

MODELLSEISMISCHE UNTERSUCHUNGEN VON RAYLEIGHWELLEN  
UNTER BESONDERER BERÜCKSICHTIGUNG EINER DECKSCHICHT  
VON VARIABLER MÄCHTIGKEIT



DISSERTATION

Zur Erlangung des Doktorgrades  
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Universität Hamburg

vorgelegt von  
Joachim Steinbeck

aus  
Liegnitz

Hamburg  
1965



**MODELLSEISMISCHE UNTERSUCHUNGEN VON RAYLEIGHWELLEN  
UNTER BESONDERER BERÜCKSICHTIGUNG EINER DECKSCHICHT  
VON VARIABLER MÄCHTIGKEIT**

**DISSERTATION**

**Zur Erlangung des Doktorgrades  
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Universität Hamburg**

**vorgelegt von  
Joachim Steinbeck**

**aus  
Liegnitz**

**Hamburg  
1965**

Genehmigt von der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Universität Hamburg

auf Antrag von Professor Dr. K. Strobach

Hamburg, den 17.2.1965

Professor Dr. H. Bauer

Dekan



N

2 1965. 25 057

# INHALTSVERZEICHNIS

		Seite
	ZUSAMMENFASSUNG .....	I
	SUMMARY.....	II
1.	EINLEITUNG .....	1
1.0	Allgemeines .....	1
1.1	Die Aufgabenstellung .....	2
2.	DAS MODELLSEISMISCHE UNTERSUCHUNGSVERFAHREN .....	3
2.0	Allgemeines zur Modellseismik .....	3
2.1	Die Theorie der zweidimensionalen Wellenausbreitung .....	3
2.2	Die Analogiebedingungen .....	7
3.	DER INSTRUMENTELLE AUFBAU UND DIE WIRKUNGSWEISE DER ULTRASCHALLMESSAPPARATUR .....	10
3.1	Das Blockschaltbild und die Wirkungsweise der Apparatur .....	10
3.20	Die Geräte der Geberseite .....	10
3.21	Abschließende Betrachtung zum Ultraschall-Impulsgenerator .....	12
3.3	Der Geber .....	13
3.4	Die Geräte der Aufnehmerseite .....	16
3.5	Das Aufnehmersystem .....	16
3.50	Der Aufbau und die Wirkungsweise des Aufnehmersystems .....	16
3.51	Der Biegeschwinger .....	18
3.52	Die Eichung des Aufnehmers .....	22
4.	DIE TECHNISCHE DURCHFÜHRUNG DER MESSUNGEN UND DEREN AUSWERTUNGEN .....	28
4.1	Die Möglichkeiten zur Anregung von Rayleighwellen .....	28
4.2	Das Registrierungsverfahren .....	31
4.3	Die Auswertung der Registrierungen .....	31
5.	DIE UNTERSUCHUNG VON RAYLEIGHWELLEN IM HOMOGENEN HALBRAUM .....	35
5.1	Die Untersuchung von Rayleighwellen beim Schlag auf den Halbraum .....	35
5.2	Die Untersuchung von Rayleighwellen bei Anregung über einen Keil .....	37
5.3	Die Amplitudenverhältnisse von Rayleighwellen im homogenen Halbraum ....	38
6.	DIE UNTERSUCHUNG DER RAYLEIGHWELLEN IN GESCHICHTETEN MODELLEN .....	42
6.0	Grundsätzliche Betrachtungen zur Untersuchung in Schichtmodellen .....	42
6.10	Die Untersuchung von Rayleighwellen bei horizontaler Lagerung .....	44
6.11	Die Theorie von LEE und SUZUKI .....	47
6.2	Die Untersuchung von Rayleighwellen bei geneigter Lagerung .....	52
6.3	Abschließende Betrachtungen zum Verhalten der Rayleighwellen in geschichteten Medien .....	61
7.	LITERATUR .....	70
	ABBILDUNGEN Nr. 24 bis 66 .....	75



## ZUSAMMENFASSUNG

In dieser Arbeit wird der Bau einer modellseismischen Apparatur unter besonderer Berücksichtigung der Entwicklung eines neuen Registriersystems beschrieben. Mit Hilfe eines Biegeschwingers ermöglichte dieses System die reproduzierbare und komponentengetreue Registrierung von Ultraschallimpulsen in Modellplatten für beliebige Meßtiefen und Meßentfernungen in zwei zueinander senkrechten Richtungen. Das ermöglichte die zeichnerische Darstellung der Ultraschallwellen in Form von Hodographen.

Nachdem im 2. Kapitel der vorliegenden Arbeit die Analogie zwischen der Modellseismik und der natürlichen Seismik dargelegt worden ist, werden im 3. und 4. Kapitel der apparative Aufbau und die Versuchsbedingungen beschrieben. Hierbei wird ausführlich auf die Wirkungsweise und die Eichung des Registriersystems eingegangen.

Die nachfolgenden modellseismischen Untersuchungen beschränken sich ausschließlich auf das Verhalten der Rayleighwelle unter den verschiedensten Modellbedingungen, wobei das besondere Augenmerk auf das Verhältnis der Horizontalamplitude zur Vertikalamplitude gelegt wurde. Das neue Registriersystem erlaubte erstmalig mit Hilfe der Theorie der zweidimensionalen Wellenausbreitung, die Oberflächenwellen kontinuierlich auch nach der Tiefe verfolgen zu können.

Die im 5. Kapitel mitgeteilten Ergebnisse der Untersuchungen im homogenen Halbraum von Aluminium- und Plexiglasplatten ergaben in bezug auf die Amplitudenverhältnisse und im Hinblick auf die exponentielle Amplitudenabnahme eine gute Übereinstimmung mit der von LORD RAYLEIGH gegebenen Theorie.

Im 6. Kapitel schließlich wird das Verhalten der Rayleighwelle im Einschichtenmodell bei horizontaler und geneigter Lagerung beschrieben, wobei an die Arbeiten STROBACH's auf dem Gebiete der Mikroseismik im Hamburger Raum angeknüpft wurde. Das Verhältnis der Vertikal- zur Horizontalamplitude ließ sich für geringe Deckschichtmächtigkeiten durch die Theorie LEE's befriedigend erklären. Es konnte jedoch experimentell nachgewiesen werden, daß diese Theorie nur ein kleines Teilgebiet beschreibt und in eine umfassendere Theorie eingebaut werden muß. Es ist davon auszugehen, daß die Rayleighwelle im schallhärteren Grundmaterial als dem besseren Wellenleiter entlang der Schichtgrenze geführt wird und in der Deckschicht zwei Kopfwellen mit sich schleppt. Alle Erscheinungen in der Deckschicht lassen sich als Überlagerung dieser beiden Kopfwellen und ihrer Reflexionen erklären. Überschreitet die Deckschichtmächtigkeit die Phasenumkehrtiefe der freien Rayleighwelle des homogenen Halbraumes, so verwandelt sich die Oberflächenwelle in eine elliptisch polarisierte Scherwelle -kurz "refraktierte Rayleighwelle" genannt-, die weiterhin die zwei Kopfwellen in Form einer p-Welle und einer s-Welle in der Deckschicht nachschleppt, gleichzeitig ist von dieser Schichtdicke an die Existenzbedingung für eine freie Rayleighwelle in der Deckschicht erfüllt.

Die Modellseismischen Registrierungen waren den Registrierungen der Mikroseismik nahezu analog. Der Nachweis der beiden Kopfwellen in der Deckschicht ermöglichte eine Erklärung der Tendenz der mikroseismischen Partikelbewegung zur linearen Polarisation. Bei geneigter Lagerung werden die Kopfwellen nicht mehr unter den Grenzwinkeln von der freien Oberfläche zur Schichtgrenze reflektiert. Ein Teil der seismischen Energie geht dadurch in Form von Körperwellen der Deckschicht verloren und kann in der Natur nach der Reflexion an tieferen Horizonten wieder in Form von SV-Wellen an der Oberfläche in Erscheinung treten.

## SUMMARY

This article describes the construction of a model seismic apparatus considering especially the development of a new recorder system. This system enables by means of a piezoelectric pick-up (bender crystal) the reproducible and component-true registration of ultrasonic impulses in model plates for any depth and range of measurement in two perpendicular directions. This rendered possible the graphical representation of the ultrasonic waves in form of hodographs.

Chapter 2 of the article contains the analogy between model seismology and natural seismology; in chapter 3 and 4 are described the apparative construction and the conditions of investigation giving in detail the mode of action and calibration of the recording system.

The following model seismic investigations concern exclusively the behaviour of the Rayleigh waves under various model conditions; special attention was directed to the horizontal and vertical amplitude ratio. By means of the theory of the two-dimensional wave propagation the recording system enabled for the first time the continuous observation of the surface waves as a function of depth.

In chapter 5 the results of investigations in the homogeneous semi-infinite space of aluminium- and plexiglas-plates in regard to the amplitude ratios and in view of the exponential reduction in amplitude are presented. They demonstrate a good agreement with LORD RAYLEIGH's theory.

Chapter 6 gives a description of Rayleigh waves in single-layer models with horizontal and sloped stratification in analogy to STROBACH's research work on the microseismology of the Hamburg area. The vertical and horizontal amplitude ratio was satisfactorily explained for surface layers of small thickness by LEE's theory. It could, however, experimentally be proved that only a small portion of the entire problem is treated in LEE's theory and a more comprehensive theory has to be developed. It has to be considered that the waves in the acoustically harder base material, being the better wave guide, are refracted along the boundary of the layer. In the surface layer they guide two head waves. All phenomena in the surface layer can be explained as a superposition of these two guided waves and their reflexions. When the thickness of the surface layer exceeds the depth of the phase reversal of the free Rayleigh wave in a homogeneous semi-infinite space, the surface wave changes into an elliptical polarized shear wave, called "refracted Rayleigh wave", which in the surface layer guides the two head waves in form of one p-wave and one s-wave. At the same time, this thickness of the layer satisfies the condition of existence for free Rayleigh waves in the surface layer.

The model seismic registrations were almost analogous with microseismic registrations. The proof of the two head waves in the surface layer enabled an explanation of the tendency of microseismic orbits toward linear polarisation. In sloped stratification, the guided waves are no longer reflected under the critical angle from the free surface to the internal boundary. The surface layer thereby loses a portion of the seismic energy in form of body waves. In nature, this energy may, however, appear again at the surface in form of SV-waves after reflexion at lower discontinuities.



## 1. EINLEITUNG

### 1.0 Allgemeines

Die Aufgabenstellung der vorliegenden Arbeit ergab sich aus mikroseismischen Untersuchungen. Unter Mikroseismik werden Bodenbewegungen verstanden, die mit zum Teil recht beträchtlichen Amplituden von den Seismographen aufgezeichnet werden und die ihre Ursachen nicht in Erdbeben haben. Ihre Entstehung ist bis heute nicht eindeutig geklärt; wahrscheinlich wirken mehrere Faktoren zusammen, wie örtlicher Wind und meteorologisch-ozeanographische Faktoren.

Eine Klärung der Mikroseismik sowie eine Untersuchung der Beeinflussung der Bodenbewegungen durch geologische Strukturverhältnisse war das Ziel zahlreicher Arbeiten der verschiedensten Autoren. Aus der Fülle dieser Arbeiten seien nur die von LEE (31, 32) und die von STROBACH (45, 46, 47) herausgegriffen. Letztgenannter Verfasser führte seine Untersuchungen im Hamburger Raum durch, wobei die Entwicklung der stereoskopischen Vektorregistrierung eine direkte Aufzeichnung in Form von Schwingungsfiguren ermöglichte.

Wird davon ausgegangen, daß im Erregungszentrum der Mikroseismik Oberflächenwellen in Form von Rayleighwellen entstehen, so läßt sich auf den Registrierstationen feststellen, daß die Bodenbewegungen in außerordentlich stark veränderter Form in Erscheinung treten. Im homogenen Halbraum sind nach der Theorie von LORD RAYLEIGH die Partikelbewegungen an der freien Oberfläche senkrechte, retrograd umlaufene Ellipsen mit einem Achsenverhältnis der Horizontal- zur Vertikalamplitude von 0.68. Die Registrierungen zeigen dagegen andersartige, z. T. stark wechselnde Ellipsenneigungen und Achsenverhältnisse bei teilweise abweichendem Umlaufsinn. Neben der Dispersionseigenschaft der Oberflächenwellen in geschichteten Medien, die sich u. a. in der Gruppenbildung bemerkbar macht, müssen auch die Ursachen für o. g. Abweichungen in den geologischen Untergrundverhältnissen gesucht werden.

Für den Hamburger Raum wies STROBACH an Hand seiner sehr umfangreichen Registrierungen nach, daß die Partikelbewegungen der Mikroseismik nur in 19% aller Fälle retrograd umlaufene Ellipsen und damit für Rayleighwellen typisch sind. Prograd umlaufene Ellipsen sind mit 16% und linear polarisierte Bewegungen mit 65% -also als weitaus größter Teil- an den Gesamtbewegungen beteiligt. Die Hodographen sind also überwiegend flachgeneigte Figuren, wobei eine statistische Auswertung der gegen die Horizontale gemessenen Neigungswinkel Häufungsstellen bei +9° und -12° ergab.

Theoretisch wurde das Verhalten von Rayleighwellen in geschichteten Medien bis jetzt fast ausnahmslos nur für konstante Schichtmächtigkeiten behandelt. Erst in neuerer Zeit begann man unter sehr vereinfachenden Voraussetzungen auch die Fälle zu untersuchen, in denen sich die Mächtigkeiten längs des Wellenweges stark ändern. Das letztere ist aber gerade im Hamburger Raum der Fall. Der Kreidehorizont taucht von Norden nach Süden -also zur Meßstation hin- auf einer horizontalen Erstreckung von 10 km von 950 m Tiefe auf 1900 m Tiefe ab, was einem Winkel von etwa 5.4° entspricht. STROBACH sprach in seinen Arbeiten deshalb die Vermutung aus, daß u. U. ein Zusammenhang bestehen könnte zwischen den Ellipsenneigungen und den Schichtneigungen. Außerdem könnten Schwingungen höherer Ordnung (higher modes) bei diesen Erscheinungen eine Rolle spielen. Für eine Klärung der Zusammenhänge erschien es am zweckmäßigsten, die Hilfsmittel der Modellseismik heranzuziehen, da bei keilförmigen Schichtungen eine mathematische Bearbeitung große Schwierigkeiten bietet. Die experimentellen Arbeiten erlaubten gleichzeitig eine Überprüfung der bereits bestehenden Theorien für den homogenen Halbraum und für waagerechte Schichtungen.

## 1.1 Die Aufgabenstellung

Modellseismische Untersuchungen von Rayleighwellen schaffen meßtechnisch einige neue Probleme, die bei der Untersuchung von Raumwellen nicht unbedingt gelöst zu werden brauchen. Während bei Raumwellen in vielen Fällen das Messen der Laufzeiten von Wellenfronten genügt -ein Verfahren, wie es z.Z. auch noch überwiegend in der Feldseismik als sog. Laufzeitseismik benutzt wird-, steht bei Oberflächenwellen die Beobachtung der Impulsform im Vordergrund. Das bedeutet instrumentell zweierlei:

1. Die Aufzeichnung der Partikelbewegungen in den Modellplatten muß in Form einer Komponentenregistrierung durchgeführt werden, um hieraus die Hodographen zeichnen zu können. Die Registrierung der beiden zueinander senkrecht stehenden Bewegungskomponenten muß reproduzierbar sein und die Bewegung angenähert formgetreu wiedergeben. Diese Bedingungen sind schon deshalb erforderlich, weil als Ausgangsbasis die experimentelle Bestätigung der von LORD RAYLEIGH gegebenen theoretischen Beziehungen überhaupt erst dazu berechtigt, mit Hilfe der benutzten experimentellen Mittel Aussagen über das Verhalten der Rayleighwelle in Schichtmodellen zu machen.
2. Aus dem letzteren Grunde ist auch eine Registrierung nach der Tiefe hin unbedingt notwendig, um die exponentielle Amplitudenabnahme und die Phasenumkehr der Horizontalkomponente beobachten zu können.

Zusammenfassend läßt sich also sagen, daß modellseismische Untersuchungen von Oberflächenwellen strengere Anforderungen an das Registriersystem stellen als frühere Untersuchungen von Raumwellen. Eine Bearbeitung der Probleme, die bei der Ausbreitung von Rayleighwellen in geschichteten Medien auftreten, umfaßt folgende Aufgaben:

1. Den Bau einer Ultraschallmeßapparatur; die besondere Problemstellung der Modellseismik schließt den Gebrauch eines der derzeit handelsüblichen Impulsgeneratoren aus.
2. Die Entwicklung eines Aufnehmersystems zur reproduzierbaren und komponentengetreuen Registrierung der Bewegungskomponenten; die notwendige Eichung dieses Aufnehmersystems macht den Bau eines zweiten Registriersystems erforderlich.
3. Die experimentelle Bestätigung der Rayleighwellentheorie im homogenen Halbraum, bei verschiedenen Anregungsbedingungen.
4. Die Untersuchung von Rayleighwellen in Schichtmodellen mit horizontaler Lagerung bei verschiedenen Schichtmächtigkeiten.
5. Die Untersuchung von Rayleighwellen bei geneigter Lagerung.

Im Hinblick auf die noch nicht eindeutig geklärten Entstehungsbedingungen der Mikroseismik erfolgte in den geschichteten Modellen die Anregung der Rayleighwellen jeweils sowohl im Grundmaterial wie in der Deckschicht.

Mit diesen Aufgaben ist der Rahmen dieser Arbeit sehr weit gesteckt. Es wurde bewußt der Versuch unternommen, einmal umfassend experimentell nachzuprüfen, inwieweit in der Modellseismik unter den verschiedensten Bedingungen ähnliche Erscheinungen auftreten, wie sie in der Mikroseismik und in der Erdbebenseismik beobachtet werden, soweit es sich hier um Rayleighwellen handelt. Um die Verbindung zur stereoskopischen Vektorregistrierung in der Mikroseismik herzustellen, wurden von sämtlichen Modellseismogrammen dieser Arbeit die Hodographen gezeichnet. Hierbei tritt am augenfälligsten der Vorteil modellseismischer Arbeiten in Erscheinung; das Verfolgen der Partikelbewegungen nach der Tiefe ermöglicht häufig erst die Deutung der Erscheinungen an der freien Oberfläche.

Die Aufgabe dieser Arbeit läßt sich abschließend dahin zusammenfassen, daß durch die umfassende

Untersuchung der Rayleighwelle unter den verschiedensten Bedingungen eine Arbeitsgrundlage geschaffen werden sollte, von der aus später durch bestimmte Einzeluntersuchungen eine Klärung von Teilproblemen mit Hilfe numerischer Rechenverfahren erfolgen kann.

## 2. DAS MODELLSEISMISCHE UNTERSUCHUNGSVERFAHREN

### 2.0 Allgemeines zur Modellseismik

Untersuchungen über die Entstehung und Ausbreitung elastischer Wellen führen zur Integration von Differentialgleichungen, deren Lösungen nur in einfachgelagerten Fällen bezüglich der Anfangs- und Randbedingungen möglich sind. Mit Hilfe moderner Rechenanlagen lassen sich jedoch in vielen Fällen die Lösungen numerisch durchführen.

Mit den modellseismischen Untersuchungsmethoden wurde dagegen der experimentelle Weg gewählt, um seismologische Fragen zu klären. Es handelt sich dabei um ein Analogieverfahren; die Verhältnisse der Seismik lassen sich im Laboratorium durch Ultraschallimpulse nachahmen, die in Modellwerkstoffe eingestrahlt werden. Die Seismogramme werden gewöhnlich auf einem Kathodenstrahloszillographen sichtbar gemacht. Gegenüber den schlierenoptischen Verfahren hat diese Methode den Vorteil, echte Seismogramme zu liefern, die auch in bezug auf Amplitude und Phase auswertbar sind.

Die ersten modellseismischen Untersuchungen führten bereits 1927 die Japaner durch. Eine zunehmend große Bedeutung erlangte dieses Verfahren aber erst in den 50er Jahren, wozu vor allem die Arbeiten von OLIVER, PRESS, EWING (36) über die zweidimensionale Wellenausbreitung beitrugen. Eine ausführliche Beschreibung der Entwicklung der Modellseismik findet sich bei SCHICK (39).

Nach dem heutigen Stande hat das modellseismische Untersuchungsverfahren für die Klärung seismischer Probleme eine außerordentliche Bedeutung erlangt. Der erfolgversprechendste Weg scheint zukünftig in einer Kombination von modellseismischen Untersuchungen und numerischen Rechenverfahren zu liegen.

### 2.1 Die Theorie der zweidimensionalen Wellenausbreitung

Die modellseismischen Versuche der vorliegenden Arbeit wurden an Plexiglas- und Aluminiumplatten durchgeführt. Bei einer Plattendicke von 3 mm und Rayleighwellenlängen von 8 bis 15 cm konnten die Modellkörper als zweidimensional angesehen werden. Zweidimensionale Modelle bieten gegenüber dreidimensionalen erhebliche Vorteile, die in Kostenersparungen, leichter Anfertigung und leichter Handhabung liegen. Für viele Materialien ist es schon aus fertigungstechnischen Gründen sehr schwer möglich, dreidimensionale Modelle herzustellen. Weitere Vorteile liegen in der geringeren Amplitudenabnahme; bei Raumwellen beträgt der Faktor hierfür  $\frac{1}{\sqrt{r}}$  gegenüber  $\frac{1}{r}$  bei drei-

dimensionalen Modellen, was erheblich stärkere Amplituden am Beobachtungspunkt bedingt. Bei Rayleighwellen tritt überhaupt keine geometrisch bedingte Amplitudenabnahme auf.

Plattenförmige Modelle wurden erstmalig von OLIVER, PRESS und EWING (36) benutzt. Die theoretischen Ableitungen dieser Autoren seien im Nachfolgenden unter besonderer Berücksichtigung der Verhältnisse der Rayleighwelle kurz wiedergegeben.

Es wird eine Platte betrachtet mit den Abmessungen

$$\begin{aligned} -\infty &\leq x_1 \leq +\infty, \\ -\infty &\leq x_2 \leq +\infty, \\ -\frac{d}{2} &\leq x_3 \leq +\frac{d}{2}; \end{aligned} \quad d \text{ ist die Plattendicke.}$$

Von Biegeschwingungen soll abgesehen werden.

Seien  $u_1^*$ ,  $u_2^*$  die Verrückungen, so ergeben sich nach LOVE für die mittleren Verrückungen innerhalb der Platte:

$$u_1 = \frac{1}{d} \int_{-\frac{d}{2}}^{+\frac{d}{2}} u_1^* dx_3; \quad u_2 = \frac{1}{d} \int_{-\frac{d}{2}}^{+\frac{d}{2}} u_2^* dx_3.$$

Wegen der Spannungsfreiheit der Oberfläche ist:

$$P_{33} = P_{13} = P_{23} = 0,$$

so daß sich die Bewegungsgleichungen ergeben:

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} &= \frac{\partial P_{11}}{\partial x_1} + \frac{\partial P_{12}}{\partial x_2}; \\ \rho \frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2} &= \frac{\partial P_{12}}{\partial x_1} + \frac{\partial P_{22}}{\partial x_2}. \end{aligned}$$

Die Spannungsbeziehungen lauten:

$$\begin{aligned} P_{11} &= \frac{2\lambda\mu}{\lambda+2\mu} \left( \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} \right) + 2\mu \frac{\partial u_1}{\partial x_1}, \\ P_{22} &= \frac{2\lambda\mu}{\lambda+2\mu} \left( \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} \right) + 2\mu \frac{\partial u_2}{\partial x_2}, \\ P_{12} = P_{21} &= \mu \left( \frac{\partial u_2}{\partial x_1} + \frac{\partial u_1}{\partial x_2} \right); \end{aligned}$$

werden die Spannungsbeziehungen in die Bewegungsgleichungen eingesetzt, anschließend diese Gleichungen nach  $x_1$  und  $x_2$  differenziert und die so entstandenen Gleichungen addiert, so erhält man schließlich:

$$\varrho \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} = \frac{4\mu(\lambda + \mu)}{\lambda + 2\mu} \Delta \theta ; \quad \text{wobei}$$

$$\theta = \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} \quad \text{ist.}$$

Ein Vergleich mit der entsprechenden Beziehung für ein allseitig unbegrenztes Medium:

$$\varrho \frac{\partial^2 \theta^*}{\partial t^2} = (\lambda + 2\mu) \Delta \theta^*, \quad \text{ergibt, daß die Geschwindigkeit der zweidimensionalen Kompressions-$$

welle  $a = \sqrt{\frac{4\mu(\lambda + \mu)}{\varrho(\lambda + 2\mu)}}$  unterschiedlich ist gegenüber der dreidimensionalen Kompressionswelle

$$(v_p = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\varrho}})$$

In vorliegender Arbeit beziehen sich im Nachfolgenden sämtliche Angaben über Geschwindigkeiten von Kompressionswellen -soweit es sich um Modellwerkstoffe handelt- auf die zweidimensionale p-Welle.

