz unterschiedlich für verschiedene Werkstoffproben ist. Mit dem ersten Versuchungsaufbau konnten reproduzierbare Ergebnisse nicht erzielt werden. Der zweite verwendete Versuchungsaufbau war in dieser Hinsicht viel besser. Dieser ist vorteilhaft, weil mit Interferometer und Empfangsprüfkopf zusammen gemessen wird. Damit steht eine Methode bereit, um die Prüfköpfe zu kalibrieren und den Kalibrierungsfaktor zu berechnen.

VI. Referenzen

[1] Ultrasonic Transducers for Non-Destructive Testing: Technical Notes of Panametrics-NDT; http://www.olympusndt.com/de/panametrics-ndt-ultrasonic/

[2] R. Haffner, "Charakterisierung geklebter Bauteile durch nichtlineare Ultraschallübertragung", Diplomarbeit, Fachbereich Werkstoffwissenschaften und Werkstofftechnik, Universität des Saarlandes, 2006 und IZFP-Bericht Nr. 050146-TW

[3] D.C. Hurley and C. M. Fortunko, „Determination of the nonlinear ultrasonic parameter β using a Michelson Interferometer", Meas. Sci. Technol. 8, 634-642 (1997)

[4] A. Wegner, „Ortsaufgelöste zerstörungsfreie Prüfung der Haftqualität von Silizium-Wafern mit nichtlinearem Ultraschall", Disssertation, Naturwissenschaftliche Fakultät III, Universität des Saarlandes, 2001 und IZFP Bericht Nr. 010108-TW

[5] Kyung-Young Jhang, „Evaluation of material degradation using nonlinear acoustic effect", Ultrasonics 37, 39-44 (1999)

[6] G.S. Kino, Acoustic Waves, Devices, Imaging and Analog Signal Processing, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, NJ, USA, 1987.

[7] S. Hirsekorn, U. Rabe, J. Bigerel, „Health Monitoring of Aircrafts by Nonlinear Elastic Wave Spectroscopy" IZFP-Zwischenbericht zu Projekt Aeronews, Dezember 2006, IZFP Bericht Nr. 060421-E

[8] U. Netzelmann, Bericht zur Ultraschallprüfung von gebondeten Quarzglasproben auf Bondqualität, Kurzbericht zu IZFP-Projekt 06KP.485, Nov. 2006

[9] U. Rabe, private Mitteilung, 2007

[10] G.E Dace, Measurement of the Acoustic Harmonic Generation for Materials Characterization using Contact Transducers, Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation, Eds. D.E. Chimenti, D.O. Thompson, Plenum Press, New York Vol 11B, p. 2069-2076 (1991)

Danksagung

Ich bedanke mich herzlich bei allen Mitarbeitern der Arbeitsgruppe von Prof. Arnold für die gute Zusammenarbeit und die angenehme Arbeitsatmosphäre. Mein besonderer Dank gilt Frau Privatdozentin Dr. Ing. Ute Rabe, Frau Dr. Hirsekorn und Herr Prof. Arnold für die Betreuung meiner Studienarbeit. Herrn Meiers und Frau Nikolay danke ich für ihre Hilfe bei der Korrektur meines Berichts.