



TU München Universitätsbibliothek

Bestellung dokumentUM

TUM-20008838 **Bestelldatum 2020-12-02 15:08:04**

Name **Fromm, Cedric**

E-Mail-Adresse **ga65nec@mytum.de**

Unter Anerkennung des Urheberrechtsgesetzes wird bestellt:

ISBN / ISSN **0178-0026**
Haupt-Titel **Robotersysteme**
Verlag
Gesamtseiten

Autor **Alois Knoll**
Titel **Akustische Holographie - ein Hilfsmittel zur Bestimmung der räumlichen Position**

Band / Heft **4**
Jahrgang
Seiten **193--204**

Anm. Besteller/in **Ich hoffe das ist das richtige Buch, meine Notizen sagen
"Robotersysteme 4" aber es gibt nur Robotersysteme 1,2 und 3**

Signatur 0001/ZB 3212-4, 1988

Vermerk für den Kunden:
Bei Rückfragen zu Ihrem Auftrag wenden Sie sich bitte per Mail an die Dokumentlieferung
dokumentum@ub.tum.de oder per Telefon unter +49 089/289-28456.

Rechtshinweis für den Kunden:
Für die Einhaltung der mit den übersandten Materialien verbundenen Urheber-, Persönlichkeits- und sonstigen Rechte sind Sie allein verantwortlich. Wir weisen insbesondere darauf hin, daß Sie die von uns übersandten Vervielfältigungsstücke ausschließlich zum privaten oder sonstigen eigenen Gebrauch verwenden dürfen. Die gelieferten Dokumente dürfen Sie weder entgeltlich noch unentgeltlich, weder in Papierform noch als elektronische Kopie, weiter verbreiten.
(§§ 17, 53 Abs. 1.2 und 5 UrhGs)

Akustische Holographie – ein Hilfsmittel zur Bestimmung der räumlichen Position von Objekten in der Robotik

A. Knoll, Berlin

Acoustic holography – a tool for determination of the spatial position of objects in the field of robotics

Abstract. Ultrasonic range finders, as commonly used in robotics, do not provide distance information in lateral direction. Therefore the method of Acoustical Holography, as well established for non-destructive evaluation and underwater sonar technology, has been adopted for use in robotics. Our implementation of Pulsed Acoustical Holography for fast object recognition generates high resolution range images of the sensor environment. It provides information in both lateral and axial direction and employs a combination of broadband ultrasonic transducers and a specially designed efficient signal processing technique. These make it possible to discriminate between objects spaced less than 3 mm apart in axial direction.

The principles of Monofrequency and Pulsed Holography as well as the experimental setup that was developed to implement the procedure are described. Several test scenes are presented, showing the high reconstruction precision and resolution of the pulsed method. The promise of this technique for object recognition and possible future research are briefly explored.

Zusammenfassung. Die bislang in der Handhabungstechnik eingesetzten Ultraschall-Distanzsensoren liefern keine Information in lateraler Richtung. Deshalb wurde die aus der Werkstoffprüfung und Unterwasser-Sonartechnik bekannte Methode der akustischen Holographie auf die Verhältnisse in der Robotik übertragen. Die hier vorgestellte Realisierung akustischer Pulsholographie wurde speziell für schnelle Objekterfassung konzipiert und liefert hochauflösende Entfernungsbilder der Sensorumwelt in axialer und lateraler Richtung. Das Verfahren verwendet breitbandige Ultraschallwandler und einen speziell entwickelten Signalverarbeitungsalgorithmus. Damit ist es möglich, Objekte zu unterscheiden, die sich in einem axialen Abstand von weniger als 3 mm befinden.

Die physikalischen Grundlagen der monofrequenten Holographie und der Pulsholographie werden beschrieben. Auf die zur Durchführung der Verfahren notwendigen Versuchsaufbauten wird eingegangen und die Ergebnisse diskutiert. Verschiedene Testszene werden vorgestellt, die die hohe Genauigkeit und Auflösung der Pulsholographie belegen. Den Abschluß bildet ein Ausblick auf mögliche zukünftige Forschungsrichtungen.

1 Einführung

Auf der Basis von Ultraschall arbeitende Sensoren werden erst seit relativ kurzer Zeit in der Montage- und Handha-

bungstechnik eingesetzt [1]. Schon mit einfachsten, nach dem Prinzip des Echolots arbeitenden Anordnungen läßt sich die Entfernung zwischen dem Ultraschall-Wandlerelement und einem für Ultraschall als Reflektor wirkenden Objekt bestimmen. Solche als Entfernungsmesser eingesetzten Sensoren bieten den Vorteil kurzer Auswertungszeiten und ungefährlicher Arbeitsweise bei relativ großem Arbeitsbereich (einige Zentimeter bis einige Meter). Insbesondere bei einfachen Echolots tritt allerdings auch der gravierendste prinzipbedingte Nachteil der Verwendung von Ultraschall zur Gewinnung von Umweltinformation deutlich hervor: Da die Wellenlänge von Ultraschallwellen in Luft bei den üblichen Arbeitsfrequenzen im Bereich von 20... 200 kHz sehr groß im Verhältnis zur Rauheit der reflektierenden Oberfläche ist, kommt es bei nicht diffuser Beschallung zu nicht diffuser Reflexion. Der Reflektor wirkt für Ultraschall wie ein Spiegel. Das führt bei kleiner räumlicher Ausdehnung des Empfängers dazu, daß schon bei geringen Neigungen ($\approx \pm 20^\circ$) des Reflektors gegenüber der Senkrechten zur Schallausbreitungsrichtung am Ort des Empfängers praktisch keine reflektierte Schallenergie mehr aufgenommen werden kann (Bild 1). Insbesondere auf dem Gebiet der autonomen mobilen Roboter hat es in letzter Zeit Versuche gegeben, den Erfassungsbereich von Ultraschallsensoren zu vergrößern. Zu diesem Zweck wurden entweder mehrere Sensoren zu einer Gruppe zusammengefaßt [2; 3] oder rotierende Schallwandler benutzt [4], die darüber-

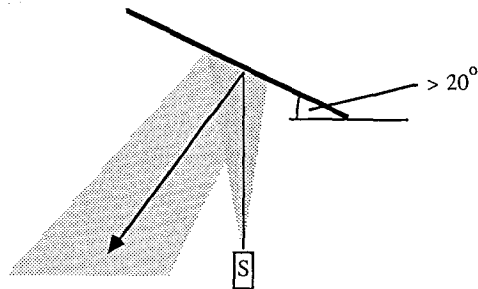


Bild 1. Durch Ablenkung des Schallstrahles nicht erfaßtes Objekt

hinaus zur Erhöhung der Richtwirkung mit einem Schalltrichter versehen wurden. Die mit Hilfe von drehbaren Anordnungen erzielten Ablenkungen des Schallstrahles lassen sich zumindest für einen bestimmten Winkelbereich auch auf elektronischem Weg erreichen. Ein solches Konzept wurde in [5] für Anwendungen in der Robotik vorgestellt. Dabei werden längs einer Linie angeordnete Ultraschallsender zeitversetzt mit einem kurzen elektrischen Impuls angeregt. In Abhängigkeit von der Phasenverschiebung zwischen den einzelnen Pulsen verändert sich der Ort innerhalb des beschallten Raumes, an dem die Überlagerung der Einzelimpulse ein Maximum aufweist. Die aus der Hochfrequenztechnik seit langem bekannten „schielenden Antennen“ arbeiten nach dem gleichen Prinzip. Damit ist es möglich, in kurzer zeitlicher Folge Schallimpulse in verschiedene Raumrichtungen auszusenden und das Echo aus der jeweiligen Richtung mit einem Empfänger geeigneter Richtcharakteristik aufzunehmen. Es wäre zusätzlich denkbar, das Prinzip auch auf der Empfangsseite anzuwenden, d. h. die Empfangssignale mit Hilfe von Verzögerungsleitungen gegeneinander in ihrer Phase zu verschieben und hiermit eine empfängerseitige Fokussierung zur Störunterdrückung zu bewirken.

Die angeführten Ansätze vergrößern den Arbeitsbereich des Sensors in lateraler Richtung, d. h. senkrecht zur Schallausbreitungsrichtung. In den meisten Fällen wird jedoch in Ausbreitungsrichtung (axiale Richtung) nur der dem Sensor am nächsten stehende Reflektor erkannt, da nur auf das zeitlich erste, einen bestimmten Schwellwert überschreitende Echo gewartet und dann die Auswertung vorgenommen wird. Später eintreffende Echoimpulse von weiter entfernten Reflektoren werden nicht mehr berücksichtigt. Empfängerseitig sind solche Verfahren mit geringem Aufwand zu realisieren, allerdings wird ein Großteil der eigentlich zur Verfügung stehenden Information verschenkt. Eine Alternative wurde z. B. in [6] vorgeschlagen und dort als „Echoprofilspeicherung“ bezeichnet: Das am Empfänger registrierte Signal wird mit hoher Frequenz (einige MHz) abgetastet und während einer bestimmten Zeit in einen ausreichend schnellen Speicher eingeschrieben. Der Signalverlauf steht damit für die Auswertung im Rechner zur Verfügung, die gängigen Methoden der digitalen Signalverarbeitung zur Signalverbesserung oder -detektion können auf den abgetasteten Datensatz angewendet werden.