Die gleichen Überlegungen auf Scherwellen angewandt ergeben, daß die Geschwindigkeit von Scherwellen in zwei- und dreidimensionalen Modellen gleich ist, also:  $b = v_s = \sqrt{\frac{\mu}{\varrho}}$ ;

Die abweichende Geschwindigkeit der zweidimensionalen Kompressionswelle bedingt in plattenförmigen Modellen eine abweichende POISSON-Konstante  $\sigma'$ . Diese Konstante läßt sich nach folgender Formel als Funktion von  $a$  und  $b$  ausdrücken:

$$\sigma' = \frac{\frac{1}{2} - \left(\frac{b}{a}\right)^2}{1 - \left(\frac{b}{a}\right)^2}$$

Ersetzt man in den o.a. Formeln der zwei- und dreidimensionalen Kompressionswellengeschwindigkeit  $\lambda$  durch  $a, b$  und  $v_p$ , so ergibt sich folgender Zusammenhang zwischen  $a$  und  $v_p$ :

$$v_p = \frac{2b^2}{\sqrt{4b^2 - a^2}} .$$

Für die in dieser Arbeit benutzten Aluminium- und Plexiglasplatten ergab sich  $\sigma'$  in einer Größe von rd. 0.25; das bedeutet also:

$$a = \sqrt{3} b ; \quad v_p = 2b .$$

Für die Phasengeschwindigkeit der freien Rayleighwelle (c) ergibt sich nach der Theorie der zweidimensionalen Wellenausbreitung folgendes:

Gegeben sei die Platte:

$$\begin{aligned} -\infty < x_1 < +\infty \\ 0 \leq x_2 < +\infty \\ \frac{d}{2} \leq x_3 \leq +\frac{d}{2} \end{aligned}$$

Die elastischen Potentiale  $\Phi$  und  $\Psi$  zur Beschreibung der Verrückungen bzw. der Deformationen:

$$u_1 = \frac{\partial \Phi}{\partial x_1} + \frac{\partial \Psi}{\partial x_2} , \quad u_2 = \frac{\partial \Phi}{\partial x_2} - \frac{\partial \Psi}{\partial x_1} ,$$

erfüllen die Wellengleichung:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = a^2 \Delta \Phi, \quad \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = b^2 \Delta \Psi;$$

Lösungen in Form ebener Wellen:

$$\Phi = A(x_2) e^{i\omega(t - \frac{x_1}{c})}; \quad \Psi = B(x_2) e^{i\omega(t - \frac{x_1}{c})}$$

ergeben in die Wellengleichung eingesetzt:

$$A(x_2) = A e^{-r x_2}; \quad B(x_2) = B e^{-s x_2}.$$

Hierbei ist:

$$r^2 = f^2 - h^2; \quad s^2 = f^2 - k^2$$

$$f^2 = \frac{\omega^2}{c^2},$$

$$h^2 = \frac{\omega^2}{a^2}$$

$$k^2 = \frac{\omega^2}{b^2};$$

mit Hilfe der Randbedingungen:

$$\text{für } x_2 = 0 : P_{12} = P_{22} = 0$$

erhält man:

$$A \left( \frac{2b^2}{c^2} - 1 \right) - 2i B \frac{b}{c} \sqrt{\frac{b^2}{c^2} - 1} = 0$$

$$2i A \frac{1}{c} \sqrt{\frac{1}{c^2} - \frac{1}{a^2}} + B \frac{1}{b^2} \left( 2 \frac{b^2}{c^2} - 1 \right) = 0$$

Durch Elimination von **A** und **B** erhält man aus den beiden letzten Gleichungen die Phasengeschwindigkeit der Rayleighwelle:

$$\left( 2 - \frac{c^2}{b^2} \right)^2 = 4 \sqrt{1 - \frac{c^2}{a^2}} \sqrt{1 - \frac{c^2}{b^2}}.$$

Diese Gleichung ist mit der von RAYLEIGH angegebenen Formel identisch (vgl. Kap. 5.3). Es muß jedoch auch hier die Kompressionswellengeschwindigkeit für die zweidimensionale Wellenausbreitung benutzt werden.

Es läßt sich abschließend feststellen, daß bei zweidimensionalen Modellversuchen bei allen Beziehungen, in welche die Geschwindigkeit für p-Wellen eingeht, diejenige für zweidimensionale Kompressionswellen einzusetzen ist. Unter dieser Voraussetzung lassen sich die Probleme der dreidimensionalen Wellenausbreitung auf zweidimensionale Modelle übertragen.

## 2.2 Die Analogiebedingungen

Im Nachfolgenden sind die Analogiebedingungen zusammengestellt, um eine Verbindung zwischen den Modellwerkstoffen und den Gesteinen herzustellen; es wurde hierbei von den Analogien abgesehen, die für die Aufgabenstellung von unwesentlichem Interesse waren, also z.B. vom Absorptionsverhalten der Materie. Die Indices M, N sowie 1 und 2 sollen sich auf die Verhältnisse der Mo-dellwerkstoffe und der natürlichen Gesteine sowie auf die Deckschicht (1) und auf das Grundmaterial (2) bei den Schichtmodellen beziehen.

1. Die POISSON'schen Konstanten müssen gleich sein, also  $-\sigma'_M = \sigma'_N$ , bei sämtlichen Untersuchungen im homogenen Halbraum, d.h. also auch, bei Betrachtungen der freien Rayleighwelle.
2. In geschichteten Modellen muß bei Untersuchungen von Oberflächenwellen und Kopfwellen sowie bei Dispersionsuntersuchungen und ähnlichen Problemen folgende Bedingung erfüllt sein:

$$\frac{H}{L} \Big|_M = \frac{H}{L} \Big|_N ; \quad \text{hierbei bedeuten } L \text{ die Wellenlängen und } H \text{ die geometrischen Abmessungen, z.B. die Schichtmächtigkeiten.}$$

3. Außerdem müssen bei Schichtmodellen folgende Zusatzbedingungen erfüllt sein:

$$\frac{a_1}{a_2} \Big|_M = \frac{v_{p1}}{v_{p2}} \Big|_N ; \quad \frac{\sigma'_1}{\sigma'_2} \Big|_M = \frac{\sigma_1}{\sigma_2} \Big|_N ; \quad \frac{\varrho_1}{\varrho_2} \Big|_M = \frac{\varrho_1}{\varrho_2} \Big|_N ;$$

hierbei ist  $\varrho$  die Dichte.

Es sei noch einmal darauf hingewiesen, daß  $a \Big|_M \equiv a$  die Kompressionswellengeschwindigkeit bei zweidimensionaler Wellenausbreitung ist.

Am einfachsten läßt sich die 1. Analogiebedingung erfüllen. Da für sehr viele Gesteine annähernd  $\sigma = 0.25$  ist und da ferner die meisten theoretischen Betrachtungen von Oberflächenwellen unter diesen vereinfachenden Voraussetzungen durchgeführt werden, ist es zweckmäßig, entsprechende Modellwerkstoffe zu benutzen. Plexiglas und Aluminium erfüllen diese Bedingung aber gerade im zweidimensionalen Modellfall.

Sehr viel schwieriger sind die Bedingungen für Schichtmodelle zu erfüllen. Verhältnisgleichheit der POISSON-Konstanten und der Kompressionswellengeschwindigkeiten bedingt Verhältnisgleichheit der Scherwellengeschwindigkeiten. Die noch hinzukommende Bedingung gleicher Dichteverhältnisse erfordert auch gleiche Verhältnisse der Schubmodul. Das läßt sich außerordentlich schwer erfüllen.

In Tabelle 1 sind die Materialeigenschaften von Plexiglas und Aluminium sowie die Eigenschaften der analogen Gesteine zusammengestellt. Da die Gesteinseigenschaften in weiten Grenzen schwanken, können diese Werte nur als Anhaltspunkte dienen; sie wurden Arbeiten LEE's (31) entnommen, der sich seinerseits auf GUTENBERG und JEFFRYS bezieht.

Ein Vergleich der Tabellenwerte zeigt, daß Aluminium für Granit einen nahezu idealen Modellwerkstoff darstellt. Plexiglas liegt mit den Wellengeschwindigkeiten zwischen Sandstein und Mergel. Die Dichte ist jedoch bei Plexiglas im Vergleich zu Sandstein sehr viel geringer; wenn trotzdem die Scherwellengeschwindigkeit annähernd die gleiche ist, so liegt das daran, daß im selben Verhältnis auch der Schubmodul niedriger ist. Die unter 3. geforderte Gleichheit der Verhältnisse von  $\mu$  und  $\varrho$  ist für Schichtmodelle jedoch nicht mehr erfüllt. Das spielt eine Rolle bei der in Kap. 6 durchgeführten experimentellen Nachprüfung der Theorie von LEE.

Tabelle 1

	Kompressions- wellengeschwin- digkeit $v_p, a$ [m/sec]	Scherwellen- geschwindig- keit $b$ [m/sec]	Schubmodul $\mu$ [dyn/cm <sup>2</sup> ] $\times 10^{-10}$	POISSON- Konstante $\sigma, \sigma'$	Dichte $\rho$ [g/cm <sup>3</sup> ]
Granit	$v_p = 5500$	3100	26.7	$\sigma = 0.25$	2.65
Aluminium (halbhart)	$a = 5560$	3150	27.6	$\sigma' = 0.26$	2.77
Sandstein	$v_p = 2500$	1400	4.5	$\sigma = 0.25$	2.2
Plexiglas	$a = 2370$	1360	2.2	$\sigma' = 0.25$	1.22
Mergel (glazial)	$v_p = 1750$	1200	2	$\sigma = 0.25$	1.9

Vergleicht man die Dichten von

Granit : Kalkstein : Sandstein : Mergel (nach JEFFREYS, GUTENBERG), so ergibt sich:

$$2.65 : 2.5 : 2.2 : 1.9;$$

diese geringen Dichteunterschiede sprechen für Metallegierungen als Werkstoffe. Vergleicht man dagegen die Wellengeschwindigkeiten, z.B. für Kompressionswellen, so ergeben sich in der obigen Reihenfolge:

$$5.5 : 3 : 2.5 : 1.75.$$

Da die Geschwindigkeitsunterschiede in Metallen jedoch sehr viel geringer sind, erschien die Kombination Kunststoff-Metall am zweckmäßigsten. In manchen Fällen wird jedoch eine ausschließliche Kombination von Kunststoffen besser sein.



# BLOCKSCHALTBIKD DER MODELLSEISMISCHEN APPARATUR

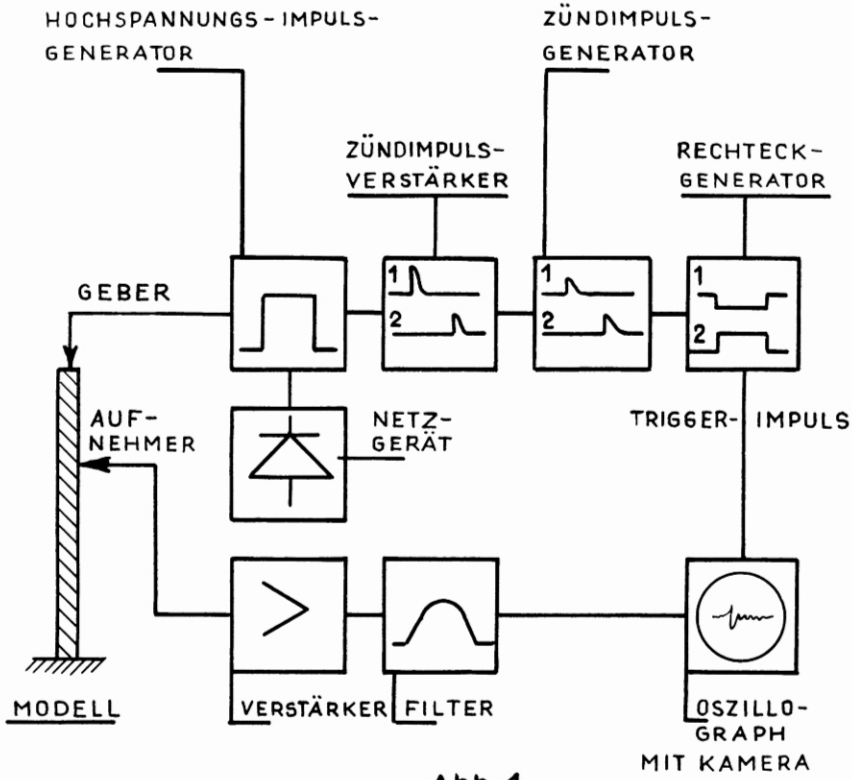


Abb. 1

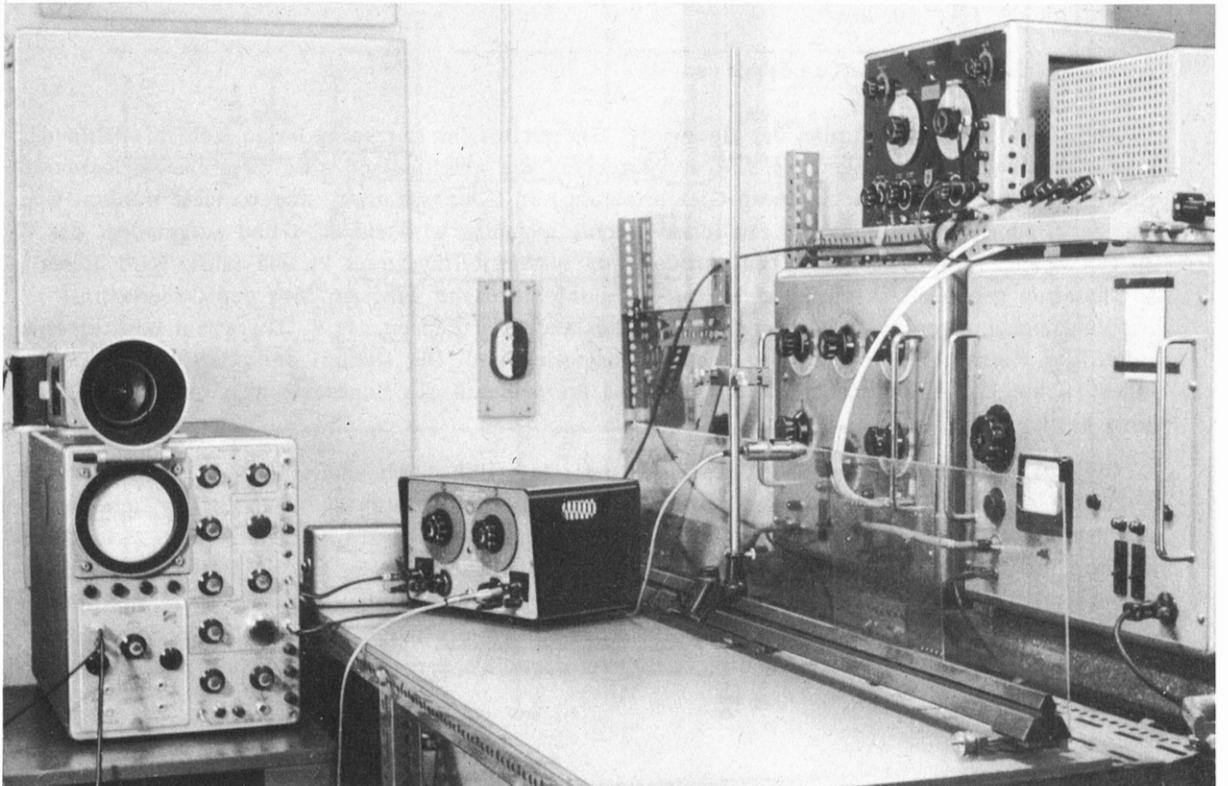


Abbildung der modellseismischen Anlage

Abb. 2

### 3. DER INSTRUMENTELLE AUFBAU UND DIE WIRKUNGSWEISE DER ULTRASCHALLMESSAPPARATUR

#### 3.1 Das Blockschaltbild und die Wirkungsweise der Apparatur

Abb. 1 zeigt das Blockschaltbild der Ultraschallapparatur. Ein Netzgerät erzeugt eine Gleichspannung, die mit Hilfe eines Regeltrafos kontinuierlich bis 3.75 kV geregelt werden kann. Mit dieser Hochspannung wird ein Hochspannungsimpulsgenerator gespeist, der seinerseits Rechteckimpulse einem piezoelektrischen Schwinger aus Bariumtitanat -im Nachfolgenden kurz Geber genannt- zuführt. Die Impulsfolgefrequenz, die Impulsbreite und die Impulsamplitude lassen sich dabei unabhängig voneinander variieren. Der Hochspannungsimpulsgenerator wird gesteuert von einem Rechteckgenerator, dessen Impulse in einem Zündimpulsgenerator umgeformt werden, und die im nachfolgenden Impulsverstärker eine Leistungsverstärkung erfahren.

Die Ultraschallimpulse werden auf den Modellplatten durch das Aufnehmersystem -im Nachfolgenden kurz Aufnehmer genannt- registriert und über einen Verstärker sowie über ein nachfolgendes Filter auf einem Kathodenstrahloszillographen sichtbar gemacht. Der Oszillograph erhält vom Rechteckgenerator Triggerimpulse, um ein feststehendes Bild erzeugen zu können. Die Seismogramme auf dem Oszillographen werden durch eine Polaroidkamera fotografiert.

Es hätte nahegelegen, als Ultraschallgenerator eines der gewerblichen Ultraschallgeräte zu benutzen, wie sie z.B. in der Materialprüfung verwandt werden. Wegen der besonderen Belange der Modellseismik mußte hiervon Abstand genommen werden. Diese Geräte arbeiten durchweg mit Schwingkreisen, die den Geber in der Eigenresonanz anstoßen, was energetisch erhebliche Vorteile bringt. Die modellseismischen Versuche machten aber möglichst stark gedämpfte Impulse erforderlich, um den Verhältnissen der Seismik nahezukommen und um die Deutung der Seismogramme zu erleichtern. Außerdem war eine Variation der Impulsdauer und der Impulsbreite erforderlich. Das führte zum Selbstbau der Impulsgeräte. Abb. 2 zeigt die gesamte modellseismische Anlage.

#### 3.20 Die Geräte der Geberseite

Abb. 3 zeigt den Schaltplan der Geräte der Geberseite. Im Netzgerät lassen sich mit Hilfe des Regeltrafos Wechselspannungen bis 3.75 kV erzeugen, die anschließend über zwei Quecksilberdampfgleichrichterröhren (2 Phasenhalbweg-Gleichrichtung) in Gleichspannung umgewandelt werden. Über ein Siebglied zur Beseitigung der restlichen Wechselspannung wird ein RC-Glied aufgeladen, das im Hochspannungsimpulsgenerator zur Anode eines Wasserstoffthyratrons PL 345 führt. Wird dieses 1. Thyatron gezündet, so entlädt sich der Kondensator zunächst langsam über den Geberkristall und den hochohmigen, parallelgeschalteten Widerstand. Das Zünden des 2. Thyratrons bewirkt einen erdseitigen Kurzschluß, wodurch der Geber spannungslos wird. Der Kristall erhält also einen angenähert rechteckigen Hochspannungsimpuls, dessen Breite durch die Zündzeitpunkte der beiden Thyratrone bestimmt ist.

Die Zeitkonstante des anodenseitigen RC-Gliedes läßt sich durch unterschiedliche Kondensatoren verändern, um die Impulsfolgefrequenz und die Impulsbreite variieren zu können. Die Zündsteuerung der Thyratrone erfolgt durch den PHILLIPS-Rechteckgenerator GM 2314. Dieser gibt an zwei getrennten Ausgängen Rechteckimpulse entgegengesetzter Polarität von 0.75  $\mu$ sec Breite an aufwärts mit einer Folgefrequenz von 16 Hz bis 200 kHz ab. Die Rechteckimpulse haben eine Amplitude von 2 - 8 V und werden am Eingang des Zündimpulsgenerators durch ein CR-Glied differenziert. Die abfallenden Flanken dieser Impulse erscheinen dabei als negative Nadelimpulse, die nun ihrer-

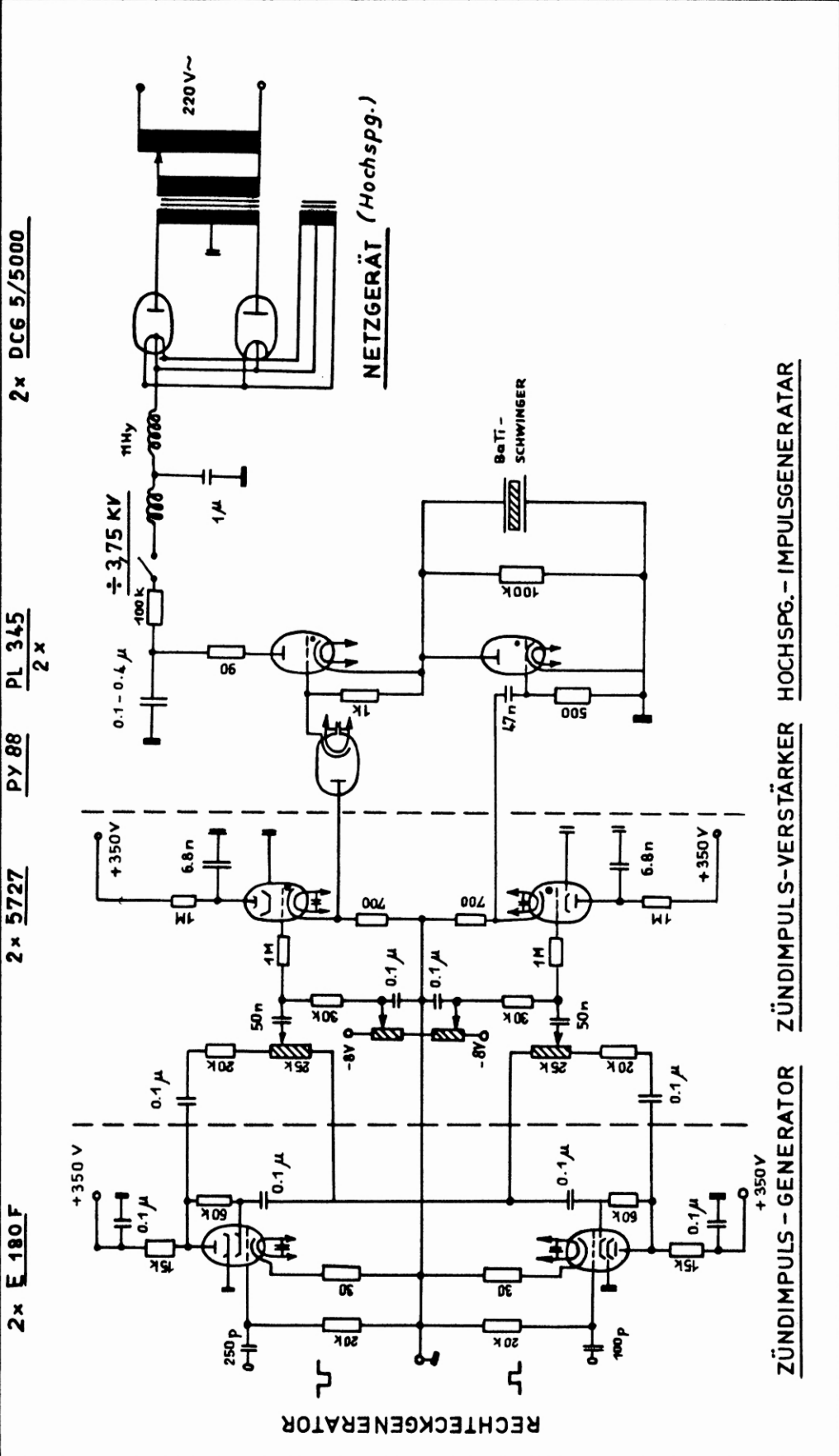


Abb. 3

SCHALTPLAN DER IMPULSGENERATOREN UND DES HOCHSPANNUNGSNETZTEILS.

seits die Pentoden E 180 F kurzfristig sperren. Diese Verstärkerröhren arbeiten asymmetrisch; sie unterdrücken praktisch die von den ansteigenden Flanken der Rechteckimpulse stammenden positiven Nadelimpulse. Anodenseitig erscheinen die negativen Nadelimpulse als positive Impulse von 220 V.

Die Wasserstoffthyratrone PL 345 benötigen nach den Röhrendaten Zündimpulse von mindestens + 175 V; die notwendigen Impulsbreiten hängen von der Höhe der Zündimpulse ab. Um eine sichere Zündung zu gewährleisten, erfahren die Impulse der E 180 F in dem Impulsverstärker eine Leistungsverstärkung, die mit den gasgefüllten Tetroden 5727 durchgeführt wird. Die Verstärkung erfolgt ähnlich wie im Hochspannungsimpulsgenerator durch die Entladung der anodenseitigen RC-Glieder, wobei die von den E 180 F stammenden positiven Impulse die Tetroden zünden. Eine negative Gittervorspannung sperrt diese Röhren während der Betriebspausen.

Es erwies sich als notwendig, die Zünd- und Gittervorspannungen der gasgefüllten Tetroden wegen der nicht zu vermeidenden Rückwirkung recht genau der zu steuernden Hochspannung anzupassen. Das läßt sich durch die in Abb. 3 schraffiert eingezeichneten Potentiometer erreichen.

In Abb. 1 sind die Impulse schematisch eingezeichnet. Die Zündimpulse werden den Gittern der Wasserstoff-Thyratrone PL 345 zugeleitet, wobei dem hochspannungsseitigen Thyatron eine Gleichrichterröhre PY 88 vorgeschaltet ist, um ein Rückschlagen der Hochspannung zu vermeiden.

Die Impulsdauer der Rechteckimpulse bestimmt die Dauer des Hochspannungsimpulses. Zur Erzeugung langperiodischer Rayleighwellen erwies sich im Hinblick auf den benutzten Geber eine Impulsbreite von 22  $\mu$ sec als sehr geeignet. Die Impulsfolgefrequenz spielt insofern eine Rolle, als das Oszillogramm für die Fotografie gut ausgeleuchtet sein muß; andererseits muß jeder Impuls vor Beginn des nächsten im Modell völlig abgeklungen sein. Als günstig erwies sich eine Folgefrequenz von 50 - 80 Hz.

### 3.21 Abschließende Betrachtung zum Ultraschall-Impulsgenerator

Der Impulsgenerator arbeitet in der vorliegenden Bauform sehr zufriedenstellend. Die Nachteile dieser Thyratronschaltung sowie die Schwierigkeiten beim Bau der Anlage sollen jedoch nicht verschwiegen werden.

Thyratrone -oder Stromtore- haben den Vorteil eines vernachlässigbar kleinen Innenwiderstandes im gezündeten Zustand, wobei sie wegen der Ionenleitung außerordentlich hohe Ströme aufnehmen können; das bedeutet, sie stellen praktisch einen Kurzschluß her. Für die benutzten Wasserstoff-Thyratrone PL 345 sind Überlastungsstromstöße von 35 A zulässig. Hierdurch wird unter Berücksichtigung der Ionisierungszeit die Anstiegssteilheit der Impulsflanken bestimmt.

Die Anstiegszeit liegt etwa bei 1 - 2  $\mu$ sec. Nach KOPPELMANN und HENNEMANN (28, 25) folgt bei aperiodischer Dämpfung die Amplitude des piezokeramischen Dickenschwingers in erster Näherung dem Verlauf des elektrischen Anregeimpulses (Kap. 3.4). In vielen Fällen, z.B. bei Dispersionsuntersuchungen, ist jedoch ein mehr glockenförmiger Impuls anzustreben, da eine größere Anstiegssteilheit ein breiteres Frequenzspektrum bedingt.

Schaltungstechnisch liegen die Hauptnachteile der Gasentladungsröhren in folgendem:

Im Gegensatz zu Vakuumröhren läßt sich durch die Gitterspannung nur das Zünden einleiten. Im gezündeten Zustande selbst lassen sich die Thyratrone durch Gitterspannungen nicht mehr beeinflussen, also auch nicht mehr löschen. Es fließt solange ein Ionenstrom, bis die minimale Brennspannung -bei der PL 345 - 800 V- unterschritten ist, was von der Entladung des anodenseitigen Kondensators abhängt. Diese Eigenschaft der Gasentladungsröhren macht zur Erzeugung von annähernd rechteckigen Hochspannungsimpulsen eine Schaltung mit zwei Röhren erforderlich, wobei das

zweite Thyatron nur die Aufgabe hat, die sonst über den Geber und den Ableitwiderstand exponentiell verlaufende Entladung durch erdseitigen Kurzschluß in einen steilen Spannungsabfall umzuwandeln.

Durch den steilen Stromanstieg entstehen große Kraftflußänderungen, die von dem ersten Thyatron hervorgerufen auf das Gitter des zweiten Thyatrons einwirken können. Das zweite Thyatron kann dadurch vom ersten Thyatron mitgezündet werden; es entstehen unabhängig von der Impulsbreite nur Nadelimpulse. Das wirksamste Gegenmittel ist die Verringerung der Impedanz des Gitterkreises, also die Verringerung der Gitterableitwiderstände der Thyatrone; diese können jedoch im Hinblick auf die geforderte Zündung nicht beliebig klein gemacht werden.

Besondere Sorgfalt erforderte das Erdungsproblem. Die Hochspannungsimpulse machten sich durch eine kurzfristige Anhebung des Erdpotentials bemerkbar und zeigten Rückwirkungen auf die Ausgangsspannungen des Rechteckgenerators und des Impulsverstärkers. Abhilfe ließ sich durch zwei getrennte Erden und durch die negative Gittervorspannung der gasgefüllten Tetroden des Impulsverstärkers schaffen. Die Vorspannung läßt sich jedoch nicht beliebig erhöhen; sie ist begrenzt durch die zulässige negative Spannung am Gitter bei gezündeter Röhre ( $U_g \text{ arc} = -10 \text{ V}$ ); andernfalls arbeitet bereits nach kurzer Betriebszeit das Gitter als Kathode.

Eine Impulsgeneratorschaltung mit Vakuumröhren ist in mancher Hinsicht eleganter, schon wegen der nahezu trägheitslosen Steuerung mit Gitterspannungen. Ursprünglich war auch geplant, mit einer Hochleistungssenderöhre zu arbeiten. Das hätte jedoch im Hinblick auf die Hochspannungsimpulse recht hohe Gitterspannungen erfordert.

Es ist abschließend noch darauf hinzuweisen, daß im Gehäuse des Impulsgenerators die Hochspannung auch wahlweise einer Funkenstrecke mit Gebläse -also einem Löschfunkensender- zur Impulserzeugung zugeführt werden kann. Außerdem läßt sich die Form der Ausgangsimpulse verändern durch die Möglichkeit, Widerstände und Schwingkreise dem Geber parallel zu schalten. Bei den experimentellen Untersuchungen dieser Arbeit wurden jedoch nur Rechteckimpulse benutzt.

### 3.3 Der Geber

Der piezoelektrische Geber bestand aus Bariumtitanat und arbeitete als Dickenschwinger. Sein Durchmesser betrug 10 mm und seine Dicke 1.5 mm. Bei einer Eigenfrequenz von 1.5 MHz wurde er mit Rechteckimpulsen von  $22 \mu\text{sec}$  (rd. 22 kHz) weit unterhalb der Resonanzfrequenz angeregt.

Im Hinblick auf den in Kap. 3.5 beschriebenen piezoelektrischen Aufnehmer soll das statische Verhalten eines Dickenschwingers, der sich in einem elektrischen Feld befindet, nur kurz gestreift werden. Eine ausführliche Behandlung unter besonderer Berücksichtigung der modellseismischen Probleme findet sich bei HENNEMANN (25).

Da die meisten piezoelektrischen Stoffe anisotrop sind, führt eine exakte mathematische Beschreibung zu komplizierten Gleichungssystemen, die sich jedoch durch Symmetrieeigenschaften der Kristallsysteme sowie durch Vernachlässigung vereinfachen lassen. Allgemein gilt für das elastische Verhalten eines Stoffes:

$$T_{ij} = c_{ijkl} \cdot S_{kl} ;$$

$T$  = elastische Spannung

$c$  = Elastizitätsmodul

$S$  = elastische Deformation

Die elektromechanischen Verkopplungskonstanten (e, d) stellen die Beziehungen der piezoelektrischen Eigenschaft zum Elastizitätsmodul her:

$$d_{klm} = \frac{e_{ijm}}{c_{ijkl}};$$

e = piezoelektrische Konstante

d = piezoelektrischer Modul

Für die Deformation ( $\epsilon$ ) eines piezoelektrischen Schwingers, der sich in einem elektrischen Feld befindet, ergibt sich:

$\epsilon_{kl} = d_{klm} \cdot E_m$ , wobei E der elektrische Feldvektor ist. Für die Längenänderung  $\delta$  eines Dicken-  
schwingers der Dicke d in  $x_1$ -Richtung ergibt sich somit:

$$\delta_{x_1} = d_{111} \cdot E_1 \cdot d = d_{111} \cdot U$$

Das Verhalten piezoelektrischer Schwinger in bezug auf ihre Dämpfung wurde u.a. von KOPPELMANN, SCHICK, HENNEMANN (28, 39, 25) ausführlich beschrieben. Diese Überlegungen sind für die im Modell erzeugte Impulsform wichtig, um ein Ausschwingen des Gebers im Hinblick auf ungestörte Seismogramme zu vermeiden.

Bei aperiodischer Dämpfung folgt die Amplitude des Schwingers in erster Näherung dem elektrischen Anregeimpuls; die Impulsform wird jedoch durch den piezoelektrischen Wandler etwas abgerundet, ein Effekt, der in den "Anpassungsschaltungen" mit Hilfe von L-, R- und C-Gliedern noch erhöht werden kann (KOPPELMANN). Eine aperiodische Dämpfung läßt sich durch die geeignete Ankopplung an das Modellmedium und vor allem durch einen Dämpfungskörper gleicher Schallimpedanz wie Bariumtitanat, z.B. Messing, erreichen, da dann der Durchlaßgrad 100% wird (25).

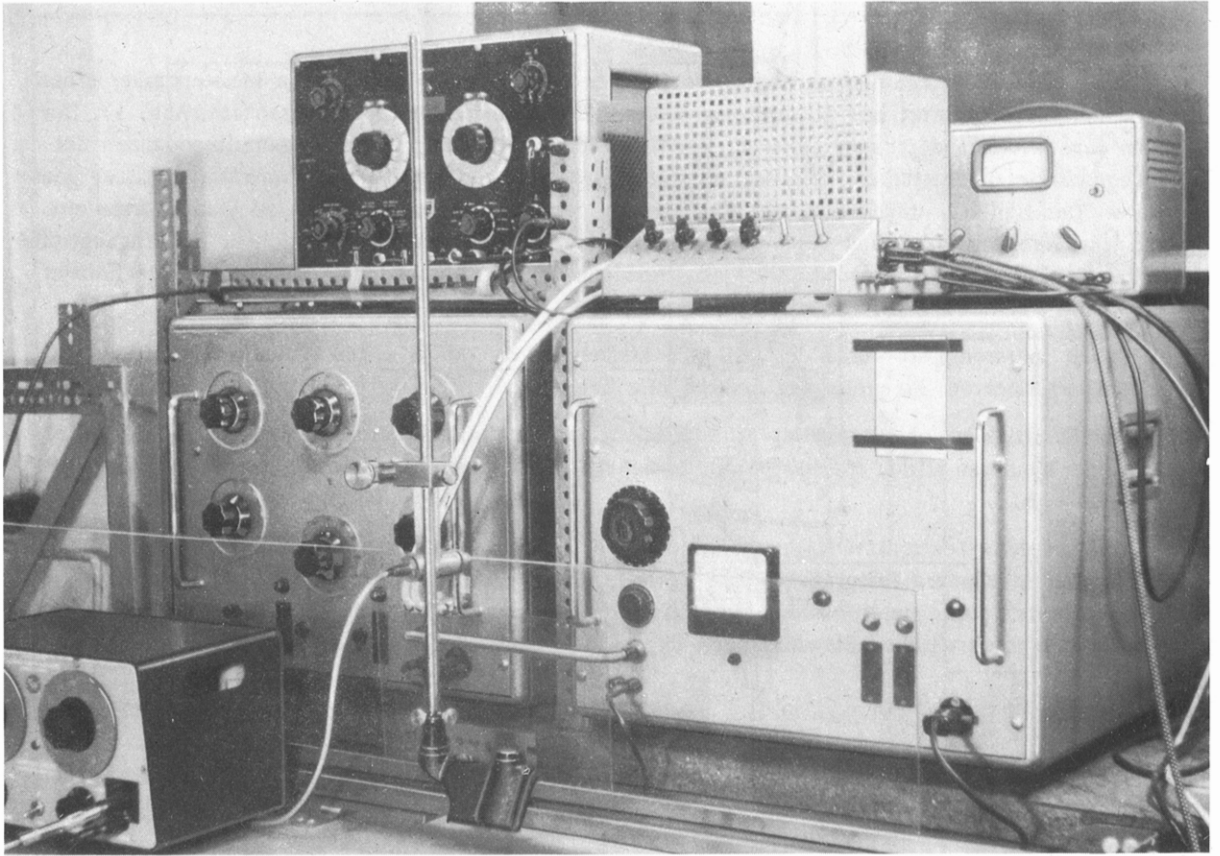
Es wurden mehrere Versuche mit Messingstangen durchgeführt, die so lang sein mußten, daß die Reflexionen am freien Stangenende die Seismogramme nicht mehr störten. Bei anderen Versuchen wurde der piezoelektrische Schwinger mit Araldit auf einen kurzen Dämpfungskörper gekittet, der aus Kautschuk bestand, dessen Schallimpedanz durch eine Füllmasse aus Bleiabrieb erhöht worden war. +)

Alle diese Versuche konnten jedoch nicht überzeugen; wesentlich wichtiger für eine saubere Impulsform scheint zu sein, daß der Schwinger unverkantet auf dem Modell aufliegt. Da die Modelle nur 3 mm dick sind, tritt das letztere sehr häufig auf, selbst wenn für die schwere Dämpfungsstange geeignete Abfang- und Haltevorrichtungen geschaffen werden. Für die Energieabstrahlung in das Modell genügte völlig das Eigengewicht des Schwingers, wobei die Ankopplung entscheidend war.

Bei den Versuchen ließ sich der Schwinger ausreichend durch einen Knetgummipilz dämpfen. Die Ankopplung erfolgte durch sehr zähes Okularfett.

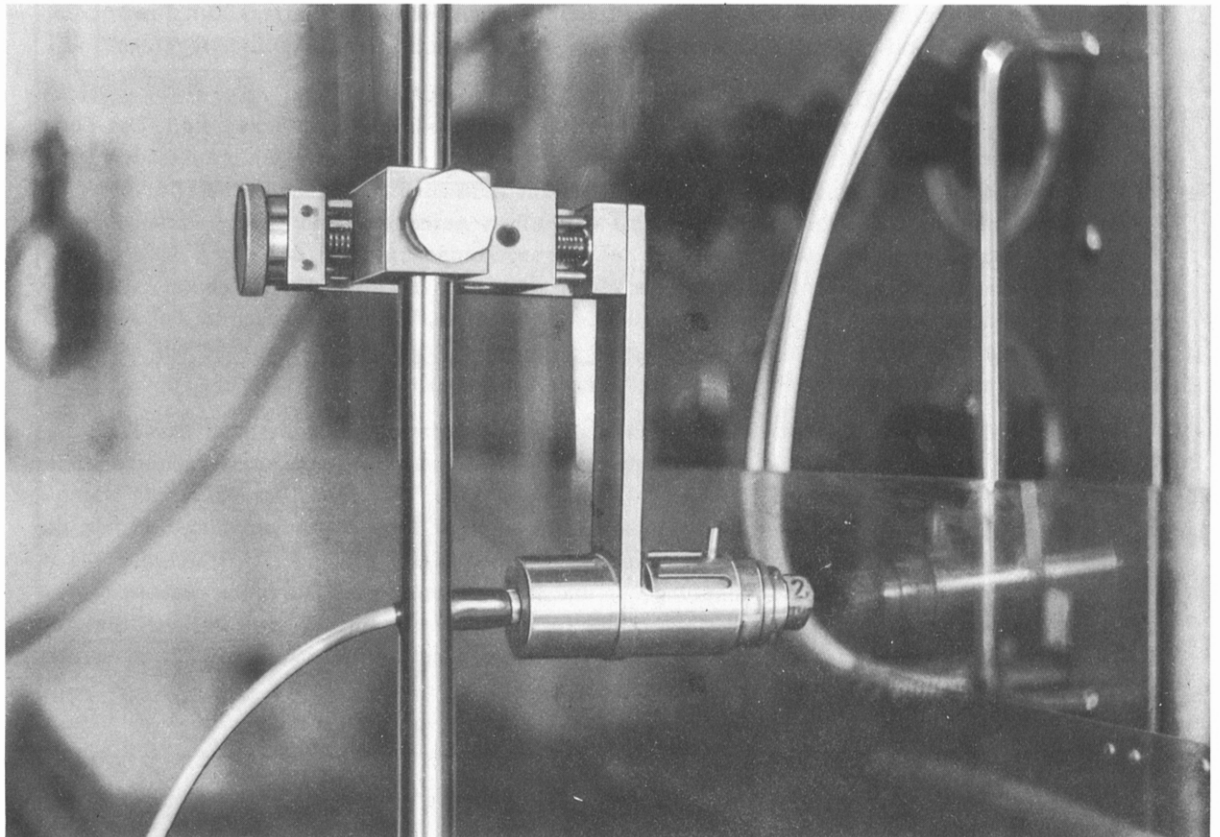
---

+ ) Der Dämpfungskörper wurde freundlicherweise von der Firma KRAUTKRÄMER, Köln, zur Verfügung gestellt.



Registrier Vorrichtung

Abb. 4



Aufnahmervorrichtung

Abb. 5

### 3.4 Die Geräte der Aufnehmerseite

Die von dem Aufnehmer im Modell registrierte Spannung wird über einen Meßverstärker einem Bandpaßfilter zugeleitet und gelangt von dort auf den Kathodenstrahloszillographen (Abb. 1). Der hohe Innenwiderstand piezokeramischer Registrierelemente verlangt hohe Eingangsimpedanzen der nachgeschalteten Verstärker. Ursprünglich wurde mit einem selbstgebauten Transistorverstärker gearbeitet. Der Nachteil transistorisierter Verstärker - nämlich der im Vergleich zu Röhrenverstärkern geringere Eingangswiderstand - läßt sich durch geeignete Schaltungen ausgleichen; als Eingangsstufe bewährte sich eine Kollektorschaltung als Impedanzwandler, während drei nachgeschaltete Emitterstufen die Verstärkung durchführten.

In der späteren Zeit wurde der PHILLIPS-Meßverstärker GM 4574 für 100fache Verstärkung bei angenähert linearem Frequenzgang bis 150 kHz benutzt.

Die Beseitigung des Hörschalles erforderte ein nachgeschaltetes Bandpaßfilter, da die Modellplatte wie eine Membran wirkt. Hierbei bewährte sich ausgezeichnet das Filter der Firma KROHN-HITE, Typ 310 - AB.

Die auf dem Tektronix-Oszillographen 545 S 6 sichtbar gemachten Seismogramme wurden mit einer Polaroid-Kamera fotografiert. Die Vorteile dieses Aufnahmeverfahrens liegen in der Möglichkeit, mehrere Spuren untereinander fotografieren zu können sowie in der einfach und sofort durchzuführenden fotografischen Entwicklung.

### 3.5 Das Aufnehmersystem

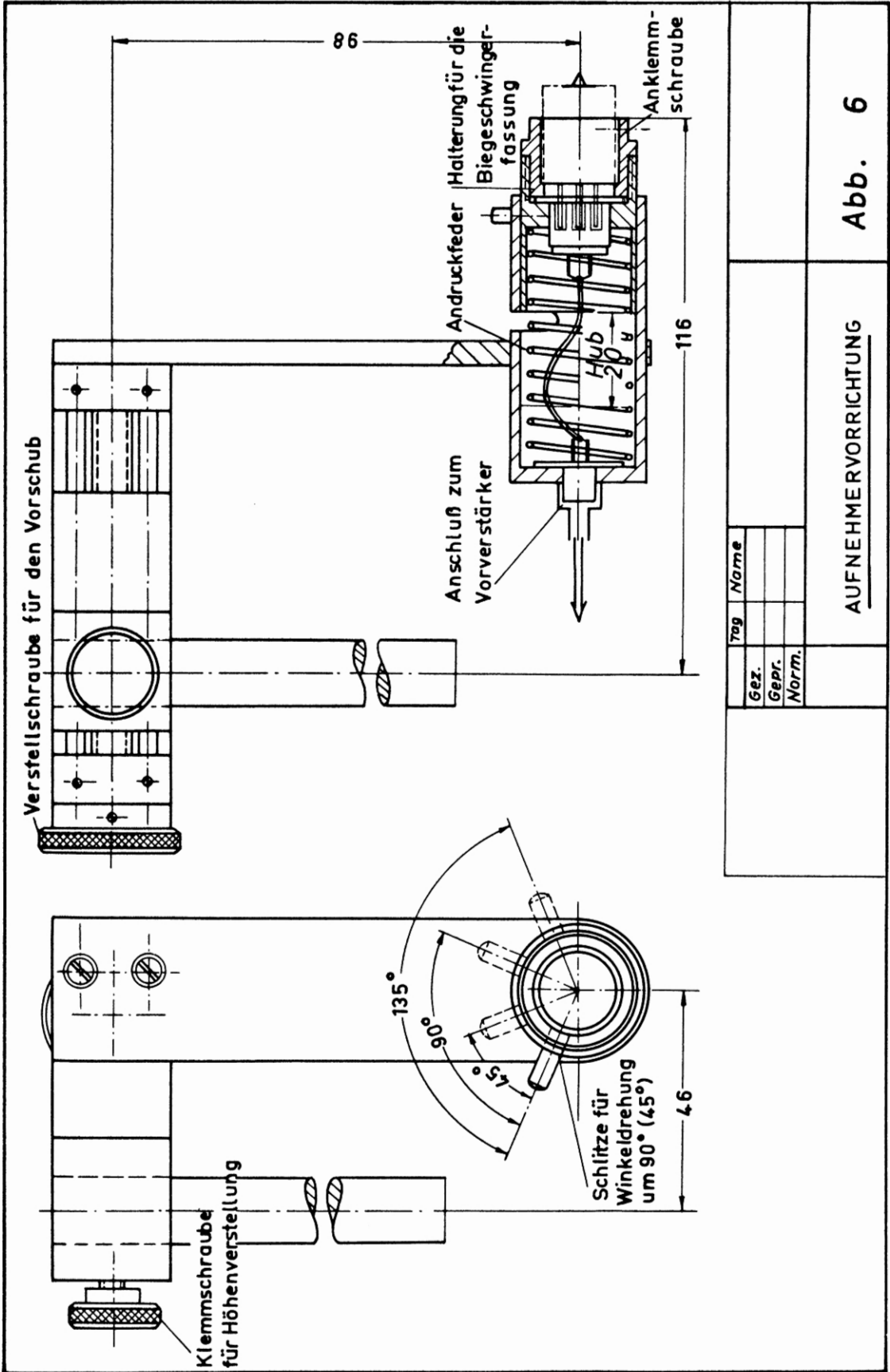
#### 3.50 Der Aufbau und die Wirkungsweise des Aufnehmersystems

Die Komponentenregistrierung wurde mit Biegeschwingern aus Bleizirkoniumtitanat (Fa BRUSH) durchgeführt. Der 20 mm lange Schwinger war zu diesem Zweck etwa zur Hälfte mit Araldit in einem Preh-Stecker eingegossen; der darüber befindliche Raum wurde von einer Dämpfungsmasse ausgefüllt (Abb. 7). Auf der Stirnfläche des Biegers war mit Araldit ein Saphir aufgeklebt.

Dieser Aufnehmer wurde in eine Haltevorrichtung (Aufnehmvorrichtung, Abb. 4, 5) gesteckt, so daß sich der Schwinger mit dem Saphir senkrecht an die Modellplatte drücken ließ. Der Federdruck wurde mit einem Mikrometertrieb so lange erhöht, bis die registrierten Amplituden konstant blieben. Da Biegeschwinger in allererster Linie auf Bewegungskomponenten parallel zur Polarisationsrichtung ansprechen, ließen sich mit demselben Aufnehmer durch eine Drehung um 90° sowohl die senkrechten wie die waagerechten Schwingungskomponenten in der Platte aufnehmen. Ein in einer Nut gleitender Zapfen garantierte einen stets gleichbleibenden Drehwinkel, wobei der Federdruck nach der Drehung stets in gleicher Größe erhalten blieb. Die gesamte Aufnehmvorrichtung ließ sich auf einer zur Modellplatte parallel liegenden Meßschiene und auf einer senkrechten Meßstange horizontal und vertikal verschieben (Abb. 6).

Die Entwicklung dieses Komponentenaufnehmers mit der Abtastmöglichkeit nach der Tiefe bedeutete für die weitere Technik der Modellseismik einen wesentlichen Fortschritt. Die anfangs in der Modellseismik als Aufnehmer benutzten Dickenschwinger auf den Modellschmalkanten waren recht nachteilig wegen ihrer starken Abhängigkeit vom Andruck, von der Ankopplung und von der Oberflächenbeschaffenheit des Modells. Des weiteren nehmen diese Schwinger in starkem Maße auch Druckkomponenten in radialer Richtung auf und können leicht verkanten. Sie werden ferner leicht zu Resonanzen angestoßen, eine Gefahr, die für den Geber natürlich auch besteht, die sich aber dort durch geeignete Wahl des Anregeimpulses entsprechend der Übertragungsfunktion vermeiden läßt.





Gez.	Tag	Name
Gepr.		
Norm.		