Das im folgenden vorgestellte Verfahren der akustischen Holographie wird im Bereich der zerstörungsfreien Materialprüfung schon seit einiger Zeit zur lateralen und axialen Erfassung von Fehlerstellen (z. B. in Stahl) benutzt [7]. Es wird gezeigt, daß es sich auch mit Erfolg auf die Verhältnisse in der Robotik übertragen läßt. Dazu werden zwei Ausprägungen dieser Methode untersucht, die sich im wesentlichen durch die Bandbreite der verwendeten Ultraschallsignale unterscheiden: Monofrequente Holographie und Pulsholographie. Im Falle der monofrequenten Holographie wird der zu untersuchende Ausschnitt der Sensorumwelt mit sinusförmigen Schallwellen (uniformes Zeitver-

halten, „continuous wave“) bestrahlt, bei der Pulsholographie werden stattdessen kurze Schallimpulse verwendet. Bei beiden Verfahren wird das von den Objekten im bestrahlten Raum reflektierte Schallfeld mit Hilfe von Empfangsschallwandlern registriert. Durch die Anwendung der im weiteren beschriebenen Rekonstruktionsvorschriften soll aus den registrierten Meßwerten die Stärke des Schallfeldes für alle Punkte des beschallten Raumausschnitts berechnet werden. Überall dort, wo ein selbststrahlendes oder reflektierendes Objekt eine Schallquelle darstellt, nimmt die Stärke des Schallfeldes einen hohen Wert an, an allen anderen Stellen weist sie geringe Werte auf. Nach Rekonstruktion des Schallfeldes und geeigneter Schwellwertbildung kann damit auf die Lage schallreflektierender Objekte geschlossen werden.

2 Das Prinzip der akustischen Holographie

Aufgabe der Holographie ist die Rekonstruktion eines Wellenfeldes für einen bestimmten Raumbereich basierend auf der Messung des Wellenfeldes in einem Ausschnitt dieses Raumbereiches. Allgemein bekannt ist dieses Prinzip aus dem Bereich der Optik: Dort ist es möglich, die Information über das von einem Objekt herrührende dreidimensionale sich ausbreitende Lichtwellenfeld auf einer zweidimensionalen photographischen Platte zu speichern. Diese Information kann über eine geeignete Vorrichtung wieder ausgelesen und damit das Wellenfeld für einen bestimmten Raumbereich exakt reproduziert werden, ohne daß das Objekt weiterhin vorhanden ist. Setzt sich ein Betrachter diesem Wellenfeld aus, hat er den Eindruck, das nicht vorhandene Objekt sehen zu können.

Die anschauliche Grundlage für die optische wie akustische Holographie ist das Huygenssche Prinzip der Wellenausbreitung. Danach kann jeder Punkt einer Wellenfront als Ausgangspunkt einer Elementarwelle angesehen werden. Die Überlagerung aller Elementarwellen ergibt die Welle für jeden Raumpunkt. Die Elementarwellen stellen im Falle der dreidimensionalen Ausbreitung Kugelwellen, in dem im weiteren behandelten ebenen (zweidimensionalen) Fall Zylinderwellen dar. Gelingt es, die auf einer Wellenfront herrschenden Verhältnisse nachzubilden, das heißt, an jedem Punkt Betrag und Phase der von dort ausgehenden Elementarwelle zu erzeugen, so hat man die Welle im gesamten Raum reproduziert.

Im vorliegenden Zusammenhang soll die Welle nicht physikalisch reproduziert, sondern ihre Stärke basierend auf Schallfeldmessungen mit Hilfe der exakt bekannten Ausbreitungsgesetze rekonstruiert, d. h. numerisch berechnet werden. Die Berechnung kann auch für eine Raumkoordinate stattfinden, die bei der Messung nicht erfaßt wurde. Um also eine sich im dreidimensionalen Raum ausbreitende Welle zu rekonstruieren, muß nur auf einer Fläche gemessen werden; im ebenen Fall ist zur Rekonstruktion der sich zweidimensional ausbreitenden Welle nur die Messung längs einer Linie erforderlich.

Die im folgenden beschriebene akustische Holographie stellt also einen zweistufigen Prozeß dar: Zuerst wird das Schallfeld auf den Punkten einer Meßlinie, der sogenannten Apertur, registriert und in einen geeigneten Speicher eingeschrieben. Die im Speicher befindliche Gesamtheit aller Meßwerte bezeichnet man als Hologramm. In einem zweiten Schritt wird mit Hilfe der im folgenden angegebenen Rechenvorschriften das Gesamtschallfeld rekonstruiert.

2.1 Monofrequente Holographie

Zur Gewinnung der Rekonstruktionsvorschrift für die Schallfeldverteilung im ebenen Fall gehen wir von der in Bild 2 skizzierten geometrischen Anordnung aus. Bild 2 ist dabei zu verstehen als ebener Schnitt durch eine senkrecht zur (x, z) -Ebene unendlich ausgedehnte und gleichförmige Konfiguration. Das Objekt, dessen räumliche Position zu bestimmen ist, befinde sich in der Ebene $z = z_0$. Vom Objekt gehe ein Schallfeld der Wellenlänge λ aus, das an jedem Raumpunkt durch seinen Betrag und seine Phase bezüglich des Sendesignals beschrieben werden kann. Dieses komplexwertige Skalarfeld (im folgenden mit $\Phi(x, z)$ bezeichnet) werde auf der mit der x -Achse identischen Apertur vollständig, also nach Betrag und Phase, gemessen. Bei der Rekonstruktion soll der Betrag des Feldes $|\Phi(x, z)|$ für möglichst viele Punkte der (x, z) -Ebene berechnet werden.

Die (x, z) -Ebene wird bei der betrachteten Konstellation von der Apertur in zwei Raumbereiche aufgeteilt: Die Halbräume $z \leq 0$ und $z > 0$. Eine uneingeschränkte Rekonstruktion ist generell nur für den Halbraum möglich, in dem sich keine Schallquelle befindet, hier also für den Halbraum $z \leq 0$, der im vorliegenden Zusammenhang nicht von Interesse ist. Es läßt sich jedoch der aufwendige Beweis führen [8], daß eine Rekonstruktion auch für den Halbraum $z > 0$ möglich ist, allerdings nur bis zur z -Koordinate des der Apertur nächsten Objektpunktes, in Bild 1 also z_0 . Damit können bei monofrequenter Holographie nur solche Objekte in ihrer Struktur erfaßt werden, die keine oder nur eine geringe Ausdehnung in z -Richtung haben.

Nach dieser Vorbemerkung kann die Rechenvorschrift für die Schallfeldrekonstruktion hergeleitet werden. Die Ausbreitung eines Schallfeldes in einem schubspannungs-

freien Medium wie Luft mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit c wird für quellenfreie Raumbereiche bekanntlich durch die homogene Schwingungsdifferentialgleichung

$$\Delta \Phi(x, z, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi(x, z, t)}{\partial t^2} = 0 \tag{1}$$

beschrieben. Im monofrequenten Fall ist die Zeitabhängigkeit des Feldes an jedem Raumpunkt sinusförmig. Sie ist also bekannt und wird deshalb üblicherweise nicht mitgeführt. Von Interesse ist nur der Feldverlauf über dem Ort. Nimmt man für die Welle eine Zeitabhängigkeit $e^{j\omega t}$ an und führt die Differentiation nach der Zeit in Gl. (1) aus, so erhält man

$$\Delta \Phi(x, z) + k^2 \Phi(x, z) = 0 \tag{2}$$

wobei $k = 2\pi/\lambda$. Die Lösung dieser Differentialgleichung unter Berücksichtigung der Randbedingung der Feldwerte auf dem Objekt stellt den gesuchten Feldverlauf in der (x, z) -Ebene dar. Um diesen mittels den längs der Apertur gemessenen Feldwerten zu berechnen, empfiehlt es sich, Gl. (2) mit Hilfe des Greenschen Satzes in eine Integralgleichung umzuwandeln [9]. Für die spezielle Geometrie aus Bild 2 mit einer linienförmigen Apertur ergibt sich als Rekonstruktionsformel:

$$\Phi(x, z) = + \frac{k}{2} j \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(x', 0) \frac{z}{\sqrt{(x-x')^2 + z^2}} H_1^{(1)}(k\sqrt{(x-x')^2 + z^2}) dx' \tag{3}$$

$\Phi(x', 0)$ bezeichnet den Wert des auf der x -Achse gemessenen Schallfeldes; $H_1^{(1)}(x)$ steht für die Hankelfunktion erster Gattung und erster Ordnung (für eine anschauliche Interpretation siehe [10], für die Definition der Hankelfunktion siehe [11]).

Da die numerische Auswertung von Gl. (3) langwierig ist, geht man im allgemeinen zur sogenannten Fresnelschen Näherung über. Dabei wird die Hankelfunktion durch ihre asymptotische Näherung [11] ersetzt. Der Wurzelausdruck im Argument der Hankelfunktion und im Nenner von Gl. (3) wird mit der Beziehung $r^2 = x^2 + z^2$ umgeformt

$$\sqrt{(x-x')^2 + z^2} = r \sqrt{1 - \frac{2xx'}{r^2} + \left(\frac{x'}{r}\right)^2}$$

und in eine Reihe entwickelt. Die Entwicklung wird für das Argument der Hankelfunktion nach dem in x' quadratischen Glied, für den Nenner von Gl. (3) nach dem ersten Glied abgebrochen. Es wird dann:

$$\Phi(x, z) = jz \frac{e^{j\left(kr - \frac{3\pi}{4}\right)}}{\sqrt{\lambda} r^3} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(x', 0) e^{-jk\left(\frac{xx'}{r} - \frac{x'^2}{2r}\left(1 - \frac{x^2}{r^2}\right)\right)} dx' \tag{4}$$

Die asymptotische Näherung der Hankelfunktion stimmt schon in einer Entfernung $z \approx 3\lambda$ von der Apertur praktisch exakt mit der Ausgangsfunktion überein. Bei der Entwicklung der Funktion für den Abstand im Argument der Hankelfunktion ist eine möglichst hohe Genauigkeit erforder-