AUFNEHMERVORRICHTUNG

Abb. 6

Einen erheblichen Vorteil in der Aufnahmetechnik brachte daher die Entwicklung des kapazitiven Aufnehmers durch R. SCHICK (39); dieser Aufnehmer wird noch im Kap. 3.52 beschrieben, weil mit ihm die Eichung des Biegeschwingersystems durchgeführt wurde. Die Reproduzierbarkeit des An- druckes war auf elektronischem Wege gewährleistet. Der Nachteil dieses Registriersystems -nur die senkrechte Verschiebungskomponente auf der Modelloberkante registrieren zu können-, wurde durch die Weiterentwicklung von ANSORGE (9) zum Teil aufgehoben, und zwar in der Weise, daß wohl eine Tiefenabtastung ermöglicht wurde, jedoch nur für Kompressionswellen.

Es muß abschließend noch darauf hingewiesen werden, daß bei der modellseismischen Registrier- methode mit Biegeschwingern ein grundsätzlicher Unterschied zur Seismographentechnik besteht. Beim Seismographen muß die träge Masse in bezug auf die Bodenbewegungen angenähert in Ruhe bleiben. Der zu registrierende Frequenzbereich liegt entsprechend der Schwingungsgleichung oberhalb der Eigen- frequenz. Demgegenüber sind in der Modellseismik von vornherein Festpunkte gegeben, die relativ zu den Schwingungen im Modell in Ruhe bleiben. Die Eigenfrequenz des Biegeschwingers ist möglichst groß zu machen. Besondere Bedeutung kommt der nachfolgend beschriebenen Dämpfung zu, um Eigenschwingungen zu vermeiden.

### 3.51 Der Biegeschwinger

In Abb. 8 ist die Wirkungsweise des Biegeschwingers anhand eines natürlichen Kristalles schema- tisch dargestellt. Im allgemeinen besteht der "einfache" Bieger aus zwei piezoelektrischen Kristall- plättchen, die als Längsschwinger wirken, sich also in einem elektrischen Felde nach einer Seite verlängern bei gleichzeitiger Verkürzung der anderen Seite (Abb. 8a). Mit Außenelektroden versehen und mit einer leitenden Zwischenschicht aneinandergesetzt, verformt sich das ganze System bei Anlegen einer Spannung in der in Abb. 8b gezeigten Weise. Macht man die Plättchen lang und schmal, so sind andere Krümmungen als die in Richtung der Längsachse zu vernachlässigen (Abb. 8c).

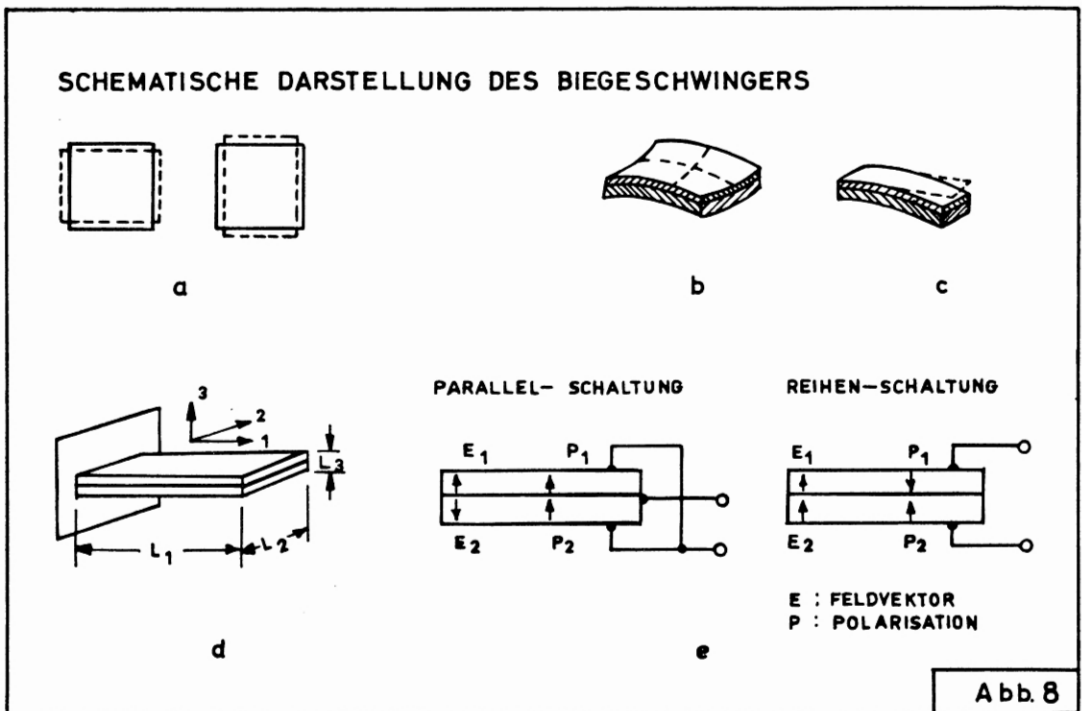
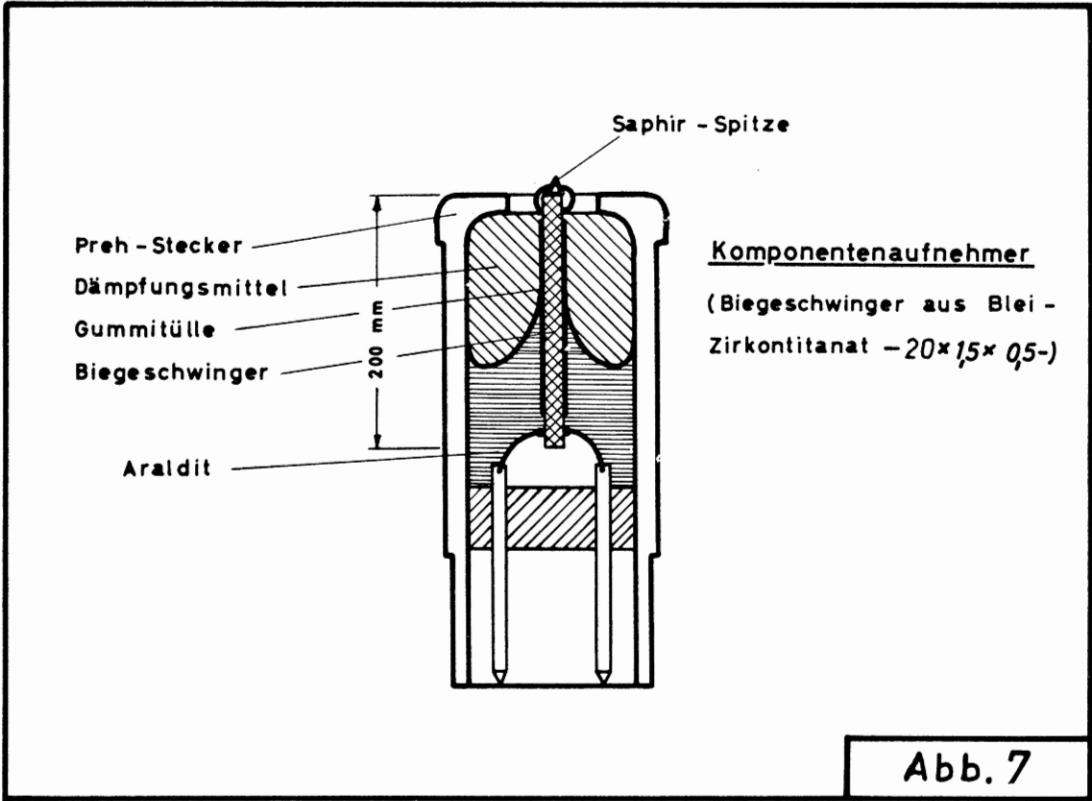
In Abb. 8d, e sind die Betriebsverhältnisse für Biegeschwinger schematisch dargestellt. Die Bieger sind einseitig fest eingespannt, während die Kraft am freien Ende wirkt. Die Schaltung kann auf zwei Arten erfolgen:

1. Bei der Parallelschaltung sind die piezoelektrischen Plättchen mit gleichsinniger Polarisations- richtung aneinandergesetzt. Der Abgriff liegt zwischen der Mittelschicht und den beiden Außen- elektroden. Es sind zwei elektrisch neutrale Zonen längs der Mittelachsen der Platten vorhanden.
2. Bei der Reihenschaltung sind die Platten mit ungleichsinniger Polarisierung aneinandergesetzt. Der Abgriff erfolgt von den Außenelektroden; die leitende Mittelschicht ist elektrisch neutral.

Die Reihenschaltung ergibt die doppelte Spannung der Parallelschaltung, wobei jedoch die Gesamt- kapazität auf ein Viertel sinkt. Das bedeutet einen vierfach so großen Innenwiderstand, was jedoch wegen des hochohmigen Eingangswiderstandes des nachgeschalteten Verstärkers in Kauf genommen werden kann.

Die aus zwei Platten bestehenden Biegeschwinger bezeichnet man als bimorph; daneben entwickelte die Firma BRUSH in neuerer Zeit sog. multimorphe Schwinger, in die im Inneren längs der Mittel- achse parallele Löcher gebohrt sind. Dieser Schwingertyp zeichnet sich durch große mechanische Festigkeit und durch höhere Empfindlichkeit aus. Angaben über die Wirkungsweise ließen sich aus patentrechtlichen Gründen nicht in Erfahrung bringen.

Bei den in dieser Arbeit durchgeführten Versuchen wurden beide Schwingertypen benutzt, und zwar ausschließlich in Reihenschaltung. Es war außerordentlich wichtig zu untersuchen, inwieweit die Regi- strierung der Partikelbewegung im Modell komponentengetreu erfolgt. In der Stereophonie mit Kristall- tonabnehmern bezeichnet man ein davon abweichendes Verhalten als sog. "Übersprechen" -ein Aus-



druck, der aus der Fernsprechtechnik entlehnt ist- und versteht darunter das Verhältnis von Stör- zu Nutzspannung, das 20 db (10%) nicht überschreiten soll. Auf die Komponentenregistrierung angewandt, bedeutet die Frage nach dem "Übersprechen" hauptsächlich, inwieweit Schalldruckkomponenten senkrecht zur Polarisationsrichtung an den Elektroden Spannungen auftreten lassen, was sich auch in der Frage formulieren läßt, wie stark beim Bieger die Transversalanisotropie ausgeprägt ist.

In Kap. 3.3 wurden bereits die piezoelektrischen Beziehungen zwischen Feldstärke und mechanischen Deformationen bei Dickenschwingern kurz dargelegt. Die entsprechenden Betrachtungen sind nun für den piezoelektrischen Empfänger, also für den direkten Piezoeffekt, durchzuführen; hierbei werden die etwas andersartigen mathematischen Ableitungen von REICHHARDT, LENK und MATAUSCHEK benutzt, da diese Autoren ihre Betrachtungen auch auf den Biegeschwinger ausdehnten (8, 6).

Zu der praktischen Anwendung der piezoelektrischen Grundgleichungen in der derzeitigen Form läßt sich allgemein folgendes sagen:

1. Das Verhalten der Schwinger wird nur sehr vereinfacht beschrieben; man vernachlässigt die infolge der Querkontraktion auch in radialer Richtung auftretenden Schwingungen. Diese sind bei Bariumtitanat besonders stark, da hier der Elastizitätsmodul in Richtung sämtlicher Radien gleich ist.
2. Die Gleichungen beschreiben nur das statische Verhalten der Schwinger: das dynamische Verhalten ist sehr viel komplizierter, denn das elektrische System ist mit weiteren elektrischen Schaltelementen gekoppelt und das mechanische Schwingungssystem strahlt in das Modellmedium ab. Diese beiden gekoppelten Systeme stehen untereinander in Wechselwirkung.

Eine Verbindung von mechanischen und elektrischen Größen ist für den dynamischen Zustand jedoch nicht ohne weiteres möglich. Aus diesem Grunde wandelt man mit Hilfe der elektromechanischen Analogien alle mechanischen Elemente in elektrische um -oder auch umgekehrt- und führt die Ersatzkreismethode ein. Der schwingende Wandler erscheint hierbei als elektrischer Schwingkreis, die piezoelektrischen Wandlereigenschaften lassen sich durch einen Vierpol charakterisieren.

Während die Ersatzkreismethoden für Dickenschwinger seit langem bekannt sind, ist dieses Verfahren für Biegeschwinger erst in neuerer Zeit von LENK (Dissertation TH Dresden, 1957) durchgeführt worden. LENK geht von den Ausgangsgleichungen für Längsschwinger aus (Abb. 7d):

$$\begin{aligned}
 1. \quad S_1 &= g_{31} \cdot D_3 - s_{11}^D \cdot T_1 \quad ; & \text{es bedeuten wieder:} \\
 2. \quad E_3 &= \beta_{33}^T D_3 + g_{31} T_1 \quad ; & S &= \text{elastische Deformation,} \\
 & & E &= \text{elektrischer Feldvektor,} \\
 & & s &= \text{elastischer Koeffizient,} \\
 & & T &= \text{elastische Spannung.}
 \end{aligned}$$

Als neue Größen werden benutzt:

$$\begin{aligned}
 D &= \text{dielektrische Verschiebung,} \\
 g &= \text{piezoelektrische Druckkonstante (Leerlaufspannung eines Kristalles bei vorgegebenem Druck),} \\
 \beta_{33}^T &= \frac{1}{\epsilon_{33}^T} \quad ; & \epsilon &= \text{Dielektrizitätskonstante.}
 \end{aligned}$$

Die Gleichungen setzen sich jeweils aus einem elektrisch und einem mechanisch bedingten Glied zusammen. Die hochgestellten Buchstaben geben an, welche Größen bei der Bestimmung konstant zu halten sind. Diese Betrachtungsweise ist bei piezoelektrisch hochaktiven Stoffen notwendig; be-

trachtet man z.B. die Gleichung 2. für den Empfänger, so besteht ein Unterschied zwischen der bei konstanter elastischer Spannung -also in freiem Zustand- gemessenen Dielektrizitätskonstanten und der bei konstanter Deformation -also im festgebremsten Zustande- gemessenen Dielektrizitätskonstanten. Im freien Zustande (Empfänger,  $\epsilon^T$ ) wird der Körper deformiert; dadurch vergrößert sich die Polarisierung und damit  $\epsilon$  um einen Betrag, der durch die Veränderung der Elementardipole bestimmt ist.

Die durch die elastische Deformation hervorgerufene elektrische Spannung (Gleichung 2., 2. Glied) wird also erhöht durch die elektrische Spannung (1. Glied), welche sich aus der Veränderung der Dielektrizitätskonstanten ergibt ( $\epsilon = \frac{D}{E}$ ).

Analoge Gleichungen bestehen auch für Dickenschwinger. Wird ein Geber in Resonanz betrieben, so kann er als schallweich angesehen werden. Da unter dieser Bedingung zur Deformation fast keine Kraft benötigt wird, ist das mechanische Glied in den oben genannten Gleichungen zu vernachlässigen. Man erhält dann z.B. für einen Schwinger in  $x_1$ -Richtung dieselbe Beziehung wie in Kap. 3.3.

LENK berücksichtigte bei der Theorie des Biegeschwingers die Masse des Schwingers, wodurch  $D_3, S_1$  und  $T_1$  Funktionen der Koordinate  $z$  werden (Abb. 8d). Die Integration wurde unter der Annahme der Biegetheorie von BERNOULLI durchgeführt; danach ließen sich die Elemente des Ersatzschaltbildes (Parallelschaltung) bestimmen.

Die Betrachtungen können für die Parallelschaltung und für die Reihenschaltung gleichzeitig an gestellt werden; in letzterem Falle muß das Ersatzschaltbild durch einen vorgeschalteten idealen Transformator erweitert werden. Die für die Registrierung von Schwingungen wichtigste Größe ist die erzeugte Leerlaufspannung ( $U_L$ ) bei einem aufgeprägten Ausschlag ( $\xi$ ); die Beziehung lautet:

$$M = \frac{U_L}{\xi} = \frac{3}{16} \frac{g_{31}}{S_{11}^D} \frac{1 - 3/4 K^2}{1 - 9/16 K^2} \frac{l_2^2}{l_1^2} ;$$

- hierbei ist:  $l_1$  = Länge des Schwingers,
- $l_2$  = Breite des Schwingers,
- $l_3$  = Dicke des Schwingers (s.u.),
- $M$  = Übertragungsfaktor,
- $K^2$  = elektromechanischer Kopplungsfaktor,

$$K^2 = \frac{g_{31}^T \cdot \epsilon_{33}^T / S_{11}^T}{1 + g_{11}^T \cdot \epsilon_{33}^T / S_{11}^T}$$

Die von einem Biegeschwinger abgegebene Spannung ist proportional dem Quadrat seiner Dicke und umgekehrt proportional seiner Länge.

Für die Resonanzfrequenz des Schwingers erhält man:  $f_r = 3,515 \cdot \frac{1}{\sqrt{n \cdot m}}$  ;

hierbei ist: Die Masse -----  $m = \rho \cdot l_1 \cdot l_2 \cdot l_3$  ,

die bei elektrischem Kurzschluß meßbare  
statische Nachgiebigkeit -----  $n = \frac{D}{S_{11}^D} \cdot \frac{4}{l_2} \frac{l_1^3}{l_3^3}$  .

So wichtig diese und ähnliche theoretische Überlegungen auch sind, so beantworten sie doch in keiner Weise die anfangs gestellte Frage nach der komponentengetreuen Schwingungsaufzeichnung. Unter Berücksichtigung dieser Forderung läßt sich das Ersatzkreisverfahren wie folgt beurteilen:

1. Das elektrische Ersatzschaltbild eines Schwingers ist nur eine Modellvorstellung; die vollständige Reaktion läßt sich nicht durch einen einzigen Ersatzkreis darstellen, da für jede andere Bedingung, wie Dämpfung, Ankopplung, Resonanzfrequenz usw. ein bestimmtes Ersatzschaltbild erforderlich ist.
2. Man vernachlässigt wichtige Größen, um die Verhältnisse am Schwinger zu idealisieren, so z.B. die Tatsache, daß ein Wandler im allgemeinen mehrere benachbarte Resonanzstellen aufweist, die sich wegen der Kopplung gegenseitig beeinflussen. Vernachlässigt werden vor allem die durch die Querkontraktion zwangsläufig auftretenden Größen, die immerhin z.B. beim Dickenschwinger ein nachweisbares Verstimmen der Grundfrequenz bewirken. Im Gegensatz zum transversalen Effekt ist beim longitudinalen Effekt (Dickenschwinger) die mechanische Deformation des Kristalles in longitudinaler Richtung unabhängig von den Kristalldimensionen. Die Querkontraktion ist zu vernachlässigen, wenn man eine unendlich große piezoelektrische Platte betrachtet. Bei einem Längsschwinger hängt dagegen die Elongation von der Schwingerlänge ab, weshalb man diese Schwinger dünn und lang macht.

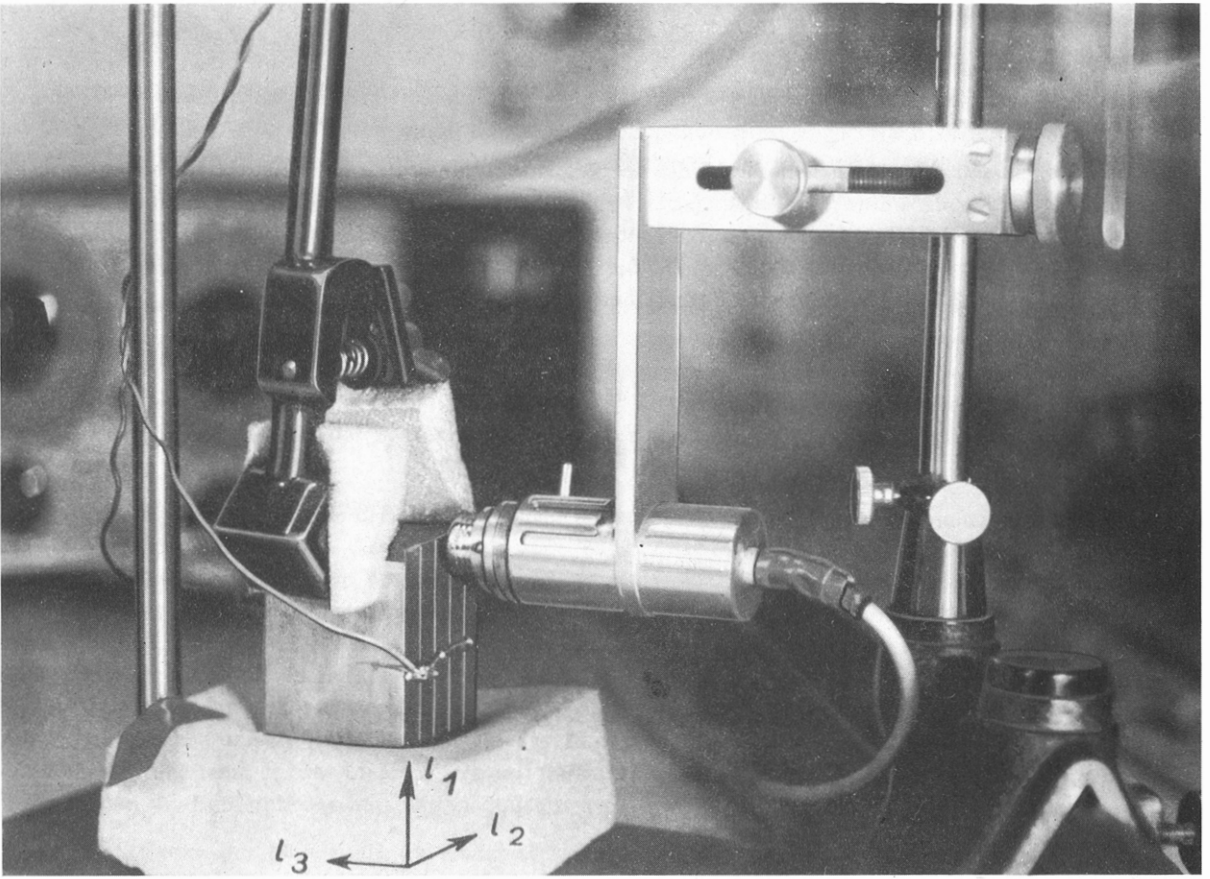
Mit Hilfe der Ersatzkreismethode wird danach das Verhalten der Schwinger nur angenähert beschrieben. Aber selbst wenn exakte mathematische Lösungen gefunden würden, wäre die praktische Anwendbarkeit dieser Lösungen fraglich. Ein "Übersprechen" des Biegeschwingers kann schon durch unkontrollierbar abweichende piezoelektrische Eigenschaften verursacht werden, wie eingelagerte Fremdkörper, Ungenauigkeit der Polarisierung, Antiparallelität der Außenelektroden oder durch eine Krümmung des Schwingers in Längsrichtung, die durch den Andruck an das Modell leicht eintritt. Aus diesem Grunde scheint der einzig gangbare Weg für eine Beurteilung des einzelnen Biegeschwingers in einer experimentellen Eichung zu liegen.

### 3.52 Die Eichung des Aufnehmers

Im Hinblick auf die Aufgabenstellung der vorliegenden Arbeit waren an den Aufnehmer folgende Anforderungen zu stellen:

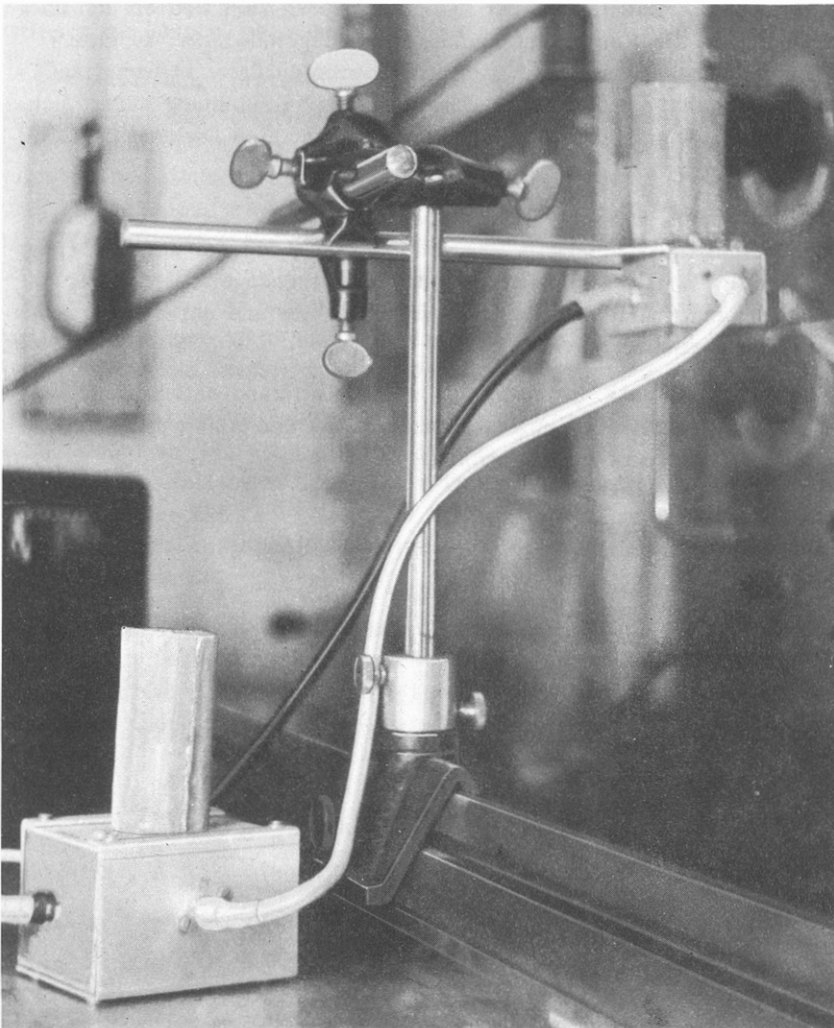
1. Die Amplituden sollten möglichst gut reproduzierbar sein; hierfür war die Reproduzierbarkeit der Ankopplung entscheidend.
2. Der Aufnehmer sollte komponentenrein registrieren, d.h. er sollte nur auf Bewegungen in jeweils einer Richtung ansprechen.
3. Der elastische Impuls mußte möglichst formgetreu wiedergegeben werden, d.h. die vom Aufnehmer abgegebene elektrische Spannung sollte proportional der Verschiebungsamplitude am Meßpunkt sein.
4. Die Meßstelle mußte praktisch punktförmig sein, da sich z.B. bei dünnen Deckschichten die Amplituden mit der Tiefe sehr schnell ändern.