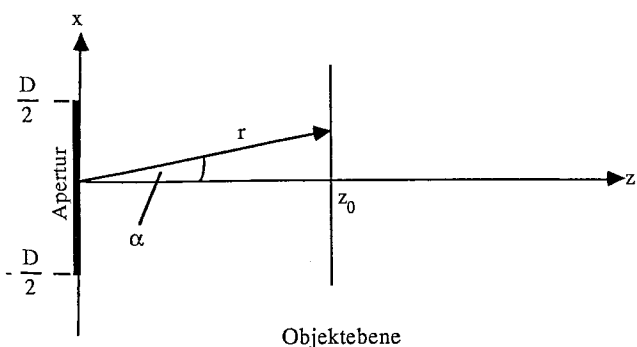


Bild 2. Geometrie zur Durchführung monofrequenter Holographie

lich, weil schon kleine relative Fehler für den Abstand zu großen Abweichungen bei der Phase führen können. Die Gesamtnäherung nach Gl. (4) gilt im Bereich $z \approx D$ bis $z \approx D^2/\lambda$, wenn D die Aperturlänge bezeichnet. Eine Vereinfachung der Schreibweise ergibt sich, wenn gesetzt wird [12]:

$$\sin \alpha = \frac{x}{r} \quad \text{und} \quad \cos \alpha = \frac{z}{r}$$

wobei der Winkel α in Bild 2 angegeben ist. Damit wird Gl. (4):

$$\Phi(x, z) = e^{j\left(kr - \frac{\pi}{4}\right)} \frac{z \cos \alpha}{\sqrt{\lambda r^3}} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(x', 0) e^{-jk\left(x' \sin \alpha - \frac{x'^2 \cos^2 \alpha}{2r}\right)} dx' \quad (5)$$

Betrachtet man $\cos \alpha$ im Exponenten der vorstehenden Beziehung als konstant, beschränkt man sich also für die Auswertung auf einen bestimmten Wert von α , so kann Gl. (5) als Fouriertransformation bezüglich des Ortes x aufgefaßt werden. In der Umgebung von $\alpha=0$ kann $\cos \alpha$ sogar für einen größeren Winkelbereich als näherungsweise konstant angesehen und zu Eins gesetzt werden. In diesem Fall ist auch $r \approx z$ und Gl. (5) läßt sich unter Benutzung einer Variablen f_x mit

$$f_x = \frac{\sin \alpha}{\lambda} = \frac{x}{\lambda r} \approx \frac{x}{\lambda z} \quad (6)$$

umschreiben und der gesuchte Betrag des Schallfeldes berechnen:

$$|\Phi(f_x, z)| = \frac{\sqrt{1 - \lambda^2 f_x^2}}{\sqrt{\lambda r}} |\mathcal{F}_{x'}\{\Phi(x', 0) e^{jk \frac{x'^2}{2r}}\}| \quad (7)$$

Die neu eingeführte Größe f_x läßt sich in Analogie zur zeitlichen Frequenz bei der temporalen Fouriertransformation als „räumliche Frequenz“ deuten, die ein Wellenfeld der Ausbreitungsrichtung α auf der x -Achse hervorruft. Mit den Gln. (6) und (7) steht die gesuchte Rekonstruktionsvorschrift zur Verfügung: Allein basierend auf den auf der Apertur gemessenen Schallfelddaten ist die Berechnung des Schallfeldes im Halbraum $0 < z < z_0$ möglich.

Es stellt sich nun die Aufgabe, Gl. (7) in eine Form zu bringen, um sie auf einem Digitalrechner mit üblichen Programmen zur schnellen Fouriertransformation (FFT) auswerten zu können [8]. Die solchen Programmen zugrunde liegende Transformationsvorschrift der diskreten Fouriertransformation für eine Folge von N komplexwertigen Amplitudenproben f_n lautet:

$$F_m = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} f_n e^{-j2\pi \frac{nm}{N}} \quad \text{wobei } m = 0 \dots N-1 \quad (8)$$

Der Faktor vor der Summe wird zuweilen auch weggelassen und erst bei der Rücktransformation berücksichtigt.

Wir ersetzen zunächst die zu $\pm \infty$ gewählten Integrationsgrenzen in Gl. (5) durch die in Bild 2 angedeuteten Grenzen $x' = -D/2 \dots +D/2$. Durch eine geeignete Variablensubstitution wird der Integrationsbereich auf $x=0 \dots +D$ abgebildet. Das entspricht den Verhältnissen in der Pra-

xis, da Aperturen unendlicher Länge nicht realisierbar sind. Durch diese Beschränkung ändert sich das Rekonstruktionsverhalten des Systems, insbesondere verschlechtert sich das laterale Auflösungsvermögen (für eine genaue Analyse siehe [10]).

In einem zweiten Schritt wird die Integration in der üblichen Weise durch Unterteilung des Intervalls $[0, D]$ in N Teilintervalle der Länge D/N in eine Summation überführt. Aus Gl. (5) mit Gl. (6) ergibt sich dann:

$$|\Phi(f_x, z)| = \frac{\sqrt{1 - \lambda^2 f_x^2}}{\sqrt{\lambda z}} \frac{D}{N} \left| \sum_{n=0}^{N-1} \Phi\left(\frac{nD}{N} - \frac{D}{2}, 0\right) \cdot e^{j\frac{k}{2z}\left(\frac{nD}{N} - \frac{D}{2}\right)^2} e^{-j2\pi f_x \frac{nD}{N}} \right| \quad (9)$$

Als letztes werde nun gesetzt: $m = f_x D$. Das bedeutet, daß die Rekonstruktion nur noch für diskrete Frequenzen $f_x = m/D$ durchgeführt wird. Der Index m läuft dabei allerdings nicht mehr von 0 bis $N-1$, sondern ist auf die Werte beschränkt, für die der Wurzelausdruck im Zähler von Gl. (9) reell bleibt. Physikalisch heißt dies mit Gl. (6), daß die Schallfeldberechnung nur noch für die zu den diskreten Frequenzen gehörigen Winkel α durchgeführt wird. Als Endergebnis erhalten wir demnach:

$$\left| \Phi\left(f_x = \frac{m}{D}, z\right) \right| = \frac{\sqrt{1 - \frac{\lambda^2 m^2}{D^2}}}{\sqrt{\lambda z}} \frac{D}{N} \left| \sum_{n=0}^{N-1} \Phi\left(\frac{nD}{N} - \frac{D}{2}, 0\right) \cdot e^{j\frac{k}{2z}\left(\frac{nD}{N} - \frac{D}{2}\right)^2} e^{-j2\pi \frac{nm}{N}} \right| \quad (10)$$

Alle Werte von m , deren Betrag größer als D/λ ist, haben keine physikalische Bedeutung. Für die Auswertung negativer Raumfrequenzen kann von der bei der diskreten Fouriertransformation geltenden Beziehung $F_{-m} = F_{N-m}$ Gebrauch gemacht werden.

Gleichung (10) stellt die für die diskrete Fouriertransformation geeignete Form von Gl. (7) dar, wobei sich die f_n in Gl. (8), wie aus Gl. (10) durch Koeffizientenvergleich ersichtlich, wie folgt ergeben:

$$f_n = \Phi\left(\frac{nD}{N} - \frac{D}{2}, 0\right) e^{j\frac{k}{2z}\left(\frac{nD}{N} - \frac{D}{2}\right)^2} \quad (11)$$

Zusammengefaßt ist bei der Rekonstruktion also wie folgt vorzugehen:

1. Schritt: Aufnahme der Werte $\Phi(x, 0)$ auf der Apertur nach Betrag und Phase
2. Schritt: Multiplikation dieser Werte gemäß Gl. (11), um die Eingangsgröße f_n für die Transformation nach Gl. (8) zu erhalten.
3. Schritt: Fouriertransformation der derartig berechneten f_n .
4. Schritt: Betragsbildung der Fourier-Transformierten und nachfolgende Multiplikation mit dem Wurzelausdruck in Gl. (10) ergibt den Wert für den Betrag des Schallfeldes an den Raumpunkten.

Die hier hergeleitete Rekonstruktionsvorschrift wurde in der Praxis für typische Raumgeometrien der Robotik experimentell untersucht. Die dabei erhaltenen Resultate werden weiter unten vorgestellt. Dort wird auch der für die meisten Anwendungen größte Nachteil des Verfahrens deutlich: Die mangelhafte Auflösung in axialer Richtung. Dieser Mangel ist auch anschaulich leicht zu erklären. Dazu denke man sich auf einem Punkt der z -Achse eine einzelne Linienquelle angebracht. Erwünscht wäre, daß das Schallfeld in axialer Richtung nur am Ort dieser Quelle von Null verschieden ist. Wie man aus Gl. (4) ablesen kann, nimmt die Stärke des von einer Linienquelle ausgesendeten Schallfeldes nur mit dem Faktor $1/\sqrt{z}$ ab, keinesfalls jedoch abrupt. Um dennoch Tiefeninformation zu erhalten, ist es erforderlich, mit impulsförmigen und damit zeitabhängigen Signalen zu arbeiten. Dazu wird im folgenden die Rekonstruktionsvorschrift für die Pulsholographie hergeleitet (siehe dazu auch [13]).

2.2 Pulsholographie

Bei der monofrequenten Holographie wurde mit Signalen gearbeitet, die nur eine zeitliche Frequenz aufwiesen, also einen über alle Zeiten gleichbleibenden sinusförmigen Verlauf hatten. Bei der im folgenden behandelten Pulsholographie kommen Signale zum Einsatz, die kein uniformes Zeitverhalten mehr aufweisen, im Idealfall Nadelimpulse (δ -Impulse). Das Prinzip der Beschallung ist das gleiche wie bei der monofrequenten Holographie: Von einem Sendewandler wird ein kurzer Impuls ausgesendet, das von Objekten reflektierte Echo wird längs einer Apertur registriert. Da das Echo nunmehr keine a priori bekannte Zeitabhängigkeit mehr aufweist, genügt es nicht, zu einem beliebigen Zeitpunkt die Schallfeldstärke auf der Apertur zu messen. Es muß vielmehr der gesamte Zeitverlauf des an einem Aperturpunkt empfangenen Signals festgehalten werden und zwar bis zu dem Zeitpunkt, zu dem auch das Echo des am weitesten entfernten Objektes am Aperturpunkt angekommen ist.

Zweckmäßigerweise faßt man das Verfahren der Pulsholographie als Überlagerung monofrequenter Schallfeldrekonstruktionen auf [14]. Dazu werde der verwendete kurze Schallimpuls als Überlagerung sinusförmiger Elementarverläufe verschiedener Frequenz verstanden, die unterschiedliche Amplituden und Phasenlagen aufweisen. Die Stärke des Schallfeldes, die nunmehr also auch von der zeitlichen Frequenz abhängt, werde mit $\Phi(x, z; \omega)$ bezeichnet. Wenn von einer Zeitabhängigkeit $e^{j\omega t}$ ausgegangen wird, stellt das Fourierintegral den Zusammenhang zwischen dem zeitlichen Verlauf des Impulses und der Stärke der einzelnen Frequenzkomponenten dar:

$$\Phi(x, z; t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(x, z; \omega) e^{j\omega t} d\omega \quad (12)$$

Für die Schallfeldrekonstruktion der einzelnen Komponenten unterschiedlicher Frequenz gehen wir wieder von Gl. (3) aus, wobei die Hankelfunktion durch ihre asymptotische Näherung ersetzt wird, der Ausdruck $\varrho = \sqrt{(x-x')^2 + z^2}$

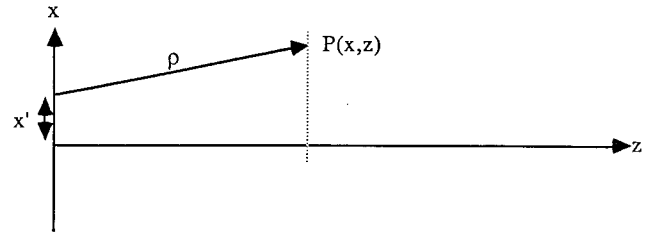


Bild 3. Geometrische Bezeichnungen bei Pulsholographie

(siehe Bild 3) werde jedoch nicht verändert, da dies für den weiteren Fortgang der Rechnung und bei der praktischen Durchführung des Verfahrens nicht erforderlich ist. Es ergibt sich:

$$\Phi(x, z; \omega) = \frac{1}{\sqrt{j\lambda}} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(x', 0; \omega) \frac{e^{jk\varrho}}{\sqrt{\varrho}} \frac{z}{\varrho} dx' \quad (13)$$

Den Zusammenhang zwischen k , ω und λ stellt dabei die Beziehung $\omega = kc = 2\pi c/\lambda$ her. Einsetzen von Gl. (13) in Gl. (12) ergibt nach Umordnen:

$$\Phi(x, z; t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{z}{\varrho\sqrt{\varrho}} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{j\lambda}} \Phi(x', 0; \omega) e^{j\omega\left(t+\frac{\varrho}{c}\right)} d\omega \right] dx' \quad (14)$$

Der zeitliche Verlauf des Impulses wird durch die Bewertung der Spektralkomponenten mit dem Faktor $1/\sqrt{j\lambda}$ verformt, was allerdings im vorliegenden Zusammenhang von untergeordnetem Interesse ist. Der gegenüber dem Sendepuls verformte Zeitverlauf $\Phi(x, z, t)$ läßt sich mit Gl. (12) über die folgende Beziehung berechnen:

$$\Phi'(x, z; t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{j\lambda}} \Phi(x, z; \omega) e^{j\omega t} d\omega \quad (15)$$

Damit ist das gesuchte Ergebnis aus Gl. (14) zu bestimmen:

$$\Phi(x, z; t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{z}{\varrho\sqrt{\varrho}} \Phi'(x', 0; t + \frac{\varrho}{c}) dx' \quad (16)$$

Die Aussage der vorstehenden Beziehung besteht darin, daß sich der zeitliche Verlauf des Schallfeldes für jeden Raumpunkt berechnen läßt, wenn die Zeitverläufe auf den einzelnen Aperturpunkten laufzeitgerecht überlagert werden. Es sei nochmals hervorgehoben, daß, abgesehen von der Approximation der Hankelfunktion, keine Näherungen vorgenommen wurden.

Die praktische Realisierung des Verfahrens werde anhand von Bild 4 illustriert. Geprüft werden soll, ob vom Punkt P_1 zum Zeitpunkt $t=0$ ein kurzer Impuls ausgeht. Ist dies der Fall, ergeben sich die rechts in Bild 4 schematisch eingezeichneten Zeitverläufe für die einzelnen Aperturpunkte. Die Laufzeit des Impulses vom Punkt P_1 zu den einzelnen Aperturpunkten wird berechnet und die Feldverläufe auf der Apertur an den Zeitpunkten ϱ/c addiert. Falls vom Punkt P_1 tatsächlich ein Impuls ausgegangen ist, ergibt sich für diese Summe nach Gl. (16) ein hoher Wert. Ging jedoch von einem anderen Punkt P_2 ein Impuls aus, passen die für P_1 vorge-

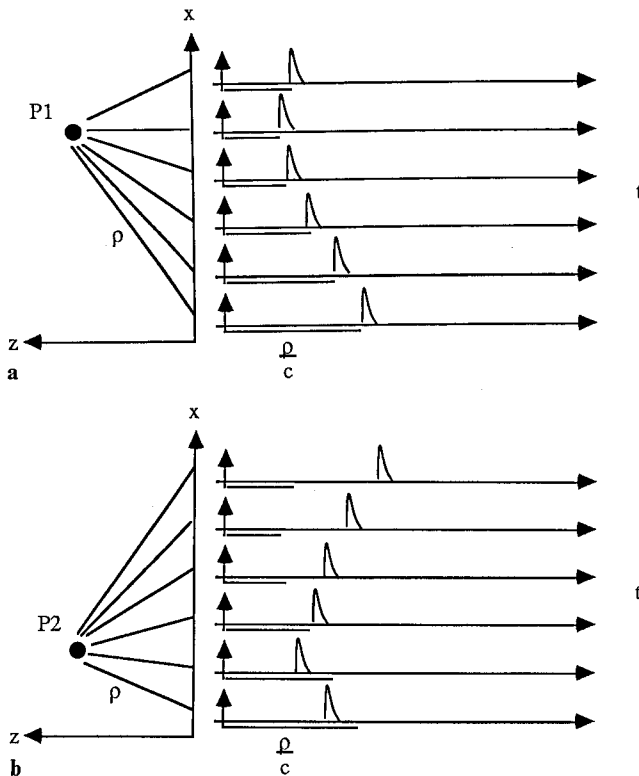


Bild 4a und b. Rekonstruktion bei Pulsholographie; **a** gemessene Laufzeit und berechnete Laufzeit (durch Strecke unterhalb der Zeitachse angedeutet) stimmen überein. Laufzeitgerechte Summation für Punkt P_1 ergibt großen Summenwert; **b** Rekonstruktion mit den für Punkt P_1 berechneten Verschiebungen für Sender am Punkt P_2 führt zu kleiner Summe am Punkt P_1

nommenen Laufzeitverschiebungen nicht, in der Summe ergibt sich ein kleiner Wert. Bei der Durchführung des Verfahrens ist zusätzlich die Zeit zu berücksichtigen, die der Impuls vom Sendewandler zum Raumpunkt benötigt. Außerdem kann die Berechnung nicht für jeden Raumpunkt vorgenommen werden, man muß sich auf ein bestimmtes Raster beschränken, dessen Feinheit einerseits von der zur Verfügung stehenden Rechenleistung, andererseits von der Fähigkeit der verwendeten Schallwandler abhängt, in kurzen zeitlichen Abständen aufeinanderfolgende Impulse noch trennen zu können.

Damit ist beim Verfahren der Pulsholographie wie folgt vorzugehen:

1. Schritt: Aussenden eines kurzen Schallimpulses und Aufnahme des Zeitverlaufes der Werte $\Phi(x, 0; t)$ an verschiedenen Aperturpunkten x' .
2. Schritt: Berechnung der zu einem Raumpunkt gehörigen Zeitverschiebungen
3. Schritt: Bestimmung der Feldverläufe aus den aufgezeichneten Signalen an der Stelle der berechneten Zeitverschiebungen und Addition dieser Amplitudenwerte.
4. Schritt: Wiederholung der Schritte 2 und 3, bis alle Raumpunkte erfaßt sind.

Es steht hiermit ein Verfahren zur Verfügung, das im Rahmen der vorgenommenen Rasterung bei der Rekonstruktion nicht nur laterale, sondern auch axiale Objektinformation liefern kann. Bevor im nächsten Abschnitt der Versuchsaufbau und erzielte Resultate vorgestellt werden, soll nun noch kurz auf die Signalverarbeitung für die Pulsholographie eingegangen werden.

2.3 Ein Verfahren zur Signalverarbeitung bei Pulsrekonstruktion

Die bezüglich der Signalvorverarbeitung bei diesem Verfahren zu lösende Aufgabe besteht darin, in kurzen Abständen aufeinanderfolgende Impulse, die von eng benachbarten Reflektoren stammen, noch als zwei Einzelechos zu erkennen. Die Fähigkeit des Systems, diese Trennung vorzunehmen, bestimmt direkt das Auflösungsvermögen. Außerdem sollten die vorkommenden Schallaufzeiten möglichst exakt vermessen werden, damit die absolute Lage der Objekte genau bestimmt werden kann.

Im Idealfall würde der in die Luft ausgesendete Impuls unendlich kurz sein. Aufgrund der bei allen praktisch realisierbaren Systemen begrenzten Bandbreite ist dieser ideale Impuls bekanntlich nicht zu erzeugen und nicht zu übertragen. Im wesentlichen wird die Bandbreite des Systems Sendewandler-Luftstrecke-Reflektor-Luftstrecke-Empfangswandler durch die begrenzte Bandbreite der Schallwandler bestimmt. Sie hat eine Dehnung des Zeitverlaufes des Schallimpulses zur Folge, wie aus der Systemtheorie bekannt ist. Im weiteren wird ein Verfahren vorgestellt, das mit Methoden der Signalverarbeitung eine recht genaue Erkennung der Einzelechos zuläßt und außerdem ein hohes Maß an Störsicherheit gewährleistet. Voraussetzung dafür ist die Verwendung breitbandiger Schallwandler [6], die für die Versuche zur Verfügung standen.