Die Reproduzierbarkeit der Ankopplung und die punktförmige Abtastung ließen sich am leichtesten erreichen. Da der Bieger mit der Saphirspitze (Abb. 7) an das Modell gedrückt wird, spielt die Beschaffenheit der Modelloberfläche keine Rolle. Außerdem wird dadurch ein Verkanten des Biegers vermieden. Der Federandruck ließ sich während der Messungen konstant halten (Abb. 6); darüber hinaus verändert sich die Amplitude oberhalb eines bestimmten Minimalandruckes nicht mehr, wie ausgedehnte Untersuchungen zeigten. Erst bei einem Andruck, der kurz vor der Zerstörung



Eichvorrichtung

Abb. 9



Kapazitiver  
Aufnehmer

Abb. 10

des Schwingers liegt, tritt eine Impulsverformung ein. Die Reproduzierbarkeit der Amplituden war ausgezeichnet gewährleistet.

Die Frage nach der Komponentenreinheit der Registrierung wurde experimentell zu beantworten versucht. Zur Eichung wurde ein Schwinger<sup>+)</sup> benutzt, der aus fünf einzelnen, plattenförmigen Längsschwingern aus Bariumtitanat zusammengefügt war (Abb. 9). Die Abmessungen des Schwingers betragen  $l_1 \times l_2 \times l_3 = 64 \times 42 \times 42$  (mm). Die Resonanzfrequenzen in den drei Achsenrichtungen lassen sich angenähert nach folgender Formel berechnen:

$$f_{ni} = \frac{n}{2l_i} \sqrt{\frac{E}{\varrho}} ; i = 1, 2, 3 ;$$

hierbei ist:

$n = 1, 2, 3 \dots$ : Ordnungszahl der Eigenschwingungen,

$E$  = Elastizitätsmodul,

für Bariumtitanat:  $\sim 11 \times 10^{11}$  dyn/cm<sup>2</sup>,

$\varrho$  = Dichte, für Bariumtitanat: 5.5 g/cm<sup>3</sup>.

Für die 1. Grundschiwingung ergeben sich folgende Resonanzfrequenzen:

In Richtung  $i = 1$  (Längsschiwingung):  $f_{11} = 35$  kHz

In Richtung  $i = 2 = 3$  (Dickenschiwingung):  $f_{12} = f_{13} = 53$  kHz

Die Resonanzfrequenz der Längsschiwingung liegt damit in der Größenordnung der in der Modellseismik benutzten Impulse.

Dieser Längsschwinger wurde nun mit Hilfe eines Sinuswellengenerators kontinuierlich bis 35 kHz mit einer Spannung von 1 Volt erregt. Das Durchfahren der Resonanzfrequenz ließ sich an der stark erhöhten Stromaufnahme feststellen. Um die Komponentenreinheit des Biegeschwingers zu untersuchen, registrierte dieser die Längsschiwingung auf einem Punkt der neutralen Faser in bezug auf die Dickenschiwingung in  $x_2$ -Richtung (Abb. 9); die Dickenschiwingung in  $x_3$ -Richtung äußert sich nur in einer Veränderung des Andruckes, kann also unberücksichtigt bleiben. Eine Drehung des Biegers um 90° darf keine Registrierung ergeben.

Diese Versuche befriedigten nicht restlos, was wohl in der Schwierigkeit lag, den Bieger genau auf der neutralen Zone ansetzen zu müssen. Andererseits war nicht bekannt, wie der aus fünf Längsschwingern zusammengesetzte Geber sich wirklich verhält; genauere Untersuchungen lassen sich auf diese Weise jedoch durchführen, wenn man nur einen Längsschwinger benutzt und dessen Längsdimension sehr viel größer als die Querdimensionen macht.

Da neben der Komponentenreinheit auch noch die Formtreue der Registrierung entscheidend ist, erschien es zweckmäßiger, die Erfüllung beider Forderungen gemeinsam zu überprüfen durch die Eichung mit einem prinzipmäßig völlig andersartigen Aufnehmersystem.

---

<sup>+)</sup>  Diesen Schwinger stellten freundlicherweise die ELAC-Werke, Kiel, zur Verfügung.



Die Formtreue der aufgezeichneten Impulse steht im engen Zusammenhang mit der Dämpfung des Biegeschwingers. Hierzu waren recht langwierige Versuche erforderlich. Nach Untersuchungen KOPPELMANN's am Dickenschwinger unter sehr vereinfachenden Bedingungen (28) ist die am Schwinger abgegriffene elektrische Spannung nur bei aperiodischer Dämpfung und hochohmigem Abschluß dem Schalldruck proportional. Die letztere Bedingung ist durch den hochohmigen Eingang des Verstärkers erfüllt; ein niederohmiger Abschluß würde die Impulsform differenzieren.

Im Gegensatz zum Geber ist es beim Aufnehmer natürlich unmöglich, durch Wahl der Impulsbreite die Gebiete der Eigenfrequenzen des Biegers zu umgehen. Betrachtet man den Bieger einmal als einseitig eingespannte Blattfeder, so ist die Eigenfrequenz umso höher, je leichter und je kürzer der übertragende Teil des Schwingers ist (Kap. 3.51). Der zu registrierende Frequenzbereich liegt unterhalb der Eigenfrequenz; der Bieger soll den Partikelbewegungen im Modell möglichst geringe Trägheitskräfte entgegensetzen.

Die Gefahr, den Schwinger zu Eigenresonanzen anzustoßen, ließ sich recht wirkungsvoll durch die parabelförmige Ausbildung des Aralditsockels vermindern (Abb. 7). Bei der großen Anzahl der zur Verfügung stehenden Kunststoffe bot sich eine Kunststoffdämpfung geradezu an. Am geeignetsten erschienen hierzu die Zweikomponentenkleber auf Aralditbasis, die Variationsmöglichkeiten in der Härte erlauben. Außerdem wurden verschiedene Spezialkunststoffe erprobt, die in entgegenkommender Weise von der Entwicklungsabteilung der PHÖNIX-Werke A.G., Harburg, zur Verfügung gestellt worden waren. Leider haftet vielen Kunststoffen -ganz besonders aber Araldit- die Eigenschaft an, daß sie im Laufe der Zeit weiterhärten, was die Dämpfungseigenschaft recht fühlbar verändert. Obwohl diese Erscheinung in der Stereophonie seit langem bekannt ist -man verwendet deshalb hier Spezialpasten-, ließ sich das bei den modellseismischen Versuchen erst relativ spät erkennen.

Für die Zwecke der Modellseismik erwies sich folgende Dämpfung am zweckmäßigsten:

Der Biegeschwinger wurde mit Araldit bestrichen, das so "weich" gemacht war, daß kein Härtungsvorgang mehr eintrat. Danach wurde eine enge Kautschuktülle über den Schwinger gezogen und der für die Dämpfung bestimmte Raum oberhalb des Aralditsockels (Abb. 7) mit Wachs verschiedener Sorten ausgegossen. Dieses Verfahren bot gleichzeitig die Möglichkeit, die Dämpfung variieren zu können, ohne den Bieger zu zerstören.

Die Beurteilung, inwieweit das Aufnehmersystem den Schalldruck formgetreu aufzeichnet, ließ sich nur durch den Vergleich mit der Registrierung eines prinzipmäßig völlig unterschiedlichen Aufnehmersystems durchführen. Um dabei während der Messung die Verhältnisse im Modell möglichst wenig zu beeinflussen, erschien eine optische Registriervorrichtung am idealsten etwa mit Hilfe einer Fotozelle und eines Graukeiles oder zweier parallel zueinander stehender Gitter am Plexiglasmodell. Im Hinblick auf den apparativen Aufwand wegen der geringen Amplituden wurde jedoch davon Abstand genommen und dafür der von SCHICK (39) benutzte kapazitive Aufnehmer verwandt. Verglichen wurden die Registrierungen der zur Modelloberkante senkrechten Verschiebungskomponente; das Biegeschwingersystem wurde frontal an die Kante gesetzt, während die Meßstelle des kapazitiven Aufnehmers direkt darüber auf der Modellschmalseite lag.

Bei der kapazitiven Registrierung bildet die eine Elektrode des Aufnehmerkondensators das Modell selbst, indem auf die Schmalseite eine sehr dünne, flexible Aluminiumfolie aufgeklebt wird. Von der anderen, aufnehmerseitigen Elektrode ist diese durch ein Dielektrikum getrennt (Abb. 10, 11). Der Abstand der Elektroden läßt sich im Ruhezustand überprüfen, indem ein Schwingkreis (TESLA-Oszillator) dem Aufnehmerkondensator parallel geschaltet wird, der sich bei abweichenden Bedingungen verstimmt.

Für die Zwecke des Aufnehmervergleiches konnte auf die Reproduzierbarkeit des Plattenabstandes und damit auf den Einstelloszillator verzichtet werden. Die Spannungsänderung ( $\delta U$ ) der am Kondensator angelegten Gleichspannung ( $U_0$ ) ist abhängig von der Kapazitätsänderung ( $\delta C$ ) die wiederum durch eine Änderung des Plattenabstandes des Kondensators (Verschiebungsamplitude  $\delta l$ ) bestimmt

# KAPAZITIVER AUFNEHMER NACH SCHICK

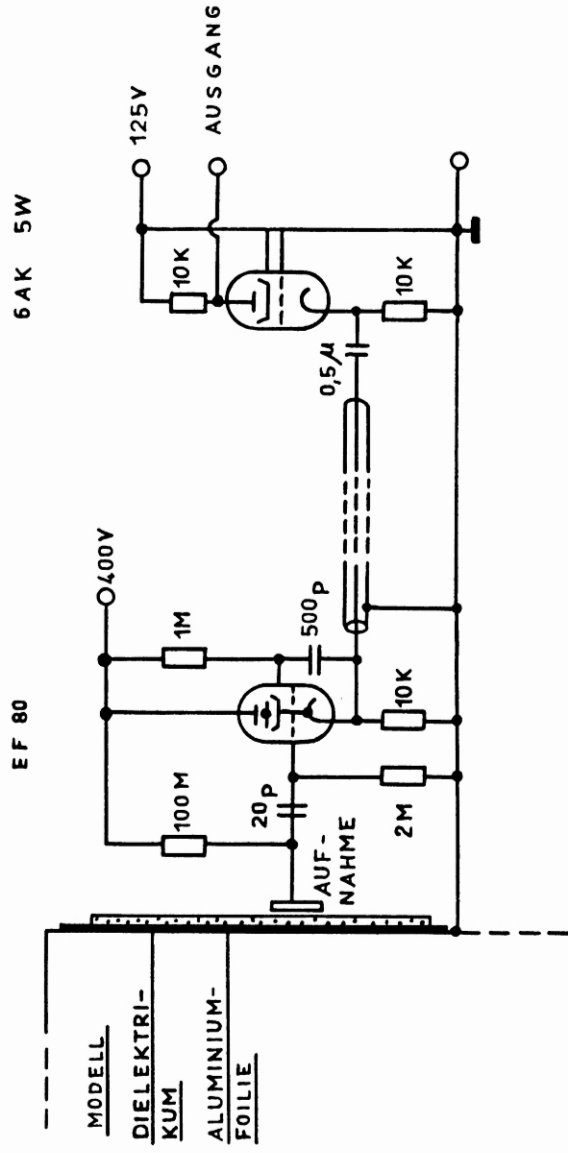


Abb.11

AUFNEHMER - VERGLEICH

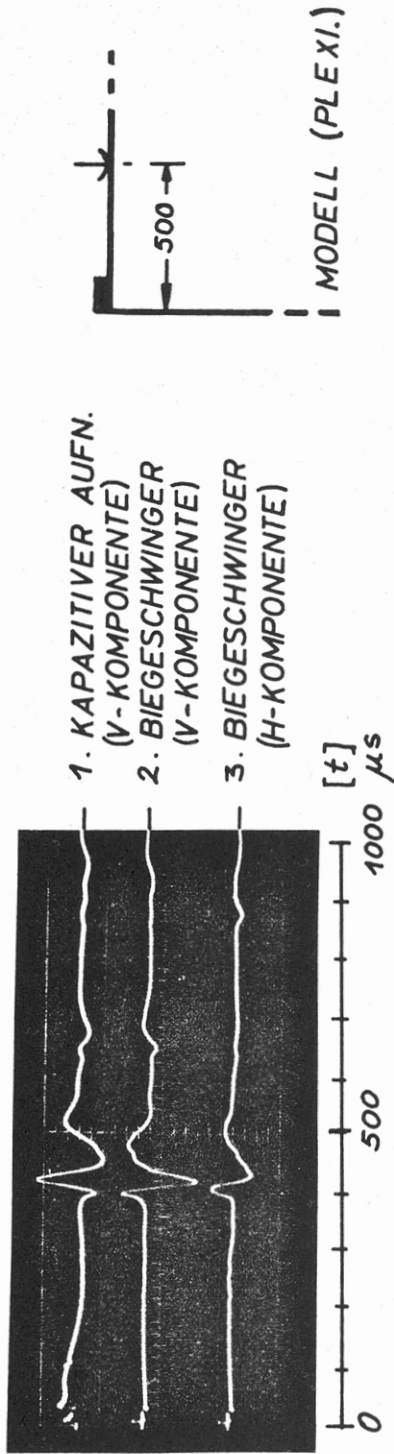


Abb.12

wird. Somit (Abb. 11):

$$\delta U = U_0 \frac{\delta l}{l} ;$$

durch die nachfolgende Kathodenverstärkerschaltung läßt sich über die starke Gegenkopplung eine hohe Eingangskapazität erzielen. Mit der Dielektrizitätskonstanten ( $\epsilon$ ) und der Kapazität im Ruhezustand ( $C_0$ ) ergibt sich für die Spannungsänderung:

$$\delta U = \frac{U_0 C_0}{\epsilon \epsilon_0 F} \delta l = E \cdot \delta l ;$$

E bedeutet die Empfindlichkeit des Mikrophons. Ein Mikrophon der vorliegenden Bauart reagiert nahezu ausschließlich nur auf die zur Modellkante senkrechten Verschiebungskomponenten.

Abb. 12 zeigt die Oszillogramme der Vertikalkomponente vom kapazitiven Aufnehmer (1) und vom Biegeschwinger (2). Am Beginn der Spur 1 sind deutlich die bei dieser Registriermethode schwerer zu vermeidenden kapazitiven Einstreuungen sichtbar. Die Spuren 1 und 2 haben vertauschte Polarität, zeigen aber in ihrer Impulsform eine befriedigende Übereinstimmung, vor allem wenn man in Betracht zieht, daß nicht genau an derselben Stelle gemessen wurde.

#### 4. DIE TECHNISCHE DURCHFÜHRUNG DER MESSUNGEN UND DEREN AUSWERTUNGEN

##### 4.1 Die Möglichkeiten zur Anregung von Rayleighwellen

Als Modellwerkstoffe wurden ausschließlich Plexiglas und Aluminium (halbhart) benutzt. Wie in den Analogiebetrachtungen (Kap. 2.2) auseinandergesetzt wurde, ist für Schichtmodelle eine Kombination dieser beiden Stoffe wegen der Verhältnisse ihrer Dichten und ihrer Schubmodul nicht ideal. Da aber bei der Untersuchung von Oberflächenwellen große Geschwindigkeitsunterschiede zu fordern sind, erschien eine Kombination der beiden genannten Werkstoffe noch am geeignetsten.

Für die Anregung von Rayleighwellen gibt es folgende Möglichkeiten, wobei zu unterscheiden ist, ob sich die Wellen nur in einer oder in zwei Richtungen in der Platte ausbreiten:

1. Beim Schlag auf den homogenen Halbraum entstehen Kompressionswellen, Scherwellen und Rayleighwellen. Diese für die Seismik sehr wichtige Anregung wurde erstmals von LAMB theoretisch untersucht im Hinblick auf die Impulsform an der Oberfläche. Die Lösung der Integralgleichungen liefert drei Terme, entsprechend den drei genannten seismischen Wellen. Andere Autoren -von denen hier nur SAUTER und HONDA genannt sein sollen-, erweiterten die Betrachtungen auf das Innere des Halbraumes.

Diese Anregungsmethode von Rayleighwellen ist für seismische Verhältnisse die natürlichste. Für experimentelle Untersuchungen hat sie folgende Nachteile:

Wegen der geringen Geschwindigkeitsunterschiede ist eine Trennung der Scher- und der Rayleighwellen nur schwer durchzuführen.

In geschichteten Modellen machen sich die Reflexionen und Refraktionen der p- und s-Wellen außerordentlich störend bemerkbar, was eine Deutung der Seismogramme mit zunehmender Tiefe erschwert.

- 1a. Eine Trennung der Rayleighwelle von der Scherwelle läßt sich durch unterschiedliche Wellenwege erzielen, indem der Geber an einer senkrechten Kante der Modellplatte angesetzt wird. Der Weg, den die an die Grenzfläche gebundene Rayleighwelle dann bis zur Modelloberkante zurücklegt, entspricht den beiden Katheten eines rechtwinkligen Dreiecks, während der Weg der p- und s-Wellen der Hypothenuse entspricht. Auf eine solche Versuchsanordnung wies bereits DE BREMEACKER (12) hin; die in vorliegender Arbeit unter diesen Bedingungen durchgeführten Versuche wurden kurz mit der Formulierung gekennzeichnet "Anregung durch seitlichen Schlag".
2. Rayleighwellen lassen sich noch in folgender Weise erzeugen: Eine als Längsschwinger geschnittene Quarzplatte, deren Abmessung in dieser Richtung (y) zu der dazu senkrechten Richtung der Dickenschwingung (x) sich verhält wie 1:7, erzeugt bei flüssigem Kontakt Rayleighwellen, die sich nach zwei Richtungen hin ausbreiten (FIRESTONE (14)).
3. Wird auf eine Rundung von dreidimensionalen Modellen, z.B. rohrförmigen Werkstücken, ein ebener Dickenschwinger ohne Koppelflüssigkeit aufgesetzt, so bilden sich nach zwei Richtungen senkrecht zur Berührungslinie Rayleighwellen (19).

Die unter 2. und 3. aufgeführten Anregungsmöglichkeiten schieden für die Modelleismik aus, die erstere Möglichkeit aus kostenmäßigen Gründen, da ein Spezialquarz erforderlich gewesen wäre. Die zweite Anregungsart war nicht erfolgreich. Eine Anregung durch senkrechten oder seitlichen Schlag (1., 1a.) erschien für geschichtete Modelle im Hinblick auf die Reflexionen und Refraktionen der p- und s-Wellen wenig günstig, so daß schließlich die Rayleighwellen mit Hilfe eines Keiles erzeugt wurden.

Es erscheint in diesem Zusammenhange wichtig darauf hinzuweisen, daß die beschriebenen Oberflächenwellen freie Rayleighwellen sind, d.h., sie breiten sich selbständig aus, wenn sie einmal angeregt sind, und sie sind dann an keine einfallende primäre Welle mehr gebunden. Im Gegensatz zu diesen Wellen lassen sich noch andere Wellen vom Charakter der Oberflächen- bzw. Grenzschichtwellen beobachten, die erzwungen und in Ausbreitungsrichtung gedämpft sind (s. weiter unten). Diese Unterscheidung ist wichtig im Hinblick auf die späteren Versuche dieser Arbeit an Schichtmodellen. Die Stonleywelle z.B. ist eine freie Grenzschichtwelle; sie kann nur bei bestimmten Materialkombinationen bestehen. Die Amplituden nehmen beidseitig der Grenzfläche senkrecht zur Ausbreitungsrichtung exponentiell ab. Die "Pseudo-Rayleighwelle" (STRICK (44)) dagegen ist in Ausbreitungsrichtung gedämpft; ihre Amplituden nehmen nur im Material größerer Geschwindigkeit exponentiell ab. Das gleiche Problem besteht ebenfalls bei den freien und bei den erzwungenen Plattenwellen. In der mathematischen Formulierung bedeutet die Existenzbedingung von freien Oberflächenwellen, daß die Grenzbedingungen -z.B. an der freien Oberfläche- allein durch reflektierte Wellen erfüllt werden müssen (RAYLEIGH); d.h., man streicht aus dem allgemeinen Ansatz bei der Reflexion einer Welle an der freien Oberfläche die einfallende Welle.

4. Bei den Versuchen der vorliegenden Arbeit wurden die Rayleighwellen, soweit es sich um Schichtmodelle handelte, ausschließlich mit Hilfe eines Keiles aus Hartpolyvinylchlorid (Trovidur) angeregt. Für eine Grenzfläche Trovidur (T) / Aluminium (A) gibt es vier Grenzwinkel, da folgende Beziehung zwischen den Geschwindigkeiten der Kompressionswellen (a) und der Scherwellen (b) besteht:

$$a_A > b_A > a_T > b_T .$$

Bei ebenen Wellenfronten entstehen inhomogene Wellen im Grundmaterial, wenn der Einfallswinkel den Grenzwinkel  $\alpha$  überschreitet; hierbei ist:

$$\alpha = \arcsin \frac{a_T}{b_A} .$$

Bei einer Kompressionswellengeschwindigkeit für Trovidur von  $a_T = 1820$  m/sec beträgt der erforderliche Grenzwinkel rd.  $35^\circ$ .

Bei der Anregung von freien Rayleighwellen muß die Spurgeschwindigkeit im Keil längs der Grenzfläche gleich der Rayleighwellengeschwindigkeit sein.

Für die Kombination Trovidur (T) / Plexiglas (P) bestehen drei Grenzwinkel, da:

$$a_P > a_T > b_P > b_T .$$

Die wenigen festen Stoffe, die geringere Schallgeschwindigkeiten als Trovidur haben, wie z.B. Blei, Kork, Kautschuk, weisen einen sehr hohen Absorptionskoeffizienten auf, der ihre Verwendung ausschließt. Es wurden deshalb mehrere Versuche durchgeführt, aus einem Ölbad heraus Kompressionswellen einzustrahlen. Die plattenförmigen Modelle machten dabei aber zur Abdichtung eine Kautschukmembran erforderlich; wenn diese auch sehr dünn und flexibel war, so befriedigten die Versuche wegen der starken Dämpfung doch in keiner Weise.

Die unter der Voraussetzung ebener Wellen errechneten Grenzwinkel haben fast ausschließlich nur einen theoretischen Wert. Da der piezoelektrische Geber direkt auf den nur wenige Zentimeter dicken Keil gesetzt wird, liegt die Grenzfläche im Nahfeld des Gebers mit seiner keulenförmigen Abstrahlcharakteristik. Aus diesem Grunde erhielt der Trovidurkeil eine Neigung von  $10^\circ$ , entsprechend einem Einfallswinkel für ebene Wellen von  $80^\circ$ . Erhebliche Schwierigkeiten bereitete die Dämpfung des Keiles, da an dessen Kanten Reflexionen stattfinden, die normalerweise ebenfalls in das Modell einstrahlen. Dieses Problem ließ sich befriedigend lösen, indem der Trovidurkeil allseitig in Wachs eingepackt wurde.

5. Es soll schließlich noch eine letzte Möglichkeit zur Erzeugung von Rayleighwellen vorgeschlagen werden. Wie in Kap. 6.3 noch ausführlich dargelegt wird, besteht eine sehr große Ähnlichkeit zwischen Rayleighwellen und Plattenwellen (s. Abb. 22, 23). Die letzteren können in der symmetrischen Form auftreten (Dehnungswellen) oder in der asymmetrischen Form (Biegewellen), wobei sie in der Knotenebene im ersten Fall ausschließlich in Fortpflanzungsrichtung schwingen. Außerhalb dieser Mittelzone sind die Partikelbewegungen in beiden Fällen elliptisch polarisiert, und zwar bei den Biegewellen in Form zu den Plattenflächen senkrecht stehender Ellipsen. Das bietet die Möglichkeit zur Anregung von Rayleighwellen in der Modellplatte, und zwar in der Weise, daß man eine Platte, die senkrecht auf der Modellschmalseite sitzt, durch einen breitseitig angebrachten Schwinger zu Biegeschwingungen anregt. Dieses Verfahren läßt sich auch mit der Stab-biegewelle durchführen; es ist sehr einfach und wurde experimentell erprobt. Die Plattenlänge auf dem Modell ist bestimmend für die Länge des Wellenzuges. Einige Schwierigkeiten bereitete die Dämpfung der Biegewelle am Plattenende, um ein "Zurücklaufen" zu verhindern. Da das Produkt aus Plattendicke ( $d$ ) und Frequenz ( $f$ ) entscheidet, welche Schwingungen höherer Ordnung überhaupt auftreten können, bietet diese Methode den großen Vorteil, auch im Modell definiert Oberschwingungen anregen zu können. Aus raumtechnischen Gründen mußte bei den weiteren Versuchen von dieser Anregungsmöglichkeit Abstand genommen werden.