Bei der Beschreibung der Methode gehen wir zunächst davon aus, daß zum Zeitpunkt $t=0$ ein δ -Impuls am Ort des Senders ausgesendet wird. Dann erhält man im Idealfall am Ausgang des Empfangswandlers ein Zeitsignal der Form

$$f_1(t) = \sum_{n=1}^N U_n \delta(t - t_n) \quad (17)$$

wenn das Sendesignal von N Reflektoren zurückgeworfen wurde, sich diese Reflektoren nicht gegenseitig verdecken und eine kleine Ausdehnung in lateraler Richtung haben. Die Größe t_n bestimmt den Zeitpunkt, zu dem das Einzelecho n empfangen wurde, während U_n ein Maß für seine Stärke ist. Sowohl die t_n wie die U_n haben i. a. für jeden Punkt auf der Apertur unterschiedliche Werte.

Das zeitliche Frequenzspektrum der Impulsfolge nach Gl. (17) erhalten wir durch Fouriertransformation zu:

$$F_1(\omega) = \sum_{n=1}^N U_n e^{-j\omega t_n} \quad (18)$$

Das Spektrum hat erwartungsgemäß eine unendliche Bandbreite. Die Bandbegrenzung durch die Ultraschallwandler

führt dazu, daß nur ein kleiner Ausschnitt aus diesem Gesamtspektrum übertragen wird.

Mechanische Wandler stellen schwingungsfähige Systeme dar, die im wesentlichen Luftschwingungen übertragen, deren Frequenz der Resonanzfrequenz des Wandlers entspricht. Ein solcher Wandler wird daher zweckmäßigerweise als *Bandpaß* der Mittenfrequenz ω_0 modelliert. Deshalb wird das Empfangssignal nach Gl. (18) zunächst mit einem Gauß-Bandpaß der Mittenfrequenz ω_0 gefiltert [15]. Damit wird zweierlei erreicht:

a) Ein hohes Maß an Störsicherheit durch Beschränkung auf die zur Zeitverlaufserkennung wirklich erforderlichen Frequenzanteile.

b) Die zu den Einzelechos gehörigen Zeitverläufe sind in sehr guter Näherung ebenfalls gaußförmig und damit bezüglich ihrer Form exakt bekannt.

Der Einfluß des Sendewandlers und der des Empfangswandlers werden zusammengefaßt und beide erst auf der Empfangsseite wie ein bandbegrenzendes Glied berücksichtigt. Es werde von der Gesamt-Systemfunktion

$$H(\omega) = \alpha e^{-2\tau_0^2\pi^2(f-f_0)^2} + \alpha e^{-2\tau_0^2\pi^2(f+f_0)^2} \quad (19)$$

für die Strecke Wandler-Luft-Wandler-Gaußfilter ausgegangen. Die Größe τ_0 stellt dabei ein Maß für die Breite des zugehörigen gaußförmigen Zeitverlaufs dar. Das Spektrum am Ausgang des Empfangswandlers ergibt sich bei Beaufschlagung der Strecke mit einem Signal der Form nach Gl. (18) durch Multiplikation mit Gl. (19) sofort zu:

$$F_2(\omega) = \sum_{n=1}^N B_n (e^{-2\tau_0^2\pi^2(f-f_0)^2} + e^{-2\tau_0^2\pi^2(f+f_0)^2}) e^{-j\omega t_n} \quad (20)$$

wo $B_n = \alpha U_n$. Der folgende Schritt besteht darin, dieses Signal als mit der Zeitfunktion $\cos(2\pi f_0 t)$ moduliert anzusehen, wobei sich die eigentlich interessierende Information über Stärke B_n und Zeitpunkt t_n des Echos in der Hüllkurve des Signals befindet. Zur Gewinnung dieser Hüllkurve wird eine Demodulation durchgeführt. Nach dem Frequenztransformationsatz der Fouriertransformation entspricht das einer Verschiebung der beiden zum Nullpunkt des Spektrums symmetrischen Teilspektren jeweils um f_0 in Richtung $f=0$. Nach der Demodulation wird aus Gl. (20):

$$F_3(\omega) = \sum_{n=1}^N C_n (e^{-2\tau_0^2\pi^2 f^2}) e^{-j\omega t_n} \quad (21)$$

Das zugehörige Zeitsignal hat die Form:

$$f_3(t) = \sum_{n=1}^N A_n \left(e^{-\frac{(t-t_n)^2}{2\tau_0^2}} \right) \quad (22)$$

Die vorgenommenen Operationen der Filterung und der Demodulation können sowohl im Frequenzbereich (beispielsweise von einem Signalprozessor) oder aber auch direkt in Hardware (Multiplizierer mit f_0 und nachgeschalteter Gauß-Tiefpaß) ausgeführt werden. Insbesondere im letzten Fall ergibt sich neben hoher Geschwindigkeit ein Minimum an Aufwand. Es sei darauf hingewiesen, daß keine

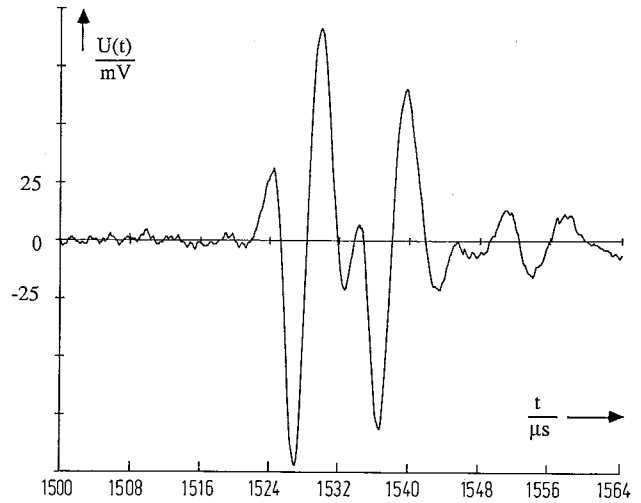


Bild 5. Von zwei Reflektoren in 2 mm axialem Abstand reflektiertes Zeitsignal

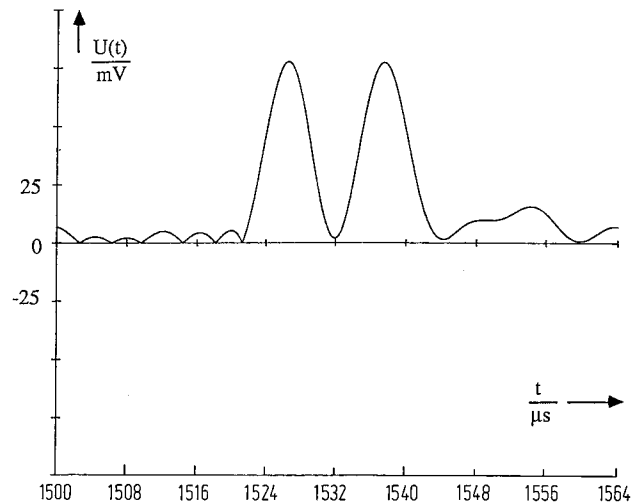


Bild 6. Signal von Bild 5 nach Signalvorverarbeitung (Gauß-Filterung und Demodulation im Frequenzbereich)

Operationen zur Entzerrung (Rückfaltung) des Frequenzgangs der Strecke durchgeführt wurden. Diese bedingen im wesentlichen eine Division des Spektrums des Empfangssignals durch die Übertragungsfunktion der Strecke, um den Einfluß letzterer zu eliminieren. Das wird aber in all den Spektralbereichen kritisch (d. h. numersich unsicher), in denen eine starke Dämpfung durch die Strecke stattfindet, der Betrag von $H(\omega)$ also nahe bei Null liegt.

Die Leistungsfähigkeit des Verfahrens wurde anhand realer Daten ermittelt. Bild 5 zeigt das von zwei Reflektoren, die in axialer Richtung einen Abstand von 2 mm aufwiesen, zurückgeworfene Signal. Nach Gauß-Filterung des Spektrums und Rücktransformation in den Zeitbereich ergibt sich der Zeitverlauf nach Bild 6. Zwei Reflektoren, die sich im erwähnten Abstand befinden, können also durch einfache Su-

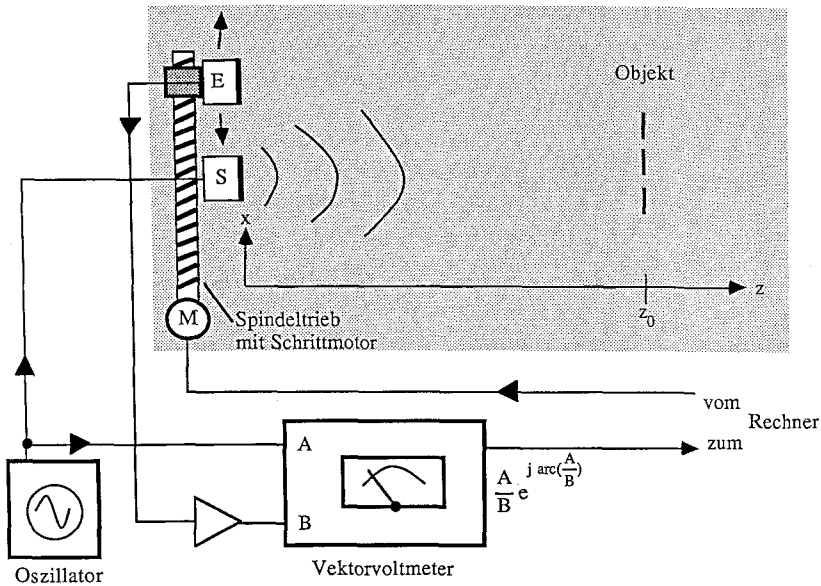


Bild 7. Versuchsaufbau für monofrequente akustische Holographie

che nach relativen Maxima im gefilterten Zeitverlauf erkannt werden. Werden höhere Auflösungen gefordert, kann von der weiter oben getroffenen Aussage Gebrauch gemacht werden, daß der Zeitverlauf der Hüllkurve des gefilterten Echos gaußförmig und damit analytisch bekannt ist. Das von den beiden sehr eng beieinanderliegenden Reflektoren verursachte Echo stellt demnach die Überlagerung zweier Gaußkurven bekannter Halbwertsbreite und unbekannter Amplitude sowie Zeitverschiebung dar. Mit diesem Vorwissen läßt sich ein iterativer Algorithmus entwickeln [10], der durch sukzessive Veränderung der Amplituden und Verschiebung der beiden Summenfunktionen deren zeitliche Lage bestimmt. Dieser Algorithmus kann als spezielle Ausprägung des in [16; 17] vorgestellten allgemeinen Konzepts iterativ arbeitender Signalerkennungsverfahren aufgefaßt werden.

Der kleinste Meßfehler, der im praktischen Versuch erzielt werden konnte, liegt bei 0,6 mm. Dieser Wert dürfte in den meisten Fällen für praktische Anwendungen in der Robotik ausreichen.

3 Versuchsaufbau und Meßergebnisse

Die vorgestellten Verfahren wurden experimentell erprobt. Dazu wurden unterschiedliche Anordnungen von Reflektoren aufgebaut und die Rekonstruktion durchgeführt. Die Ergebnisse entsprachen den theoretischen Voraussagen. Auf die für das jeweilige Verfahren spezifischen Schwierigkeiten wird weiter unten noch eingegangen. Prinzipiell konnte gezeigt werden, daß die Methode der akustischen Holographie auch im Bereich der Robotik eingesetzt werden kann und daß sie in allen Belangen gerade für diesen Zweck noch ein erhebliches Entwicklungspotential aufweist.

3.1 Monofrequente Holographie

Den für dieses Verfahren verwendeten Versuchsaufbau zeigt Bild 7. Ein feststehender Ultraschallsendekopf S bestrahlt kontinuierlich das aus Stahl bestehende Objekt. Der Empfangskopf E kann innerhalb gewisser Grenzen längs der mit x bezeichneten Achse bewegt werden. Die Versuche wurden sowohl mit Schallwandlern einer Schallfrequenz von 40 kHz (Fabrikat MuRata) wie auch mit 200 kHz (Typ Siemens RU) durchgeführt.

Die elektrische Ansteuerung des Sendekopfes ist denkbar einfach: Ein Leistungoszillator versorgt ihn mit einer sinusförmigen Spannung geeigneter Frequenz. Diese Spannung dient auch als Referenzsignal für das Vektorvoltmeter. Dieses Gerät vergleicht das vom Empfangskopf gelieferte Signal mit dem Sendesignal und bildet das Verhältnis dieser beiden nach Real- und Imaginärteil. Die entsprechenden Zahlenwerte werden über eine IEC-625 Bus-Kopplung an den Auswertungsrechner (IBM-PC) übertragen. Das berechnete Ergebnis wird auf einem Plotter ausgegeben.

Wie bereits erwähnt, ist das Tiefenaufklärungsvermögen bei monofrequenter Arbeitsweise begrenzt. Aus diesem Grunde wurden die Objekte nur in einer Tiefenebene positioniert, wie dies in Bild 7 angedeutet ist. Als Reflektoren wurden Stahlstangen rechteckigen Querschnitts und unterschiedlicher Breite verwendet. Beispielhaft werden hier die Rekonstruktionsergebnisse für zwei unterschiedliche Szenen gezeigt: Bei der ersten bestand das Objekt nur aus einer Stahlstange mit einer Breite von 30 mm, bei der zweiten wurden drei Stahlstangen mit einer Breite von 7,5 mm im Abstand von 12 mm nebeneinandergestellt. In beiden Fällen wurde eine Arbeitsfrequenz von 40 kHz (Wellenlänge $\lambda \approx 8$ mm) verwendet und auf einer Breite von 370 mm in Abständen von 1,4 mm 256 Meßwerte aufgenommen.

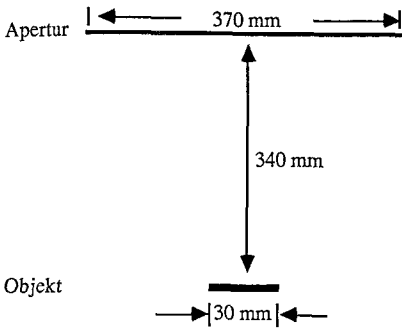


Bild 8. Versuchsszene für monofrequente Holographie, ein Reflektor

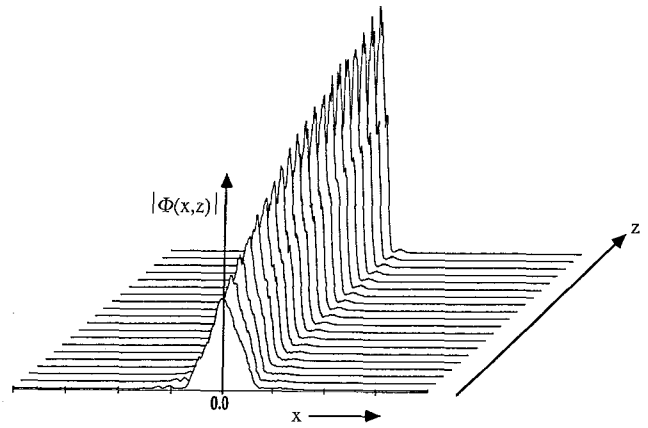
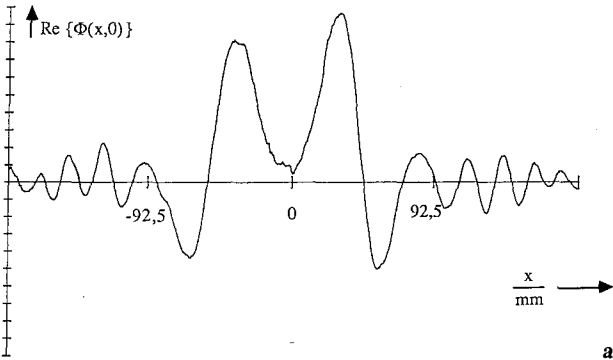
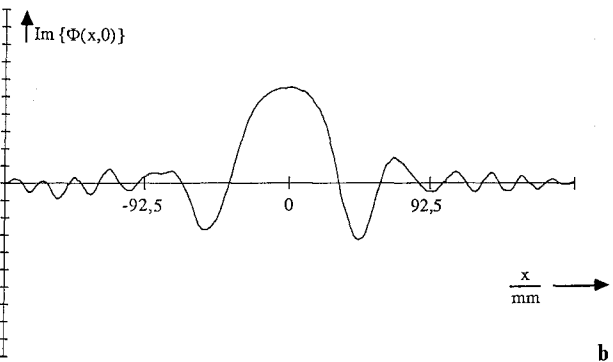


Bild 11. Rekonstruktion basierend auf dem Hologramm nach Bild 10 für verschiedene Tiefenebenen. Maßstab auf der x -Achse nicht linear. Erster Kurvenzug bei $z = 100$ mm, Abstand der Kurvenzüge 20 mm



a



b

Bild 9a und b. Realteil **a** und Imaginärteil **b** des Hologramms bei Aufnahme der Szene nach Bild 8

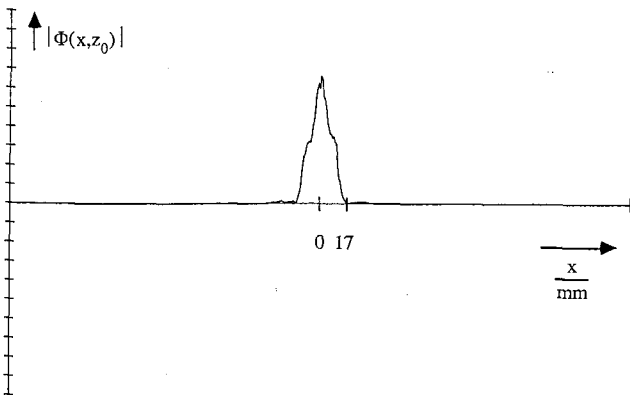


Bild 10. Aus dem Hologramm nach Bild 9 berechneter Schallfeldverlauf an der Ebene $z = z_0 = 340$ mm. Maßstab auf der x -Achse nicht linear

Die geometrischen Abmessungen für die erste Szene zeigt schematisch Bild 8. Obwohl ein derartiges Objekt in der Praxis wohl selten anzutreffen sein wird, ist es doch von theoretischem Interesse. So ist ein schmales Objekt näherungsweise als Linienquelle aufzufassen. Die „Antwort“ des rekonstruierenden Systems auf die Vorlage einer solchen Linienquelle charakterisiert das System im Prinzip vollständig, ähnlich wie Übertragungssysteme für Zeitsignale durch ihre Impulsantwort beschrieben werden können. Bild 9 zeigt den Verlauf des Real- und des Imaginärteils über dem Ort, Bild 10 den daraus gewonnenen Betrag des Schallfeldverlaufes, berechnet nach Gl. (10). Die Berechnung wurde für die Gerade $z = z_0$ vorgenommen, also den Ort, an dem sich der Reflektor tatsächlich befand. Wie erwartet, ergibt sich in lateraler Richtung an der Stelle des Reflektors ein hoher Wert bei der Rekonstruktion, überall sonst ist er praktisch Null. Um das Tiefenaufhebungsvermögen zu illustrieren, wurde die Rekonstruktion auch für andere Werte als für z_0 vorgenommen. In Bild 11 sind die Resultate in perspektivischer Darstellung aufgetragen. Es zeigt sich, daß der Wert des Betrages zur Apertur hin nur langsam abfällt, nicht, wie für die Objekterkennung erwünscht, abrupt mit dem Verlassen des Ortes des Reflektors. Bild 12 zeigt die Anordnung für die aus drei Reflektoren bestehende Szene, Bild 13 das zugehörige Rekonstruktionsergebnis. Man erkennt, daß die Reflektoren gut getrennt werden können.