Es sei in diesem Zusammenhange noch auf folgendes hingewiesen: Nach ANSORGE (9) beträgt bei der Dehnungswelle an den Plattenflächen das von  $f \cdot d$  abhängige Verhältnis der Dickenänderung zu der Verschiebung in Plattenrichtung etwa 0.1, wenn man die Verhältnisse der Modelleisemik betrachtet. Diese Dickenänderung wird von dem o.g. Autor zur kapazitiven Registrierung der Kompressionswelle benutzt. Es erscheint bei jener Methode erforderlich, in der Nähe von freien Oberflächen diese

Messungen zu ergänzen durch Messungen senkrecht zur Modellschmalkante, wenn Amplitudenvergleiche durchgeführt werden. Wegen der Verhältnisse in der Nähe der freien Oberfläche wird die Dehnungswelle hier ihrem Wesen nach etwa zwischen der Plattendehnungswelle und der Stabdehnungswelle liegen.

Gleichzeitig ist zu ersehen, wie außerordentlich wichtig für die Aufnehmervorrichtung mit Biegeschwingern die Tatsache ist, daß die Registrierungen durch Druckänderungen in Richtung der Schwingerlängsachse unbeeinflusst bleiben, sobald ein bestimmter Minimalwert des Andruckes überschritten ist. Im anderen Falle ließen sich nur qualitative Aussagen machen.

#### 4.2 Das Registrierverfahren

Im Anhang sind die Registrierungen und deren Auswertungen zusammengestellt. Die senkrecht eingespannten Modellplatten wurden im allgemeinen in Schritten von je 5 mm von der Modelloberkante aus senkrecht nach der Tiefe hin abgetastet. Die Modellseismogramme wurden getrennt nach den zur Platte vertikalen und horizontalen Komponenten -im Nachfolgenden kurz V- und H-Komponenten genannt- mit Hilfe der Polaroidkamera untereinander fotografiert. Die jeweiligen Anregungsbedingungen, die Entfernungen, die Tiefenmaße, die Zeitmaßstäbe sowie die Verzögerungen des Oszillographen sind aus den betreffenden Zusammenstellungen ersichtlich.

Die senkrechte Abtastung mit zunehmender Tiefe erschien zweckmäßiger, als auf Fronten gleicher Phase zu registrieren, was zwar direkt den Verlauf der Fronten im Modell selbst angibt, dafür aber ungleich zeitraubender ist und bei verschiedenen Wellenfronten kompliziert wird. Weiterhin stößt dieses Verfahren bei Oberflächenwellen wegen der Phasenumkehr einer Komponente auf Schwierigkeiten und läßt weniger gut einen Vergleich mit praktischen Messungen von Oberflächenwellen in Bohrlöchern zu. Außerdem ergibt eine senkrechte Abtastung, wenn auch maßstabverzerrt, ein Bild der Fronten gleicher Phase (Kap. 4.3). Um die Neigungen dieser Fronten nach der Tiefe zu besser hervorzuheben, wurde die tiefste Spur -im allgemeinen in 22 - 24 cm Tiefe- jeweils heller ausgeleuchtet.

Die Herstellung der Schichtmodelle bereitete keinerlei Schwierigkeiten; beim Zusammenkleben mit Araldit war durch scharnierartige Vorrichtungen gewährleistet, daß eine blasen- und lückenfreie Verbindung entstand. Araldit hat die gleichen akustischen Eigenschaften wie Plexiglas. Die saubersten Seismogramme lassen sich in Kunststoffplatten erzielen, während die Registrierungen in Aluminiumplatten wegen der geringeren Absorption erheblich leichter durch Reflexionen von den Kanten gestört werden. Hier ließ sich sehr wirkungsvoll Abhilfe schaffen, indem alle Kanten der Platte mit Wülsten aus Knetgummi gedämpft wurden.

#### 4.3 Die Auswertung der Registrierungen

Die Modellseismik liefert die Möglichkeit der Darstellung von Wellenfeldern, wenn auch eine starke Maßstabverzerrung eintritt. Normalerweise läßt man die Ultraschallimpulse sich in positiver x-Richtung ausbreiten und führt die Messungen auf Meßpunkten zunehmender Entfernung in positiver Richtung durch. Da die Zeitablenkung des Oszillographen nur beim "Hinlauf" in positiver x-Richtung hell ausleuchtet, erscheinen auf den Seismogrammen die ersten Einsätze am weitesten links, obwohl sich die dazugehörigen Wellenfronten zu einem bestimmten Zeitpunkt am weitesten von allen anderen Wellen in der Platte nach rechts ausgebreitet haben. Durch spiegelbildliches Aneinanderreihen

der Polaroidbilder und durch gedanklich seitenvertauschte Anordnung des Gebers läßt sich dieser Nachteil beseitigen, d.h. die seismischen Wellen müssen sich in negativer x-Richtung gegen den hellgesteuerten Triggerstrahl ausbreiten. In diesem Fall erhält man ein sehr viel anschaulicheres Bild in einer Weise, als wären parallel zu jeder senkrechten Meßlinie Streifen aus der Modellplatte herausgeschnitten und die Wellenfronten darin sichtbar gemacht. Diese Anordnung wurde bei sämtlichen Messungen, die im Anlagenband zusammengefaßt sind, durchgeführt. Es braucht nicht besonders hervorgehoben zu werden, daß zum Erzielen dieses optischen Eindruckes die einzelnen Spuren sehr dicht untereinander fotografiert werden müssen.

Die Krümmungen der Wellenfronten und ihre waagerechten Abstände werden jedoch auf diese Weise verzerrt dargestellt. Das maßstabgetreue Sichtbarmachen von Wellenfronten erfolgt gewöhnlich mit Hilfe der Schlierenmethode auf fotografischem Wege, wobei man von der zweiten Möglichkeit Gebrauch macht, einen Wellenvorgang darzustellen, nämlich bei feststehender (konstanter) Zeit den örtlichen, ausgedehnten Registrierbereich zu beobachten. Bei der modellseismischen Darstellung erfolgt eine Maßstabverkürzung entsprechend den Geschwindigkeitsunterschieden zwischen den seismischen Wellen und der Zeitablenkgeschwindigkeit des Oszillographen. Die letztere wurde bei allen Messungen konstant gehalten (1 cm / 50  $\mu$ sec). Für die Rayleighwellenfronten im Plexiglas ergibt sich daher eine Maßstabverkürzung von 0.1 - 0.2. Die Bestimmung der wirklichen Winkel der Wellenfronten kann nur mit Hilfe der Wellengeschwindigkeiten und der Zeitdifferenzen erfolgen.

Aus den Registrierungen der vertikalen und horizontalen Komponenten wurden in Tiefenabständen von je 1 cm die Hodographen (Partikelbewegungen) gezeichnet, um Vergleichsmöglichkeiten zu den Registrierungen der Mikroseismik zu schaffen. Da nur im homogenen Halbraum bzw. bei Schichtmodellen nur in Ausnahmefällen die Schwingungsfiguren senkrecht stehende Ellipsen sind mit der Phasenverschiebung zwischen den Vertikal- und Horizontalkomponenten von 90°, erfolgte die Bestimmung der Amplituden in folgender Weise: die Seismogramme wurden fotografisch auf das dreifache vergrößert; anschließend wurden durch die Extremwerte der Kurven senkrechte Linien gezogen und jeweils auf das Blatt der anderen Komponente übertragen. Im Hinblick auf die Krümmung der Wellenfronten nach der Tiefe, war dieses Netz genügend dicht zu wählen. Mit Hilfe einer Meßplatte wurden für jede Spur und längs jeder dieser senkrechten Linien die Amplituden bestimmt; d.h. also, für jeden Extremwert einer Komponente wurde gleichzeitig der Amplitudenwert der anderen Komponente ermittelt. Dieses Verfahren ist sehr zeitraubend. Andererseits zeigen die Auswertungen, daß bei Oberflächenwellen nur die Hodographen ein anschauliches Bild ergeben. Es ist deshalb geplant, bei den zukünftigen Arbeiten auf diesem Gebiete eine Aufnehmervorrichtung zu entwickeln, die in Form einer Zange die Modellplatte von beiden Seiten mit zwei Aufnehmern für die H- und V-Komponenten abtastet, um beide Meßspannungen gleichzeitig auf einen X - Y-Schreiber geben zu können.

Wenn  $u_1$  und  $u_2$  die Komponenten in horizontaler und vertikaler Richtung sind, lauten die Beziehungen für die Rayleighwelle an der Oberfläche eines homogenen Halbraumes:

$$u_1(t) = 0,42 a \cdot \sin [k(x_1 - ct)] = 0,42 a \cdot \sin \beta ,$$

$$u_2(t) = 0,62 a \cdot \cos [k(x_1 - ct)] = 0,62 a \cdot \cos \beta .$$

Mit den Abkürzungen:

$$H = 0,42 \cdot a ,$$

$$V = 0,62 \cdot a ,$$

$$\text{für } x_1 = 0 \implies \beta = \omega t$$

ergibt sich:

$$u_1 = -H \cdot \sin \omega t ,$$

$$u_2 = V \cdot \cos \omega t .$$



Das ergibt eine senkrecht stehende Ellipse mit einem Achsenverhältnis von  $\frac{H}{V} = 0.68$ ; die Horizontalkomponente eilt zeitlich um  $90^\circ$  voraus.

Im Hinblick auf die Form der von den Vektorseismographen aufgezeichneten Hodographen ist es zweckmäßiger, die Ellipse etwas allgemeiner in Parameterform darzustellen und den Phasenwinkel  $\varphi$  einzuführen:

$$u_1 = H \sin \omega t ,$$

$$u_2 = V \sin (\omega t + \varphi) ;$$

dann ist:

$$\sin \omega t = \frac{u_1}{H} ,$$

$$\cos \omega t = \frac{u_2}{V \sin \varphi} - \frac{u_1 \cos \varphi}{H \sin \varphi} .$$

Daraus erhält man die Ellipsengleichung in allgemeiner Form:

$$\frac{u_1^2}{H^2 \sin^2 \varphi} + \frac{u_2^2}{V^2 \sin^2 \varphi} - \frac{2 u_1 u_2 \cos \varphi}{H \cdot V \cdot \sin^2 \varphi} = 1$$

Die Ellipse liegt in einem Rechteck, das von den Seiten  $2H$  und  $2V$  gebildet wird, wobei der Phasenwinkel  $\varphi$  ihre Lage darin bestimmt. Ändert sich  $\varphi$ , so schwenkt für  $\frac{H}{V} < 1$  die große Ellipsenachse um die  $x_2$ -Achse, für  $\frac{H}{V} > 1$  um die  $x_1$ -Achse.

Gleichzeitig bestimmt  $\varphi$  den Umlaufsinn der Ellipse. Danach ergibt sich für veränderliche Werte von  $\varphi$  folgendes Bild, wenn  $\alpha$  der Winkel zwischen der großen Halbachse und der  $x_1$ -Achse ist und bei einer Ellipsenneigung in Ausbreitungsrichtung als negativ bezeichnet wird:

Phasenwinkel $\varphi$	Neigungswinkel $\alpha$	Umlaufsinn
$\varphi = 0^\circ$	$-\text{arc tg } \frac{V}{H}$	linear
$0 < \varphi < 90^\circ$	negativ	retrograd
$\varphi = 90^\circ$	$90^\circ$ für $\frac{H}{V} < 1$ $0^\circ$ für $\frac{H}{V} > 1$	retrograd
$90^\circ < \varphi < 180^\circ$	positiv	retrograd
$\varphi = 180^\circ$	$+\text{arc tg } \frac{V}{H}$	linear
$180^\circ < \varphi < 270^\circ$	positiv	prograd
$\varphi = 270^\circ$	$90^\circ$ für $\frac{H}{V} < 1$ $0^\circ$ für $\frac{H}{V} > 1$	prograd
$270^\circ < \varphi < 360^\circ$	negativ	prograd

Für  $\frac{H}{V} = 1$  wird aus der Ellipse ein Kreis; die seismische Welle ist dann zirkular polarisiert. Es gibt folgende ausgezeichnete Werte für  $\varphi$  :

0° und 180° : Die Ellipse ist zu einer Geraden deformiert, die in den Diagonalen des Rechteckes liegt;

90° und 270° : H und V werden zu Ellipsenachsen; die Ellipse steht senkrecht bzw. liegt waagrecht.

Der Phasenwinkel läßt sich ohne weiteres aus der zeitlichen Differenz zwischen den Extremwerten der Horizontal- und der Vertikalkomponenten unter Berücksichtigung der Periode T bestimmen.

Wie die nachfolgenden experimentellen Untersuchungen zeigen, tritt bei Schichtmodellen in Übereinstimmung mit den Beobachtungen der Mikroseismik im norddeutschen Raum überwiegend ein Amplitudenverhältnis von  $\frac{H}{V} > 1$  auf; die theoretische Erklärung hierfür gab LEE (31, 32), dessen Ableitungen in Kap. 6 dargelegt werden. Gleichzeitig weicht überwiegend der Phasenwinkel von 90° ab. Wie aus vorstehender Zusammenstellung ersichtlich ist, bestimmen die Amplitudenverhältnisse  $\frac{H}{V}$  und die Phasenwinkel die Ellipsenneigungen; eine Ausnahme besteht nur für  $\varphi = 90^\circ$  (270°); hier bleibt der Neigungswinkel vom Amplitudenverhältnis insoweit unberührt, als nur eine Änderung der Ellipsenform eintritt, von der senkrechten Ellipse ( $\frac{H}{V} < 1$ ) über den Kreis ( $\frac{H}{V} = 1$ ) zur waagerechten Ellipse ( $\frac{H}{V} > 1$ ). Es findet dabei aber keine stetige Drehung der Ellipsenachse statt.

Sobald der Phasenwinkel von 90° (270°) abweicht, müssen mit zunehmender Tiefe andere Neigungswinkel  $\alpha$  auftreten; die Ellipse dreht sich. Nach der Theorie RAYLEIGH's, die experimentell bestätigt wurde, nimmt die Horizontalkomponente mit zunehmender Tiefe schneller ab als die Vertikalkomponente und verändert somit das Verhältnis  $\frac{H}{V}$ . Bei Annäherung an den Phasenumkehrpunkt der Horizontal-Komponente schließlich geht das Verhältnis  $\frac{H}{V}$  -auch wenn es an der Oberfläche größer als eins war-, zwangsläufig in ein Verhältnis kleiner als eins über, d.h. auch die an der Oberfläche waagerechten Ellipsen schwenken in eine senkrechte Lage. Diese Erscheinung kommt bei den Hodographen der Schichtmodelle deutlich zum Ausdruck und steht in völliger Übereinstimmung mit Messungen von Rayleighwellen in Bohrlöchern. Es muß an dieser Stelle darauf hingewiesen werden, daß das senkrechte Abtasten der Modellplatten den Vorteil bringt, die Verbindung zu dieser einzig möglichen Methode herzustellen, mit der man Oberflächenwellen in der Natur nach der Tiefe zu verfolgen kann.

Bei der zeichnerischen Auswertung der Messungen dieser Arbeit wurden die Neigungswinkel nur für die Hodographen an der freien Oberfläche eingezeichnet. Eine rechnerische Bestimmung dieser Winkel erschien nicht sinnvoll, da es sich bei den Registrierungen nicht um Sinusschwingungen handelte.

Die Partikelbewegungen wurden stets getrennt für je eine Vollschiwingung gezeichnet, wobei die Punktierung am Ende des Linienzuges jeweils die Verbindung zu der zeitlich folgenden Schwingung andeutet. Wegen der durch die Extremwerte gezogenen senkrechten Auswertelinien entsprechen die Hodographen und deshalb auch die Schwingungsdauern am Kopf der Zeichnungen nicht immer ganz genau Vollschiwingungen. Als Anfangspunkt der Seismogramme wurde der erste jeweils deutlich erkennbare Einsatz gewählt; die Nulllinien ergaben sich aus den Spuren vor diesen ersten Einsätzen.

Im Anhang wurden für jede Meßserie die fotografischen Registrierungen jeweils an den Anfang der zeichnerischen Auswertungen gestellt und durchlaufend nummeriert. Entsprechend der Textbearbeitung ergab sich die Zusammenstellung in folgender Reihenfolge :

Homogener Halbraum,  
Schichtmodelle mit horizontaler Lagerung,  
Schichtmodelle mit ansteigendem Keil,  
Schichtmodelle mit abfallendem Keil.

Aus den beigefügten Prinzipskizzen sind die jeweiligen Modellbedingungen ersichtlich.

Im allgemeinen sind die Vertikal- und Horizontalkomponenten mit gleicher Verstärkung registriert worden; nur bei den Messungen im homogenen Halbraum wurden die H-Komponenten mit doppelter Verstärkung aufgenommen, was jeweils besonders vermerkt worden ist. Die Schichtgrenze wurde durch eine Lücke zwischen den Spuren kenntlich gemacht und stets in den Tiefenmaßstab eingezeichnet.

## 5. DIE UNTERSUCHUNG VON RAYLEIGHWELLEN IM HOMGENEN HALBRAUM

### 5.1 Die Untersuchung von Rayleighwellen beim Schlag auf den Halbraum

Abb. 24 zeigt die Registrierungen der V- und H-Komponenten beim Schlag auf den homogenen Halbraum eines Plexiglasmodelles in Meßentfernungen von 50, 75 und 100 cm. Wie in der LAMB'schen Theorie zum Ausdruck kommt, sind die Seismogramme an der Oberfläche durch den sehr starken Rayleighwellenimpuls (R) gekennzeichnet. Von diesem Impuls trennt sich die s-Welle erst bei einer Meßentfernung von 100 cm, und zwar in größerer Tiefe, während sie an der Oberfläche noch mit der Rayleighwelle zusammenhängt. Es scheint so, als würde die V-Komponente selbst bei großer Tiefe nicht exakt null werden (Einsatz E); auf diese Erscheinung wird später noch zurückgekommen werden. Die Kompressionswelle (p) ist auf den Seismogrammen der H-Komponente sehr deutlich zu erkennen.

Eine ausführliche Zusammenstellung der theoretischen Ableitungen LAMB's -für die Verschiebungen an der freien Oberfläche- sowie die Erweiterungen seiner Theorie auf das Innere des Halbraumes durch HIRONO, HONDA und SAUTER findet sich bei ANSORGE (9), so daß auf eine nähere Erörterung an dieser Stelle verzichtet werden kann.

Im Hinblick auf die Aufgabenstellung der vorliegenden Arbeit interessierten nicht die Amplitudenabnahmen bei wachsender Meßentfernung; das soll späteren Untersuchungen vorbehalten bleiben, da es wegen der längeren Meßdauer dann unumgänglich notwendig ist, den Geber auf das Modell zu kitten. Die Amplitudenabnahme der Rayleighwelle in Ausbreitungsrichtung läßt sich jedoch aus den Hodographen (Abb. 28) überschlägig abschätzen. Bei der Oberflächenwelle tritt im zweidimensionalen Fall keine geometrisch bedingte Abnahme auf. Diese entsteht nur durch das Absorptionsvermögen der Werkstoffe; der Absorptionskoeffizient beträgt für Plexiglas bei 50 kHz  $\alpha = 0.017 - 0.02 \text{ cm}^{-1}$  (9).

Außerdem interessierten im Hinblick auf eine Klärung der Verhältnisse der Mikroseismik nur Anregungen der Rayleighwelle in Oberflächennähe; es blieben also alle Probleme unbearbeitet, die mit dem Reziprozitätsprinzip zusammenhängen, nach welchem die Amplituden an der Oberfläche mit wachsender Herdtiefe in demselben Verhältnis abnehmen wie bei oberflächennaher Anregung mit wachsender Tiefe. Bei den Untersuchungen an Schichtmodellen war nur die exponentielle Amplitudenabnahme beider Komponenten mit zunehmender Tiefe bei einer bestimmten Anregung von Bedeutung.

Für die exakte Amplitudenbestimmung war eine Trennung der Scherwelle von der Rayleighwelle erforderlich. Diese Trennung läßt sich mit Hilfe der in Kap. 4.1 beschriebenen Anregung von einer

Seitenkante des Modelles aus erreichen, wodurch zwischen beiden Wellen ein Wegunterschied entsteht. Der Abbildung 25 ist eine schematische Skizze über die Wellenfronten beigelegt, die noch außer der Rayleighwelle auftreten. Am linken Rand der Bilder sind die direkte Kompressionswelle und ihre Reflexionen ( $c$ ,  $c_1$ ,  $b_1$ ) zu sehen. Anschließend folgt die sekundäre Kompressionswelle ( $c_2$ ) und die von ihr geführte konische s-Welle ( $b_3$ ); dieses System hat sich von dem System der direkten s-Welle ( $b$ ) und deren reflektierter s-Welle ( $b_2$ ) bereits gelöst, da bei der Anregungstiefe von 26 cm für sämtliche Meßentfernungen der Grenzwinkel für Plexiglas von  $35^\circ$  bereits überschritten ist. Die Wellenfront der sekundären Kompressionswelle ( $c_2$ ) steht im weiteren Verlauf stets senkrecht zur freien Oberfläche und breitet sich parallel zu dieser mit der Kompressionswellengeschwindigkeit aus.

Die Rayleighwelle ( $a$ ) zeigt deutlich die exponentielle Amplitudenabnahme und die Phasenumkehr der H-Komponente. Der Impuls enthält ein breites Frequenzspektrum, dessen Einzelamplituden in unterschiedlicher Tiefe null werden; das erweckt bei den Seismogrammen der H-Komponente den Eindruck, als verschöbe sich nur der Impuls nach links, ohne daß die Amplituden null würden. Die V-Komponente wurde bei den Abbildungen nur mit halber Verstärkung aufgenommen; die wirklichen Verhältnisse gibt Abb. 13 wieder.

### RAYLEIGHWELLEN-IMPULS IM HOMOGENEN HALBRAUM (PLEXIGLAS) AN DER FREIEN OBERFLÄCHE

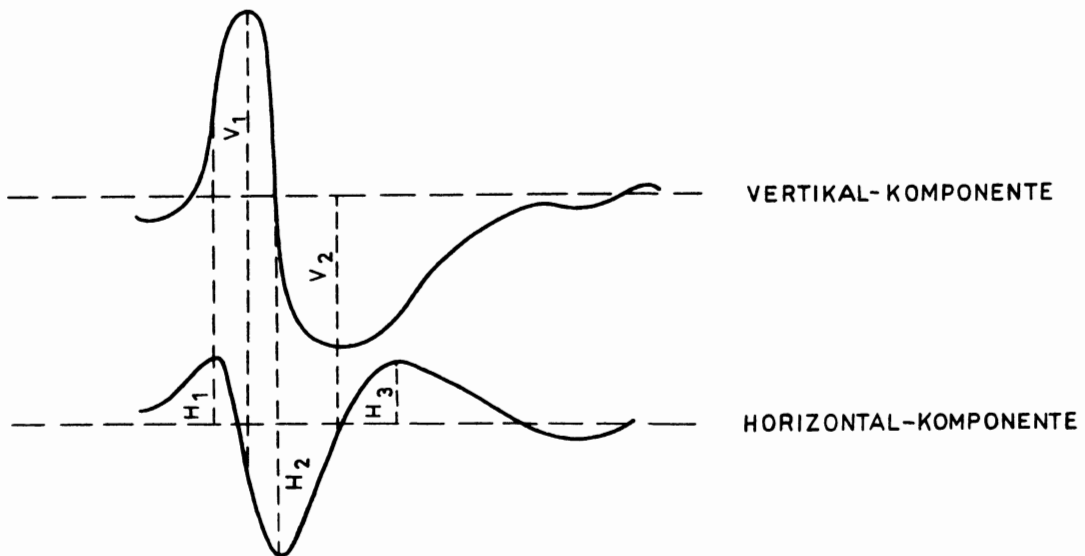


Abb.13

Die Abbildungen zeigen außerdem, daß durch das Untereinanderfotografieren der Spuren auch kleinere Einsätze deutlich in Erscheinung treten. Schwer zu deuten ist bei der Vertikalkomponente der mit "E" bezeichnete Einsatz in größerer Tiefe (vgl. Abb. 24). Dieser Einsatz läßt sich wegen der Modellabmessungen nicht durch eine an der unteren Modellkante laufenden Oberflächenwelle erklären. Andererseits treten diese Einsätze auch bei sämtlichen folgenden Messungen auf. Um einen möglichen Einfluß der oberen Modellecke auszuschalten, um welche die Rayleighwelle laufen muß, wurde diese Ecke mit einem Radius von 10 cm -also in der Größenordnung der Wellenlänge- abgerundet. Außerdem erfolgte die Anregung noch in unterschiedlichen Tiefen (Abb. 26, 27). Die Erscheinung ließ sich dadurch nicht eindeutig klären. Die Kantenabrundung macht sich in einer Veränderung des s-Wellenimpulses bemerkbar. Die unterschiedliche Neigung der Wellenfronten kommt in den Abbildungen durch den veränderten Tiefenmaßstab zustande.