Wie das Experiment zeigt, ist die monofrequente Holographie nur für solche Fälle einzusetzen, in denen die Erkennung lateraler Details im Vordergrund steht. Es ist naheliegend, die vorhandene Hardware dahingehend zu ergänzen, daß auch zumindest eindimensionale Echolotmessungen möglich sind und die Entfernung zum Objekt abgeschätzt werden kann. Auf eine prinzipielle Schwierigkeit soll hingewiesen werden: im Falle von Luftturbulenzen, wie sie beispielsweise von Kühlventilatoren elektrischer Geräte in der Nähe des Meßaufbaus verursacht werden, verändert sich

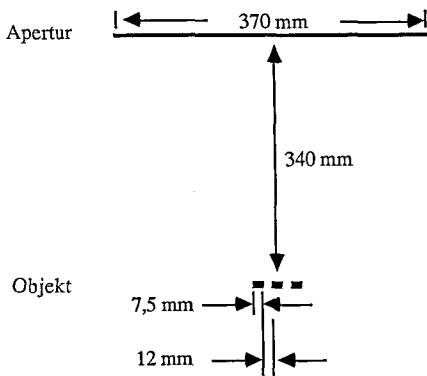


Bild 12. Szene für akustische Holographie, 3 Reflektoren

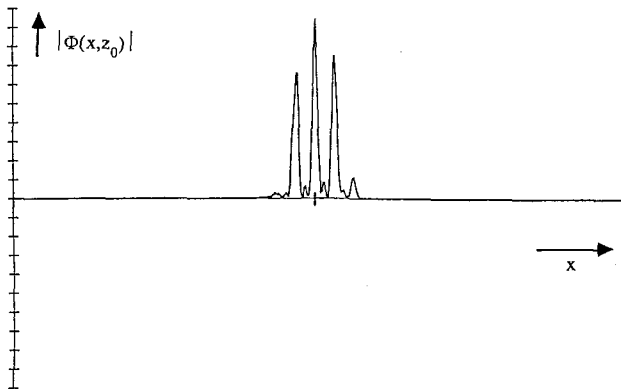


Bild 13. Nach Aufnahme des Hologramms berechneter Schallfeldverlauf in lateraler Richtung in Reflektorhöhe für die Szene aus Bild 12

die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Schalles fortwährend. Dementsprechend ändert sich auch die Phasenlage zwischen Sende- und Empfangssignal. Das kann dazu führen, daß die Messung völlig unbrauchbare Ergebnisse liefert. Inwieweit dieser Effekt noch eine Rolle spielt, wenn die Messungen auf der Apertur gleichzeitig vorgenommen werden, an allen Punkten also die momentan gleich Verfälschung vorliegt, konnte nicht ermittelt werden.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die monofrequente akustische Holographie zwar nur für eine begrenzte Klasse von Problemen einsetzbar ist, sie dort aber den Vorteil geringer anfallender Datenmengen aufweist. Des weiteren ist die Verwendung schmalbandiger und effizienter Schallwandler möglich, was insbesondere zu einer hohen Störsicherheit gegenüber Fremdgeräuschen führt.

3.2 Pulsholographie

Der verwendete Versuchsaufbau ist mit dem in Bild 7 bezüglich des mechanischen Teils identisch, wie dort, so wird auch hierbei eine zusammenhängende Apertur für den Empfangswandler durch Abfahren einer Linie synthetisiert, während der Sendewandler ortsfest ist. Die elektrische Seite wurde

vollständig modifiziert. Die piezokeramischen Schallköpfe wurden durch die oben erwähnten breitbandigen Schallwandler nach [6] ersetzt. An die Stelle des Leistungoszillators tritt nunmehr ein Pulsgenerator. Verwendet wurde für diesen Zweck eine sehr einfache Schaltung, mit der durch Aufladen und Umpolen einer Kapazität Impulse einer Dauer von etwa $10 \mu\text{s}$ und einer Höhe von bis zu 200 V problemlos erzeugt werden können.

Für die Verstärkung der vom Empfangswandler aufgenommenen Signale war die Entwicklung eines rauscharmen Verstärkers erforderlich, der noch Eingangsspannungen in der Größenordnung weniger μV bei einer Bandbreite $> 2 \text{ MHz}$ verarbeiten kann. Der Ausgang dieses Verstärkers ist direkt mit einem ebenfalls speziell entwickelten Transientenrecorder verbunden. Dieses Gerät entnimmt dem anliegenden Signal mit einer Abtastfrequenz von 8 MHz Amplitudenproben, die mit Hilfe eines Flash-A/D-Wandlers (8 bit Wortbreite) quantisiert wurden. Die Speichertiefe beträgt 32 KByte, was bei der gewählten Abtastfrequenz einer Zeit von knapp über 4 ms für das Vollschieben des Speichers entspricht. In dieser Zeit legt Ultraschall in Luft eine Strecke von 1,35 m zurück. Der Weg vom Sendewandler zum Empfänger darf diese Länge nicht überschreiten, damit das Echo noch aufgenommen wird. Es sei besonders darauf hingewiesen, daß zum Aufbau des gesamten Transientenrecorders weniger als 20 integrierte Schaltungen erforderlich und die Materialkosten dementsprechend niedrig waren.

Als Reflektoren wurden, wie im Fall der monofrequenten Holographie, Stahlstangen rechteckigen Querschnitts und unterschiedlicher Breite verwendet. Diese Objekte wurden mit einem kurzen Schallimpuls beschallt und das Echo auf insgesamt 17, im Abstand von 10 mm nebeneinanderliegenden Aperturpunkten registriert. Danach wurde die Rekonstruktion nach der Vorschrift von Gl. (16) ausgeführt, wobei eine Rasterung in beiden Raumrichtungen vorgenommen wurde. Für jedes Rasterelement wurde der Betrag des Schallfeldes berechnet und in einem anschließenden Schritt geprüft, ob ein Schwellwert überschritten wurde. War dies der Fall, so wurde das betroffene Rasterelement markiert. Das Ergebnis wurde auf einem Drucker ausgegeben.

Die Bilder 14–16 zeigen Aufbau und Rekonstruktionsergebnisse für drei unterschiedliche Szenen: Bei der ersten (siehe Bild 14) bestand das Objekt nur aus einer Stahlstange mit einer Breite von 7,5 mm. Das nach Rekonstruktion für ein Raster aus quadratischen Elementen von 10 mm Kantenlänge und nachfolgender Schwellwertbildung erhaltene Bild zeigt der rechte Teil von Bild 14. Man erkennt, daß nunmehr sowohl die axiale wie auch die laterale Position des Objektes im Rahmen der gewählten Auflösung exakt bestimmt werden kann. Das zeigt auch die in Bild 15 dargestellte zweite Szene: Das rechts liegende Objekt belegt in Tiefenrichtung zwei Rasterelemente, weil seine Position fast auf der Grenze zwischen zwei Rasterelementen liegt. Die dritte Szene (Bild 16) schließlich besteht aus einer 38 mm breiten Stahlstange, die zur Ausbreitungsrichtung geneigt ist. Bei der Rekonstruktion mit einem Raster von 5 mm

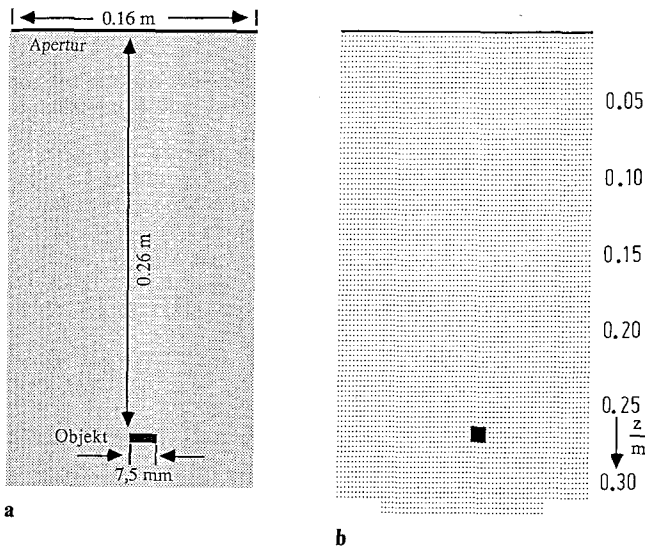


Bild 14a und b. Szene für Pulsholographie, ein Reflektor; **a** Geometrische Konstellation; **b** aus Messung rekonstruiertes Bild nach Schwellwertbildung

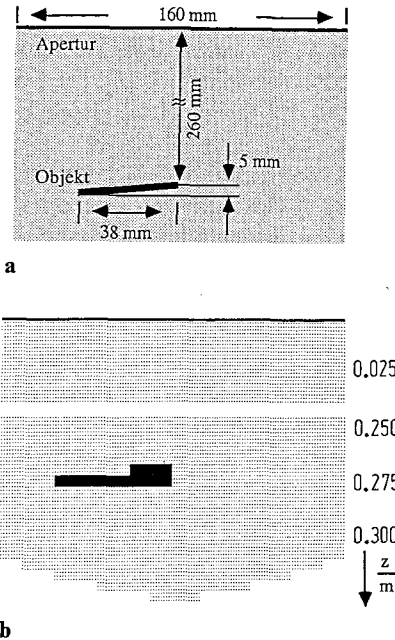


Bild 16a und b. Szene für Pulsholographie, ein schrägsteher Reflektor; **a** Geometrische Konstellation; **b** aus Messung rekonstruiertes Bild nach Schwellwertbildung. Gegenüber Bild 14 und Bild 15 verdoppelte Auflösung, zur Platzersparnis Mittelteil herausgeschnitten

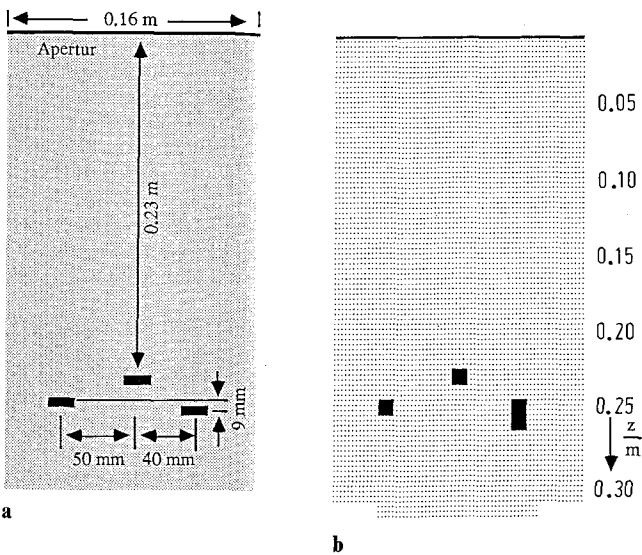


Bild 15a und b. Szene für Pulsholographie, drei Reflektoren von 7,5 mm Breite auf unterschiedlicher Höhe; **a** Geometrische Konstellation; **b** aus Messung rekonstruiertes Bild nach Schwellwertbildung

Kantenlänge ist diese relativ geringe Neigung gut zu erkennen.

Wie weiter oben angedeutet, liegt die Schwierigkeit bei Durchführung des Verfahrens darin, in axialer und lateraler Richtung eng beeinanderliegende Objekte noch trennen zu können. Dementsprechend wurden die Szenen so gewählt, daß sie die Leistungsfähigkeit des Verfahrens bei der Auflösung demonstrieren. Größere Objektabstände, z. B. in z-Richtung, sind sehr viel leichter zu erkennen.

Eine weitere Schwierigkeit besteht in der Festlegung des Schwellwertes. Um Störungen zu unterdrücken, ist man be-

strebt, ihn möglichst hoch anzusetzen. Insbesondere weit entfernte Objekte, die nur ein schwaches Echo liefern, werden dann jedoch nicht mehr erkannt. Wird er zu niedrig angesetzt, erscheinen bei der Rekonstruktion schon allein aufgrund von Rauscheinflüssen im Signal Objekte, die in Wirklichkeit gar nicht vorhanden waren.

Es muß darauf hingewiesen werden, daß die Resultate im Fall der Pulsholographie nur durch die Verwendung kommerziell nicht erhältlicher breitbandiger Ultraschallwandler erzielt werden konnten. Die Wandler stellen ein Schlüsselement in der gesamten Übertragungskette dar, die Verbesserungsmöglichkeiten hin zu höherer Auflösung bei der Pulsholographie werden ganz erheblich von den Fortschritten auf dem Gebiet der Wandlertechnologie abhängen.

4 Ausblick

Es wurde gezeigt, daß sich die akustische Holographie auch unter den Bedingungen von Schallausbreitung in Luft und für die in der Robotik erforderlichen räumlichen Geometrien durchführen läßt. Die Anwendungsmöglichkeiten bei monofrequenter Arbeitsweise sind zwar auf eine kleine Klasse von Spezialfällen beschränkt, der Aufwand bei der Auswertung ist allerdings beim heutigen Stand der Rechner-technik als gering einzustufen. Ein wesentlich größeres Spektrum potentieller Einsatzfälle deckt die Pulsholographie ab. Sofern die Aufnahmen der Echos auf den einzelnen Aperturpunkten parallel durch mehrere Empfangswandler erfolgen,

wird die „Bildfolgefrequenz“ prinzipiell nur noch durch die zweifache Schalllaufzeit vom Sender zum Objekt begrenzt. Ein bildgebender Ultraschallsensor wäre möglich, der eine Auswertungszeit von bis hinab zu 6 ms pro Meter Objektstand aufweist.

Abgesehen von der Verbesserung der Signalvorverarbeitung zur Erhöhung des Auflösungsvermögens soll in Zukunft das Schwergewicht der Forschungsarbeiten auf die Reduzierung der zur Vorverarbeitung und Rekonstruktion benötigten Zeit gelegt werden. Denkbar ist dabei die Verwendung spezieller Rechnerarchitekturen, die die inhärente Parallelität der Rekonstruktionsvorschrift ausnutzen. Alternativ bietet sich an, die Rekonstruktion mit schrittweise verfeinerter Auflösung nur um die interessanten Gebiete, d. h. um die Meßobjekte herum, vorzunehmen. Zu diesem Zweck wird momentan eine neue, auf die hier vorliegenden Anforderungen zugeschnittene Auswerteeinheit aufgebaut, die einen Transientenrecorder mit einer Abtastfrequenz von 20 MHz und einer Speichertiefe von 128 KB enthält. Als CPU findet ein Fließkomma-Signalprozessor modernster Architektur Verwendung, mit dem bekanntlich insbesondere die Operation der Fouriertransformation sehr schnell auszuführen ist.

Des weiteren erscheint es zweckmäßig, auch den Sender als Array auszuführen, um Raumbereiche gezielt und mit größerer Schallenergie ausleuchten zu können. Hierbei besteht die Möglichkeit, ein Array aufzubauen, das aus einer abwechselnden Folge von Sendern und Empfängern besteht und damit neben optimaler Geometrie geringen Platzbedarf aufweist.

Für all die Aufgaben, die eine besonders hohe Meßgenauigkeit in lateraler Richtung verlangen, bietet sich die Kombination mit optischen Sensoren (vorzugsweise Kameras) an. Da das Verhalten des Systems Kamera und mit den oben angegebenen Beziehungen auch das des Systems Ultraschallsensor mathematisch bekannt sind, erscheint zur Kombination der von beiden gelieferten Informationen der Einsatz eines regelbasierten Systems zweckmäßig. Dessen Regeln leiten sich aus dem mathematischen Modell der Sensoren ab, repräsentieren also das Vorwissen über die Sensoreigenschaften und nicht etwa über die Umwelt. Dieser Ansatz schränkt die Flexibilität des Gesamtsystems nicht durch Vorgabe zu erwartender Umweltkonstellationen ein.

Danksagungen

Der Verfasser dankt Herrn Prof. G. Hommel für die Anregung zu dieser Arbeit und deren ständige Förderung sowie Herrn Prof. D. Naunin für die Unterstützung zur Durchführung der Messungen. Ebenso gilt sein Dank Herrn Prof. J. Kutzner für seine Beratung in theoretischen und praktischen Fragen. Für die Überlassung von Labormustern breitbandiger L^2QZ -Wandler sei den Herren P. Kleinschmidt und V. Mágori sowie der Siemens AG gedankt.

Literatur

1. Ahrens, U.: Möglichkeiten und Probleme der Anwendung von Luft-Ultraschallsensoren in der Montage- und Handhabungstechnik. *Robotersysteme* 1 (1985), Nr. 1
2. Moravec, H. P., Elfes, A.: High resolution Maps from Wide Angle Sonar. *Proc. IEEE Conf. on Robotics and Automation*, 1986
3. Walter, S. A.: The Sonar Ring: Obstacle Detection for a Mobile Robot. *Proc. IEEE Conf. on Robotics and Automation*, 1987
4. Crowley, J. L.: Dynamic World Modeling for an Intelligent Mobile Robot Using a Rotating Ultra-Sonic Device. *Proc. IEEE Conf. on Robotics and Automation*, 1985
5. Ahrens, U.; Langen, A.: Ultraschallschanner – ein neues System zur Roboterführung. *VDI-Berichte Nr. 598*. Düsseldorf: VDI-Verlag 1986
6. Mágori, V.: Ultraschall-Distanzsensoren zur Objektidentifizierung und Lageerkennung. *VDI-Berichte Nr. 509*. Düsseldorf: VDI-Verlag 1984
7. Kutzner, J.; Wüstenberg, H.: Akustische Linienholographie, ein Hilfsmittel zur Fehleranzeigeninterpretation in der Ultraschallprüfung. *Materialprüfung* 18 (1976) 189–194
8. Kutzner, J.: *Grundlagen der Ultraschallphysik*. Stuttgart: Teubner 1983
9. Skudrzyk, E.: *The Foundations of Acoustics*. Berlin, Heidelberg, New York: Springer 1971
10. Knoll, A.: Mehrfrequente Verfahren zur ultraschallbasierten Objekterkennung in der Robotik. *TU Berlin: Interner Bericht des FB20, Nr. 87-9*
11. Korn, G.; Korn, T.: *Mathematical Handbook for Scientists and Engineers*. New York: McGraw-Hill 1968
12. Kutzner, J.; Wüstenberg, H.: Akustische Holographie in Tandemanordnung, ein Hilfsmittel zur Fehleranzeigeninterpretation in der Ultraschallprüfung. *Materialprüfung* 18 (1976) 462–465
13. Kutzner, J.; Wüstenberg, H.; Erhard, A.: Mehrfrequenzholographie und SAFT (Synthetic Aperture Focusing Techniques)-Verfahren in der Ultraschallprüfung. *Materialprüfung* 28 (1986) 211–213
14. Goodman, J.: *Introduction to Fourier Optics*. New York: McGraw-Hill 1968
15. Bernst, T.; Löscherberger, J.; Mágori, V.: Moderne Verfahren der Signalverarbeitung bei Ultraschall-Robotik-Sensoren. *NTG Fachberichte 93*. Offenbach: VDE-Verlag 1986
16. Schafer, R. W.; Merserau, R. M.; Richards, M. A.: Constrained Iterative Restoration Algorithms. *Proc. IEEE* 69 (1981), S. 432–450
17. Dudgeon, D. E.; Merserau, R. M.: *Multidimensional Digital Signal Processing*. Englewood Cliffs: Prentice Hall, 1984, S. 348–355

Dipl.-Ing. A. Knoll
Technische Universität Berlin
Institut für Technische Informatik
Prozeßdatenverarbeitung und Robotik
Franklinstraße 28/29
D-1000 Berlin 10

Eingegangen am 2. Juni 1988