Abb. 28 zeigt die Hodographen für die Wellenausbreitung beim Schlag auf den Halbraum (Abb. 28, I) für Impulsbreiten von 22  $\mu$ sec (Abb. 24) und 48  $\mu$ sec (Abb. 28, II). Die beiden Halbschwingungen der H-Komponenten kehren ihre Phase in unterschiedlicher Tiefe um; die Phasenumkehr insgesamt ist jedoch bei den im Nachfolgenden nur noch benutzten Impulsen von 22  $\mu$ sec Dauer in einer Tiefe von 2 cm restlos erfolgt. In Abb. 28, IV sind außerdem die Hodographen bei seitlicher Anregung gezeichnet (Abb. 25). Ein Vergleich mit I - III zeigt, daß am Beginn der Partikelbewegung der Einfluß der Scherwelle fehlt.

In den Abbildungen 29 und 30 sind die Verhältnisse für eine Aluminiumplatte bei senkrechtem Schlag und bei seitlicher Anregung dargestellt. Entsprechend der größeren Rayleighwellengeschwindigkeit erfolgt die Phasenumkehr erst in einer Tiefe von 3 - 4 cm.

## 5.2 Die Untersuchung von Rayleighwellen bei Anregung über einen Keil

Die Abbildung 31 zeigt die Rayleighwelle in einer Plexiglasplatte und in einer Aluminiumplatte, wobei die Anregung in der in Kap. 4.1 beschriebenen Weise über einen Trovidur-Keil erfolgte. Da diese Methode bei sämtlichen Schichtmodellen benutzt wurde, um möglichst nur Oberflächenwellen in den Modellen zu erzeugen, mußten die Untersuchungen auch für die homogenen Halbräume durchgeführt werden. Der Ausdruck "homogener Halbraum" ist für diese Modellbedingungen nicht mehr korrekt; er wurde aber zur Unterscheidung gegenüber den geschichteten Aluminium-Plexiglasmodellen beibehalten.

In Abb. 32 sind die entsprechenden Hodographen gezeichnet. Die Ellipsen stehen nicht mehr ganz senkrecht; die Phasenwinkel sind also größer als  $90^\circ$  (s. Kap. 4.3). Außerdem wird im Gegensatz zum Schlag auf den homogenen Halbraum ein längerer Schwingungszug registriert. Die Phasengeschwindigkeit entspricht den theoretischen Werten der Rayleighwelle; desgleichen folgt die Phasenumkehr der klassischen Rayleighwellentheorie.

### 5.3 Die Amplitudenverhältnisse von Rayleighwellen im homogenen Halbraum

Die Überprüfung der Amplitudenverhältnisse war wichtig für die Bestätigung der von LORD RAYLEIGH gegebenen theoretischen Beziehungen und darüber hinaus unbedingt erforderlich für die späteren Messungen in geschichteten Modellen. Bei den letzteren Versuchen muß die Schichtdicke stets zu der Wellenlänge in Beziehung gesetzt werden, was die genaue Bestimmung dieser Größe erforderlich macht. Die Geschwindigkeiten der Rayleighwellen wurden mit Hilfe eines quartzesteuerten Zeitmarkengebers sowohl bei Keilanregung wie bei seitlicher Anregung nach der Differenzmethode sehr genau bestimmt; die Geschwindigkeiten betragen 2850 m/sec für Aluminium und 1270 m/sec für Plexiglas.

Für die Phasengeschwindigkeit der Rayleighwelle ( $c$ ) gilt in impliziter Form (vgl. Kap. 2.1):

$$\frac{4sr}{f^2} = \left( 2 - \frac{k^2}{f^2} \right)^2 .$$

Hierbei sind die Quadrate der Wellenzahlen:

der Rayleighwelle:  $f^2 = \frac{\omega^2}{c^2} ,$

der Scherwelle:  $k^2 = \frac{\omega^2 \cdot \rho}{\mu} = \frac{\omega^2}{b^2} ,$

der Kompressionswelle:  $h^2 = \frac{\omega^2 \cdot \rho}{(\lambda + 2\mu)} = \frac{\omega^2}{a^2} ;$

mit:  $s^2 = f^2 - k^2$  und  $r^2 = f^2 - h^2 ,$

ergibt sich für  $\sigma = 0.25$ :

$$f = 1.0877 \cdot k,$$

$$\frac{s}{f} = 0.3933,$$

$$\frac{r}{f} = 0.8475.$$

Wenn  $u_1$  und  $u_2$  die Amplituden der Horizontal- und der Vertikalkomponenten sind, so ist:

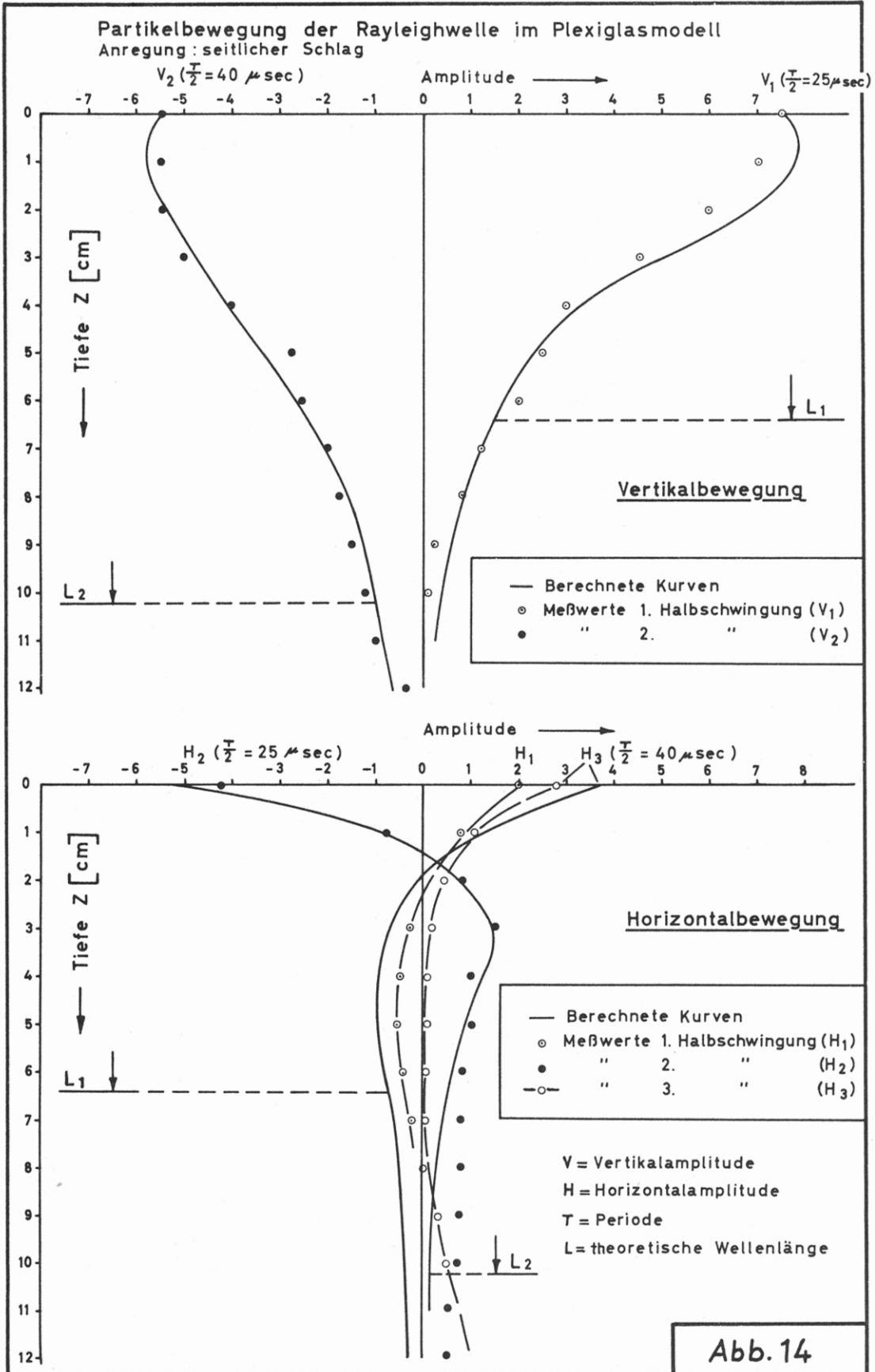
$$u_1 = 0 , \text{ wenn: } e^{(r-s)x_2} = 0,5773 \quad (\text{Phasenumkehrtiefe}) ;$$

$$u_2 = \text{max.}, \text{ wenn: } e^{(r-s)x_2} = \frac{s}{r} \frac{1,4679}{0,8475} ;$$

die Amplituden ergeben sich für zunehmende Tiefe  $x_2$

$$u_1 = a \sin k (x_1 - ct) [ e^{k \cdot 0,85 x_2} - 0,58 e^{k \cdot 0,39 x_2} ]$$

$$u_2 = a \cos k (x_1 - ct) [ - 0,85 e^{k \cdot 0,85 x_2} + 1,47 e^{k \cdot 0,39 x_2} ] .$$



An der Stelle  $\mathbf{x} = \mathbf{0}$  ergibt sich daraus für die Hauptachsen der Ellipsen in horizontaler Richtung (H) und in vertikaler Richtung (V):

$$H = \frac{0,42}{0,62} V = 0,68 V .$$

Die experimentelle Überprüfung muß also von dem Amplitudenverhältnis  $\frac{H}{V}$  an der Oberfläche ausgehen und sich auf die in den eckigen Klammern der obigen Gleichungen stehenden Abklingungsfunktionen erstrecken.

Es wurden die Amplitudenverhältnisse der Rayleighwelle im Plexiglasmodell bei seitlicher Anregung (Abb. 25; 28. IV) und bei Anregung über einen Trovidur-Keil (Abb. 31, I; 32, I) für eine (epizentrale) Meßentfernung von 50 cm graphisch dargestellt. In den Seismogrammen der Abb. 25 wurde die V-Komponente nur mit halber Verstärkung und -allgemein bedingt durch das Biegeschwingersystem- mit verkehrter Polarität aufgezeichnet. Den wirklichen Rayleighwellenimpuls an der Oberfläche zeigt Abb. 13. Sieht man von der unterschiedlichen Amplitude ab, so ist der Kurvenverlauf der V-Komponente die differenzierte Impulsform der H-Komponente, was wegen der Sinus- und Kosinusfunktion nicht anders zu erwarten ist. Die Impulsform ist asymmetrisch, d.h. die Dauer der Halbschwingungen sind unterschiedlich, was bei allen Hodographen in der unterschiedlichen Tiefe des Phasenumkehrpunktes der einzelnen Halbschwingungen zum Ausdruck kommt.

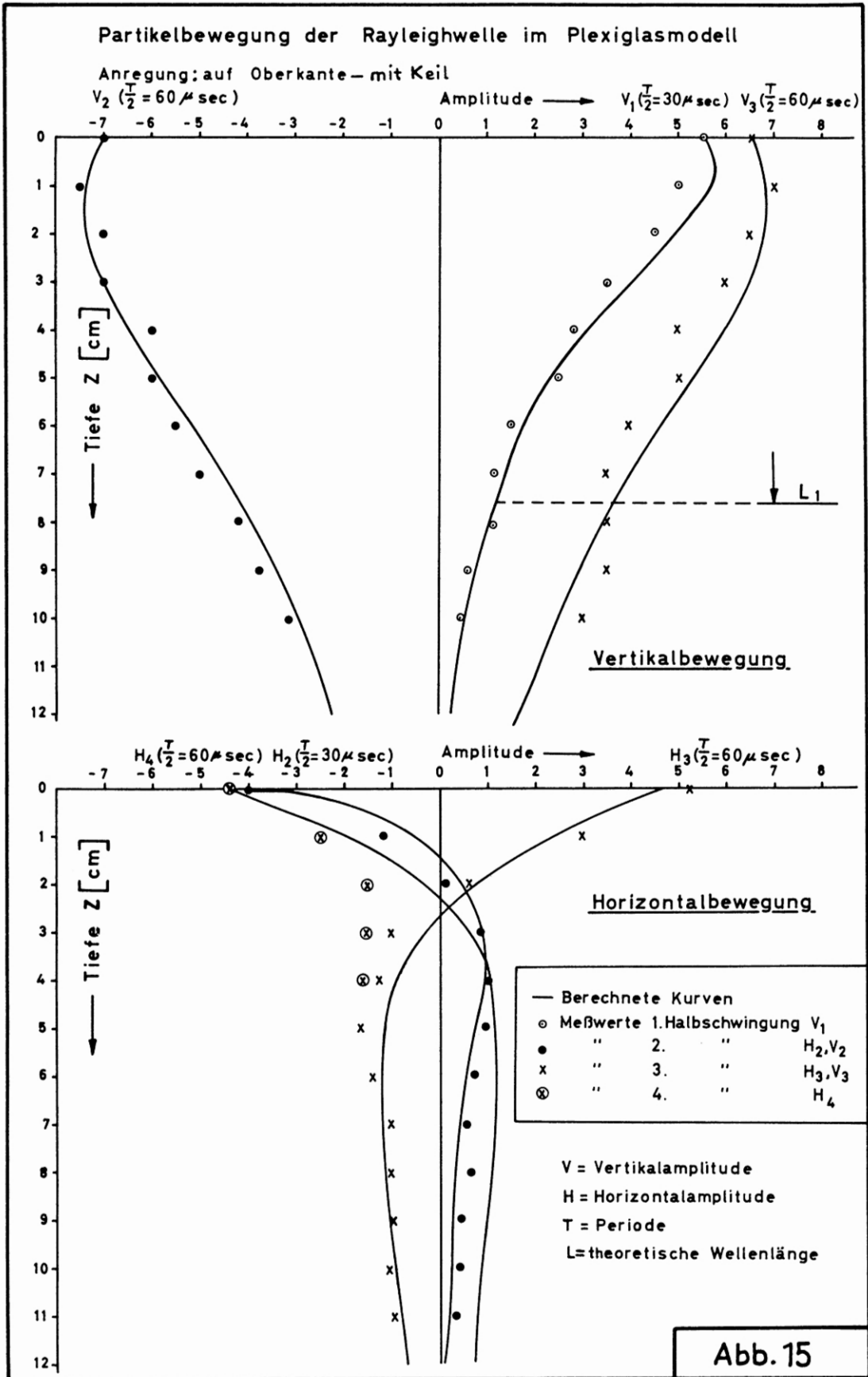
In Abb. 14 sind die theoretischen Werte (ausgezogene Kurven) und die gemessenen Werte graphisch aufgetragen. Die Rayleighwellenbewegung wird durch einen Einschwingvorgang der H-Komponente (Halbschwingung  $H_1$ ) eingeleitet; erst bei deren Nulldurchgang sind mit dem Maximum der ersten Halbschwingung der V-Komponente  $V_1$  ( $\frac{T_1}{2} = 25 \mu \text{ sec}$ ) beide Komponenten um  $90^\circ$  phasenverschoben.  $\frac{T_1}{2}$  entspricht zeitlich etwa der Dauer des elektrischen Rechteckimpulses und tritt auch bei der zweiten horizontalen Halbperiode  $H_2$  angenähert in Erscheinung. Die gesamte Schwingung wird vertikal abgeschlossen durch die zweite  $H_2$  Halbschwingung  $V_2$  und horizontal durch die dritte Halbschwingung  $H_3$  mit Halbperioden von  $\frac{T}{2} = 40 \mu \text{ sec}$ ; dabei ist ein gewisser Ausschwingvorgang etwa in Form eines aperiodischen Kriechvorganges zu beobachten. Es ist noch darauf hinzuweisen, daß die Halbperioden für beide Komponenten nicht genau übereinstimmen.

Sieht man von dem Einschwingvorgang  $H_1$  ab, so setzt sich die Bewegung der Rayleighwelle aus zwei Halbperioden ( $V_1, H_2$  und  $V_2, H_3$ ) von 25 und 40  $\mu \text{ sec}$  zusammen, denen -bezogen auf eine Vollschiwingung- Wellenlängen (L) von rd. 6.35 und 10.2 cm entsprechen würden. Die mittlere Wellenlänge beträgt danach rd. 8.3 cm. Aus der Abbildung 14 ist für die Vertikalkomponente eine gute Übereinstimmung mit den theoretischen Werten ersichtlich. Bei der Horizontalkomponente tritt die Phasenumkehr in 1.5 - 2 cm Tiefe deutlich in Erscheinung; die Messungen stimmen mit den theoretischen Werten angenähert für die mittlere der drei Halbperioden ( $H_2$ ) überein.

In Abb. 15 sind die Verhältnisse für Plexiglas bei der Anregung mit einem Keil dargestellt (Abb. 31, 32). Der Einschwingvorgang der H-Komponente ( $H_1$ ) wurde vernachlässigt; diesmal sind drei Halbschwingungen vorhanden:  $V_1, H_2 - V_2, H_3 - V_3, H_4$  von rd. 30 und 2 x 60  $\mu \text{ sec}$  Dauer. Die exponentielle Amplitudenabnahme der V-Komponente stimmt mit der Theorie gut überein. Die vierte Halbschwingung der H-Komponente ( $H_4$ ) kann als Ausschwingvorgang angesehen werden.

Den langen Halbperioden von 60  $\mu \text{ sec}$  entsprechen Wellenlängen von 15 cm. Die gleichen Wellenlängen ergeben sich für die Aluminiumplatten bei Benutzung des gleichen Keiles (Abb. 31, 32). Im Aluminium treten vier ausgeprägte Halbschwingungen angenähert gleicher Dauer von 25  $\mu \text{ sec}$  auf. Im Vergleich zu Plexiglas sind also die Schwingungen sehr viel symmetrischer.





## 6. DIE UNTERSUCHUNG DER RAYLEIGHWELLEN IN GESCHICHTETEN MODELLEN

### 6.0 Grundsätzliche Betrachtungen zur Untersuchung in Schichtmodellen

In den vorhergehenden Kapiteln wurden die theoretischen Amplitudenverhältnisse der Rayleighwelle im homogenen Halbraum überprüft. Die Messungen zeigten eine gute Übereinstimmung mit der Theorie. In der Natur liegen die Verhältnisse jedoch nie in dieser vereinfachten Form vor.

Es erscheint an dieser Stelle notwendig, noch einmal den im Kapitel 1.0, 1.1 beschriebenen Ausgangspunkt der vorliegenden Arbeit in das Gedächtnis zurückzurufen. Kurz zusammengefaßt lautet die Frage, ob sich die außerordentlich komplexen Probleme der Mikroseismik in der Weise modellseismisch analogisieren lassen, daß die Partikel an der Modelloberfläche ähnliche Bewegungen wie in der Natur ausführen. Eine Beantwortung bringt wesentliche Erkenntnisse über die Natur der Mikroseismik, also auch über die Entstehungsbedingungen und die Beeinflussung durch unterschiedliche geologische Verhältnisse. Es ist selbstverständlich, daß dabei auch für Erdbebenregistrierungen wichtige Erkenntnisse gesammelt werden, soweit es sich um Oberflächenwellen handelt.

Im Hinblick auf diese umfassende Untersuchung der Rayleighwelle war es unmöglich, alle auftretenden Probleme auch theoretisch zu klären, denn das hätte eine Lösung des größten Teiles der Probleme bedeutet, die bei Rayleighwellen überhaupt auftreten können. Die vorliegende Arbeit ist daher auf manchen Gebieten als Arbeitsgrundlage gedacht, von der aus später Einzeluntersuchungen angesetzt werden.

Die nachfolgend beschriebenen Messungen an den Aluminium-Plexiglasmodellen wurden durchgeführt und ausgewertet in der in Kap. 4.2, 4.3 beschriebenen Weise. Wegen der bei Schichtmodellen auftretenden Dispersion erschien es zur deutlichen Trennung gegenüber dem homogenen Halbraum zweckmäßig, die ersten Maxima der Rayleighwelle andersartig zu kennzeichnen. Anstelle von V und H wurden die Bezeichnungen  $a_1$  und  $a_2$  gewählt.

Die Anregung der Rayleighwellen erfolgte wieder mit Hilfe des Trovidurkeiles, und zwar in parallelen Meßreihen stets sowohl von der Deckschicht (Plexiglas) als auch vom Grundmaterial (Aluminium) aus; hierdurch sollte eine Verbindung zu dem noch nicht restlos geklärten Anregungsmechanismus der Mikroseismik durch küstennahe Brandungsunruhe geschaffen werden. Die Wellenlängen betragen für beide Anregungsarten 15 cm; der Phasenumkehrpunkt der H-Komponente im homogenen Halbraum lag dabei in einer Tiefe von 2 - 2.5 cm. Die Wellenlängen wurden deshalb so groß gewählt, weil die Schichtdicken zu ihnen in Beziehung gesetzt werden müssen und da es schwierig ist, sehr dünne Plexiglasstreifen auf die Metallplatten zu kleben.

Wegen der räumlichen Gegebenheiten des apparativen Aufbaues war es nicht möglich, längere Modellplatten als 1.40 m zu benutzen. Im Hinblick auf Rayleighwellenlängen in der Natur von -angenommen- 25 km entsprach diese Länge einem maximal möglichen Wellenwege von 230 km, was wegen der im Kap. 2.2 geforderten Analogiebedingungen viel zu gering war. Zukünftige modellseismische Untersuchungen von Oberflächenwellen müssen an erheblich längeren Modellplatten durchgeführt werden, wobei auch noch Variationen der Modellwerkstoffe notwendig sind.

Für die Grenzfläche Plexiglas/Aluminium gibt es entsprechend den Geschwindigkeiten für Kompressionswellen (a) und für Scherungswellen (b) vier Grenzwinkel (ebene Wellenfronten), die bei den späteren Betrachtungen noch eine Rolle spielen:

	a	b	c	[m/sec]
Plexiglas ("1")	2370	1360	1270	
Aluminium ("2")	5560	3150	2850	

(c = Geschwindigkeit der Rayleighwelle)\*

es ist also:  $a_2 > b_2 > a_1 > b_1$

Somit ergeben sich als Grenzwinkel:

- a) Für eine aus dem Plexiglas einfallende p-Welle:
  - 1.  $\alpha_1 = 25^\circ$  für die p-Welle im Aluminium,
  - 2.  $\alpha_2 = 48.5^\circ \sim 50^\circ$  für die s-Welle im Aluminium.
- b) Für eine aus dem Plexiglas einfallende s-Welle:
  - 1.  $\beta_1 = 25.4^\circ \sim 25^\circ$  für die s-Welle im Aluminium,
  - 2.  $\beta_2 = 14^\circ$  für die p-Welle im Aluminium.

Für die freie Oberfläche der Plexiglasschicht ( $\sigma' = 0.25$ ) liegt der Grenzwinkel entsprechend den p- und s-Wellengeschwindigkeiten bei  $35^\circ$ . Fällt unter diesem Winkel eine s-Welle ein, so löst sich von dem primären System eine inhomogene p-Welle, die eine konische s-Welle nach sich zieht (Abb. 25, Kap. 5.1).

Bevor nachfolgend die Meßergebnisse in den Schichtmodellen im einzelnen untersucht werden, sollen bereits an dieser Stelle einige der grundlegenden Ergebnisse vorweggenommen werden, um das Verständnis des Folgenden zu erleichtern.

1. Als wohl wichtigste Erkenntnis ergab sich, daß die Registrierungen an der freien Oberfläche denen der Mikroseismik völlig analog sind. Die Hodographen sind durchwegs flachgeneigte Ellipsen mit unterschiedlichen Neigungen und Achsenverhältnissen. Zum Teil sind sie linear polarisiert. Das bedeutet also, die Achsenverhältnisse  $\frac{H}{V}$  sind größer als eins und die Phasenwinkel weichen oft recht erheblich von  $90^\circ$  ab. Verfolgt man die Hodographen in zunehmende Tiefe, so läßt sich folgendes beobachten:
2. Entsprechend der Abnahme des Verhältnisses  $\frac{H}{V}$  schwenken die Ellipsen in eine senkrechte Lage, die knapp unterhalb der Grenzfläche Plexiglas/Aluminium erreicht wird (vgl. Kap. 4.3).
3. In der Grenzfläche ist die Grenzbedingung der Stetigkeit der Verrückungen für beide Werkstoffe erfüllt. Sehr dicht darunter ist jedoch im Aluminium eine deutliche Amplitudenzunahme - und zwar nahezu ausschließlich der V-Komponente - gegenüber der symmetrischen Entfernung im Plexiglas zu verzeichnen. Das macht sich in einer erheblichen Vergrößerung der Hodographen bemerkbar. Erst unterhalb dieser Tiefe nehmen die Amplituden auch im Aluminium exponentiell ab. Bei Schichtmodellen liegt im Grundmaterial bei geringer Schichtmächtigkeit der Phasenumkehrpunkt erheblich tiefer; bei größerer Schichtdicke ist keine Phasenumkehr mehr zu beobachten. Die auf Grund theoretischer Überlegungen gewählten Formulierungen von FÖRTSCH und KORSCHUNOW (15, 16, 17, 29), daß Gesteinshorizonte für Oberflächenwellen Energieschwellen darstellen, scheinen zuzutreffen.

4. Das unter 1. - 3. beschriebene, im Vergleich zum Halbraum abweichende Verhalten der Rayleighwelle ist gebunden an ein Grundmaterial mit höheren Wellengeschwindigkeiten als der Deckschicht. Um diese Frage eindeutig zu klären, wurde ein Modell durchgemessen, bei dem in umgekehrter Anordnung auf das Grundmaterial geringerer Geschwindigkeit (Plexiglas) ein 20 mm starker Aluminiumstreifen geklebt war. Die Abbildungen 33 und 34 zeigen das andersartige Verhalten der Rayleighwelle, nämlich die außerordentlich stark ausgeprägte anormale Dispersion und einen erheblich höher liegenden Phasenumkehrpunkt der H-Komponente in einer Tiefe von weniger als 1 cm, also noch innerhalb der Deckschicht höherer Wellengeschwindigkeit (Abb. 34). Im homogenen Halbraum beträgt die Phasenumkehrtiefe etwa 2.5 cm. Außerdem bleiben bei diesem Schichtmodell die Fronten gleicher Phase im Plexiglas mit zunehmender Tiefe zurück. Darauf wird später noch zurückzukommen sein. Die Hodographen sind senkrecht stehende Ellipsen, die ihre Phasenwinkel und ihre Neigungen mit zunehmender Entfernung und zunehmender Tiefe beibehalten; die exponentielle Amplitudenabnahme scheint durch die Grenzfläche nicht beeinflusst zu werden, d.h., es findet unterhalb der Schichtgrenze keine Amplitudenvergrößerung mehr statt.

#### 6.10 Die Untersuchung von Rayleighwellen bei horizontaler Lagerung

Die Untersuchungen der Rayleighwelle in Schichtmodellen wurden mit der horizontalen Lagerung begonnen. Bei einer Wellenlänge von 15 cm betragen in drei parallelen Meßreihen die Schichtdicken rd. 10, 20 und 30 mm.

Keine der Theorien, die sich mit den Erscheinungen beim Vorhandensein von Deckschichten beschäftigen, berücksichtigen die Entstehung der Rayleighwellen und das Hineinleiten in die geschichtete Lagerung. LEE (31) machte die sehr einschneidende Voraussetzung, daß beim Übertritt in das andere Material keinerlei Energieverluste, z.B. durch Reflexionen, stattfinden.

Bei den vorliegenden modellseismischen Versuchen wurde die Rayleighwelle in der überlagernden Deckschicht (Plexiglas) (Abb. 42, 44, 46) angeregt und die Messungen in Abständen von 50, 75 und 100 cm durchgeführt. Parallel dazu erfolgten Messungen mit der Anregung im Grundmaterial (Aluminium) (Abb. 36, 38, 40) für Meßentfernungen von 50 und 75 cm, wobei die Plexiglasschicht auf einer Länge von 13 cm auskeilte und 26 cm im Aluminium frei ließ.

Die Seismogramme zeigen, daß ein Schwingungszug entsteht. Die Extremwerte der ersten Phasen lassen sich für Schichtdicken bis 20 mm gut verfolgen; die ersten Extremwerte der Vertikal- und Horizontalkomponenten, die im homogenen Halbraum den Amplituden  $V_1$  und  $H_2$  entsprechen (Abb. 13), wurden mit  $a_1$  und  $a_2$  gekennzeichnet. Zur besseren Übersicht wurden ferner in einigen Fällen die späteren Extremwerte der Schwingungszüge durch ein oder zwei Striche kenntlich gemacht.

Verfolgt man die Spuren der Vertikalkomponente tiefenmäßig und vergleicht man die hell ausgeleuchtete Spur in der Maximaltiefe von 22 cm mit der an der Oberfläche, so ist ersichtlich, daß die Fronten gleicher Phase im Aluminium nach der Tiefe zu voreilen, und daß die Vertikalampplituden in einer Tiefe von 22 cm noch nicht auf null abgeklungen sind. Die Neigung der Wellenfronten in Ausbreitungsrichtung tritt am augenfälligsten bei den größeren Schichtmächtigkeiten und vor allem bei der Rayleighwellenanregung im Aluminium in Erscheinung (Abb. 38, 40). Gleichzeitig ist in diesen Seismogrammen auch zu sehen, daß an der Oberfläche vor dem ursprünglichen Rayleighwellenimpuls ( $a_1$ ,  $a_2$ ) eine neue Welle auftritt mit schwacher V-Komponente (b) und stark ausgeprägter H-Komponente (c). Diese Erscheinung hat ohne Zweifel ihre Ursache in dem Voreilen einer Grenzschichtwelle im Aluminium. Im 6.2. Kapitel wird bei den Untersuchungen am Keil noch ausführlich darauf eingegangen.

Phasengeschwindigkeit der Rayleighwelle (C) im Aluminium - Plexiglasmodell bei horizontaler Lagerung

Zeichenerklärung

$a_1$  : ( $V_1$  nach Abb.13)  
1. Halbschwingung der Vertikalcomponente;

$a_2, a_2'$  : ( $H_2H_3$  nach Abb.13)  
1., 2. Halbschwingung der Horizontalcomponente.

(E : Meßentfernung  
d : Schichtdicke)

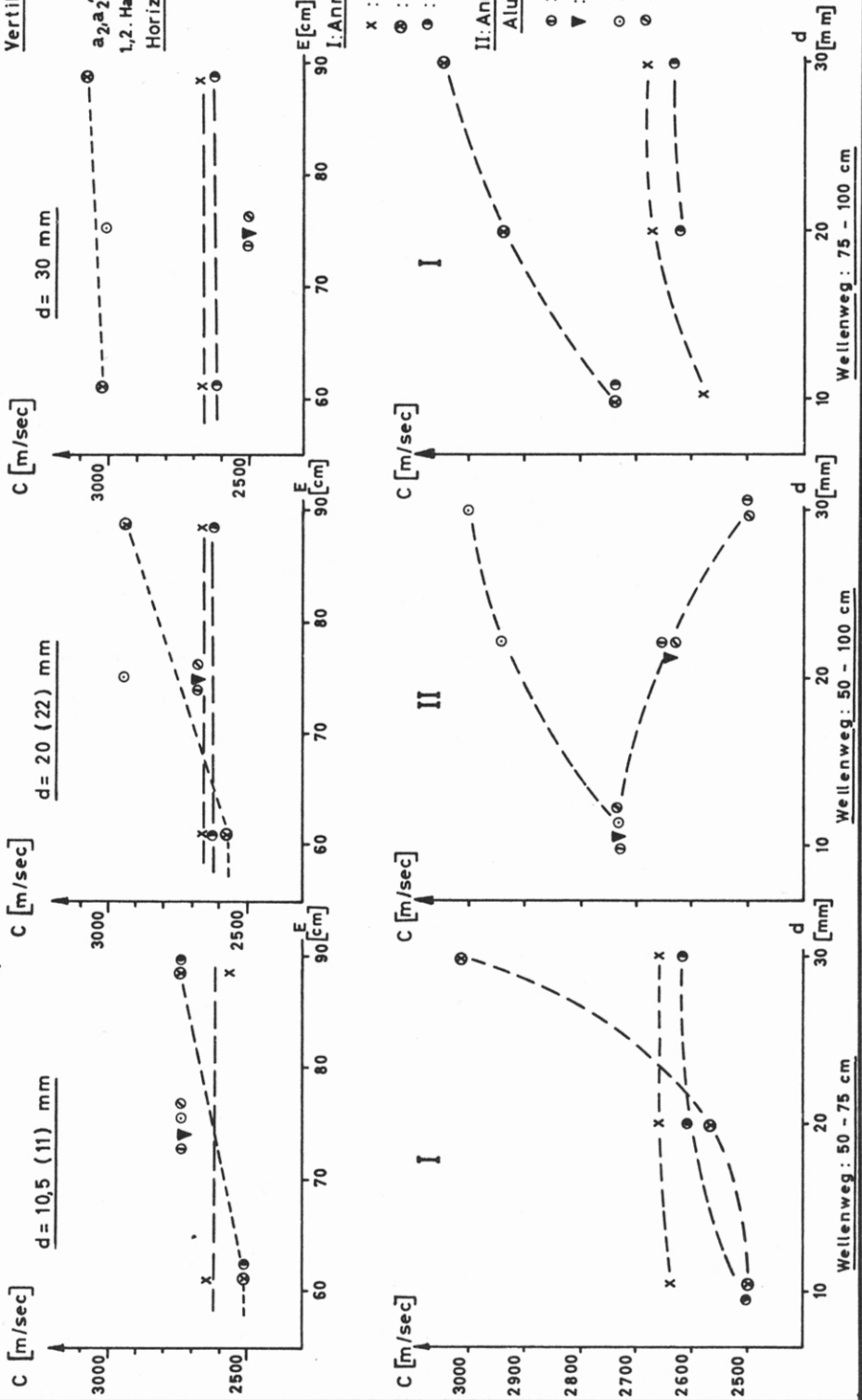


Abb. 16

Wellenweg : 75 - 100 cm

Wellenweg : 50 - 100 cm

Wellenweg : 50 - 75 cm

In Abb. 16 wurden für die freie Oberfläche die Phasengeschwindigkeiten der ersten Maxima der V-Komponente ( $a_1, a_1'$ ) und der H-Komponente ( $a_2, a_2'$ ) in Abhängigkeit von der Schichtdicke  $d$  bestimmt. Da die Messungen nur in Entfernungen von 50, 75 und 100 cm -bzw. 50 und 100 cm- erfolgten, ergaben sich nur grobe, mittlere Geschwindigkeitswerte, die graphisch über der mittleren Meßentfernung als Abszisse aufgetragen wurden. In dieser Darstellung macht sich die neu gebildete, vorauseilende Welle ( $c$ ) am Kopf des Wellenzuges noch deutlicher bemerkbar, was am augenscheinlichsten in den Kurven II zum Ausdruck kommt. Hier sind die Geschwindigkeiten bei der Anregung im Aluminium in Abhängigkeit von der Schichtdicke ( $d$ ) dargestellt. Bei  $d = 10$  mm ist die Geschwindigkeit für die ersten beiden Extremwerte der V-Komponente ( $a_1, a_1'$ ) und der H-Komponenten ( $a_2, a_2'$ ) annähernd gleich und liegt mit rd. 2700 m/sec nur wenig unter der Rayleighwellengeschwindigkeit des Aluminiums. Mit zunehmender Schichtmächtigkeit sinkt die Geschwindigkeit von  $a_1, a_1'$  und  $a_2'$  recht erheblich, während die Phasengeschwindigkeit der ersten Halbschwingung der H-Komponente  $a_2$  beträchtlich ansteigt (vgl. Abb. 40).

Die übrigen Kurven der Abbildung 16 zeigen dasselbe Bild; mit zunehmender Schichtdicke steigt die Geschwindigkeit von  $a_2$  auf eine Geschwindigkeit von mehr als 3000 m/sec und liegt damit über der Rayleighwellengeschwindigkeit von Aluminium. Das bedeutet, daß man in Wirklichkeit bereits eine Phase der neuen Welle ( $c$ ) mißt. Entscheidend für diese Erscheinung ist eine Deckschicht, die in ihrer Mächtigkeit die Phasenumkehrtiefe der freien Rayleighwelle überschreitet. Da diese Tiefe nach Abb. 15 für Plexiglas bei 2 - 2.5 cm liegt, wurde bei den Modellen bewußt versucht, von dieser Schichtdicke ausgehend sowohl größere als auch geringere Mächtigkeiten noch zu erfassen. Für eine genauere Untersuchung kommt erschwerend hinzu, daß die beiden Halbschwingungen der horizontalen Komponente in unterschiedlicher Tiefe ihren Nullpunkt haben. Die V-Komponente der Rayleighwelle bleibt von dieser Erscheinung weitestgehend unbeeinflusst.

Die Ursachen dieser Erscheinung lassen sich in folgender Weise deuten: Die Schichtgrenze zwischen dem Plexiglas und dem Aluminium bildet einen Refraktionshorizont, an dem die ursprünglich angeregte Rayleighwelle geführt wird. Diese Welle strahlt Energie in die Deckschicht ab und hat bis zu einer Deckschichtmächtigkeit, die der Phasenumkehrtiefe entspricht, den Charakter einer Oberflächenwelle; die Phasengeschwindigkeit ist gleich oder kleiner der Rayleighwellengeschwindigkeit in Aluminium als homogenem Halbraum. Wird die Deckschicht noch mächtiger, so verwandelt sich diese Oberflächenwelle in eine Grenzschichtwelle, deren Geschwindigkeit über der Rayleighwellengeschwindigkeit des Aluminiums liegt. Diese Grenzschichtwelle strahlt weiterhin in das Plexiglas Wellenenergie ab und erzeugt auf diese Weise die starke  $c$ -Welle. Gleichzeitig ist bei dieser Mächtigkeit die Bedingung dafür erfüllt, daß sich in der Deckschicht eine freie Rayleighwelle ausbilden kann, die hinter dem ersten Wellensystem ( $c$ ) zurückbleibt.

Wegen der begrenzten Modellängen ließ sich nicht eindeutig feststellen, ob die Trennung dieser beiden Wellensysteme auch bei geringeren Schichtdicken auftreten kann. Die Vermutung, daß diese Trennung auch hier stattfindet, liegt nahe, wenn man die Hodographen in verschiedenen Meßentfernungen vergleicht. Die Abbildungen 43 und 37 zeigen, daß sich die Ellipsenneigungen in starkem Maße ändern. Das wird durch die Änderung des Phasenwinkels  $\varphi$ , also durch ein Vorauseilen der horizontalen  $c$ -Welle hervorgerufen. Bei den nachfolgenden Versuchen an keilförmigen Deckschichten werden diese beschriebenen Erscheinungen noch deutlicher.

Im allgemeinen treten die beschriebenen Effekte bei einer Anregung in Aluminium stärker in Erscheinung. Die Anregung in der Deckschicht (Plexiglas) bringt jedoch keine grundsätzlich andersartigen Ergebnisse. Besonders hinzuweisen ist auf die Abbildungen 47 und 41 für Schichtmächtigkeiten von 30 mm. Die Ellipsen sind teilweise linear polarisiert, und zum Teil haben sie ein Achsenverhältnis, das dem der Rayleighwelle im homogenen Halbraum entspricht (vgl. Kap. 6.2).

Abgesehen von den Modellen mit 10 mm Schichtdicke sind die Partikelbewegungen an der Schichtgrenze etwa senkrecht stehende Ellipsen mit einem Achsenverhältnis, das angenähert dem im homogenen Halbraum entspricht. Um den Einfluß der Neigung des auskeilenden Teiles der

Plexiglasschicht abzuschätzen, wurde eine 20 mm starke Schicht ohne Abschrägung auf Aluminium geklebt (Abb. 35). Ein Vergleich mit den Verhältnissen bei auskeilender Schicht (Abb. 39) zeigt, daß die Unterschiede im Vergleich zu den anderen Effekten nur gering sind.

### 6.11 Die Theorie von LEE und SUZUKI

Die Auswertungen der Messungen an Schichtmodellen machten deutlich, daß die Partikelbewegungen an der Oberfläche denen der Mikroseismik stark ähneln.

Nachdem RAYLEIGH vor der Jahrhundertwende seine theoretischen Überlegungen angestellt hatte, war es 1927 SEZAWA, der die Theorie für den Fall einer Schicht über dem Halbraum erweiterte. Da hierbei der Dispersionseffekt nachgewiesen wurde, konnte die Diskrepanz zu den seismologischen Beobachtungen beseitigt werden.

Bereits früher hatte LOVE die Dispersion von SH-Wellen bei einer Schicht über dem Halbraum gefunden. LEE (31) knüpfte Anfang der dreißiger Jahre an die Überlegungen LOVE's und STONLEY's an und untersuchte vor allem die Amplitudenverhältnisse von Rayleighwellen, die sich im Granit ausbreiten, über dem eine im Vergleich zur Wellenlänge dünne Deckschicht anderen Materials lag. Da LEE hierbei zeigte, daß für bestimmte Perioden, die gerade im Bereich der Mikroseismik liegen (Kap. 1.0, 1.1), die horizontale Bewegungskomponente sehr viel stärker betont ist als die Vertikale, sollen die vorliegenden modellseismischen Ergebnisse im Hinblick auf seine Theorie überprüft werden. LEE machte folgende vereinfachende Voraussetzungen (der Index 1 bezeichnet die Werte in der Deckschicht):

1.  $G_1 = G_2 = 0.25$
2. Die Schichtdicke  $d$  soll klein sein relativ zur Wellenlänge  $L$ ; in diesem Fall vereinfacht sich die Gleichung für die Phasengeschwindigkeit und kann gelöst werden; im anderen Falle erfolgt die Lösung durch sukzessive Approximation.
3. Nur wenn keine Energieverluste durch Reflexion beim Übertritt in das andere Material auftreten, sind die Amplituden an der Oberfläche einer Deckschicht mit denen an der Oberfläche eines granitischen Halbraumes vergleichbar. — LEE benutzte die Formulierungen LOVE's (s. Kap. 5.3):

$$f = \frac{\omega}{c}$$

$$r_1^2 = h_1^2 - f^2; \quad s_1^2 = k_1^2 - f^2;$$

$$r_2^2 = f^2 - h_2^2; \quad s_2^2 = f^2 - k_2^2;$$

hierbei sind:

$$r_1, r_2, s_1, s_2 \text{ positiv reell, wenn:}$$

$$f^2 < h_1^2 < k_1^2, \quad f^2 > k_2^2 > h_2^2.$$

Aus den Bewegungsgleichungen erhält man vier Gleichungen für die Verrückung  $(u_1, u_2)$  in der Deckschicht und im Grundmaterial, in denen sechs Konstanten auftreten; unter Berücksichtigung der bekannten Randbedingungen erhielt LEE mit Hilfe der dimensionslosen Parameter  $\frac{k}{f}$  und  $f \cdot d$  ( $d$  = Schichtdicke) einen impliziten Ausdruck für die Phasengeschwindigkeit:

$$\xi \eta' - \xi' \eta = 0 .$$

Hierbei sind mit Hilfe der von LOVE gegebenen Beziehungen:

$$X = \frac{\mu_2}{\mu_1} \frac{k_2^2}{f^2} - 2 \left( \frac{\mu_2}{\mu_1} - 1 \right); Y = \frac{k_1^2}{f^2} + 2 \left( \frac{\mu_2}{\mu_1} - 1 \right);$$

$$Z = \frac{\mu_2}{\mu_1} \frac{k_2^2}{f^2} - \frac{k_1^2}{f^2} - 2 \left( \frac{\mu_2}{\mu_1} - 1 \right); W = 2 \left( \frac{\mu_2}{\mu_1} - 1 \right);$$

$$\xi = \left( 2 - \frac{k_1^2}{f^2} \right) \left[ X \cos r_1 d + \frac{r_2}{r_1} Y \sin r_1 d \right] + 2 \frac{s_1}{f} \left[ \frac{r_1}{f} W \sin s_1 d - \frac{f}{s_1} Z \cos s_1 d \right]$$

$$\xi' = \left( 2 - \frac{k_1^2}{f^2} \right) \left[ \frac{s_2}{f} W \cos r_1 d + \frac{f}{r_1} Z \sin r_1 d \right] + 2 \frac{s_1}{f} \left[ X \sin s_1 d - \frac{s_2}{s_1} Y \cos s_1 d \right]$$

$$\eta = \left( 2 - \frac{k_1^2}{f^2} \right) \left[ \frac{r_2}{f} W \cos s_1 d + \frac{f}{s_1} Z \sin s_1 d \right] + 2 \frac{r_1}{f} \left[ X \sin r_1 d - \frac{r_2}{r_1} Y \cos r_1 d \right]$$

$$\eta' = \left( 2 - \frac{k_1^2}{f^2} \right) \left[ X \cos s_1 d + \frac{s_2}{s_1} Y \sin s_1 d + 2 \frac{r_1}{f} \left[ \frac{s_2}{f} W \sin r_1 d - \frac{f}{r_1} Z \cos r_1 d \right] \right]$$

Für  $d = 0$  ergibt sich die bekannte Beziehung für den homogenen Halbraum:

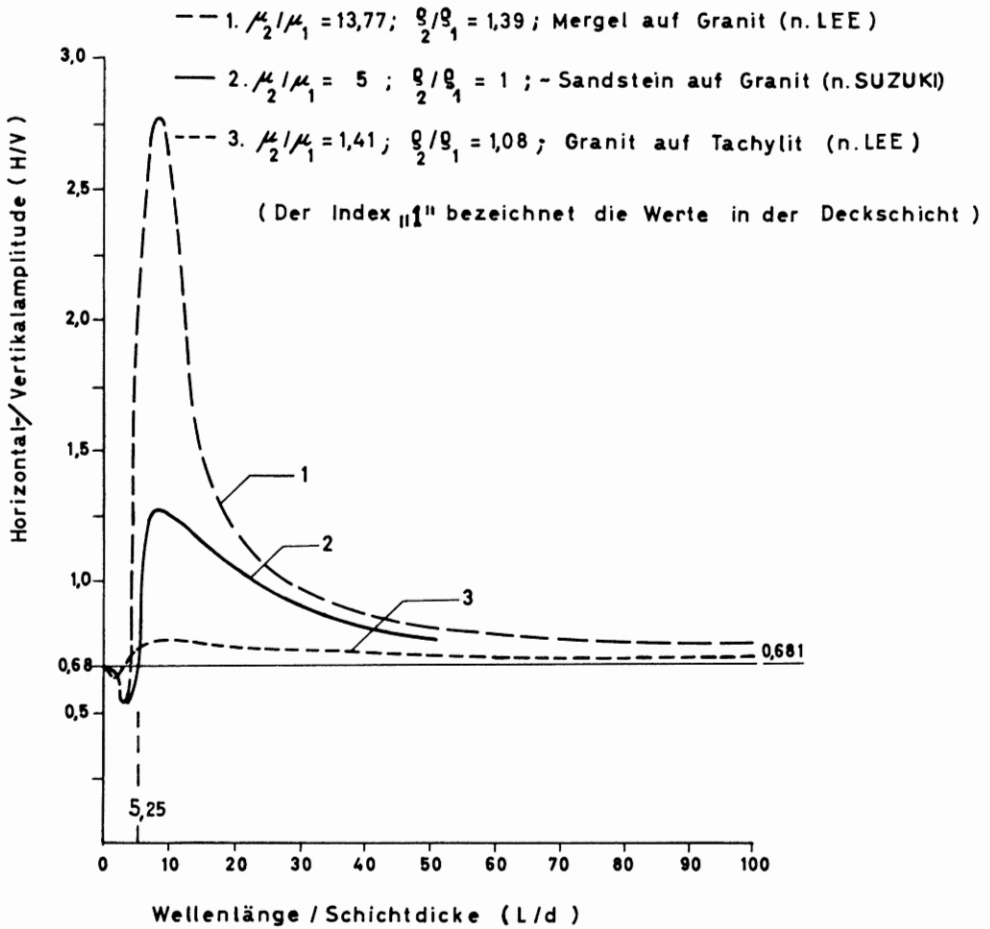
$$\frac{4 s_2 r_2}{f^2} = \left( 2 - \frac{k_2^2}{f^2} \right)^2 .$$

LEE nahm als Grundgebirge Granit und als Deckschicht Kalkstein, Sandstein und Mergel an (s. Analogiebedingungen Kap. 2.2). Für eine Periode von  $2\pi$  Sekunden ergeben sich in obiger Reihenfolge Wellenlängen von 18.4, 10.0, 8.3 und 5.8 km. Das Verhältnis von Horizontal- zu Vertikalamplitude an der Oberfläche wurde für Deckschichtmächtigkeiten von 0 bis 1 km numerisch berechnet. Eine einfache Maßstabänderung der Kurven ermöglichte eine Erweiterung auf Perioden, die von der Größe  $2\pi$  abweichen.

Durch sukzessive Approximation gelang es LEE später, seine Theorie auch auf größere Deckschichtmächtigkeiten auszudehnen (32), wobei er sich auf die Fälle Mergel über Granit und Granit über basaltartigem Tiefengestein (Tachylit) beschränkte. Das schuf die Möglichkeit der modellmäßigen Nachbildung, da im ersteren Fall entsprechend den Analogiebedingungen Plexiglasstreifen von nur etwa 5 - 8 mm Stärke hätten aufgeklebt werden müssen. Schwierigkeiten bereiteten jedoch die im Vergleich zu den Modellwerkstoffen unterschiedlichen Gesteinskonstanten. Aus diesem Grunde wurden



Verhältnis von Horizontal- zu Vertikalampplitude bei Rayleigh-  
wellen im 2-Schichtenmodell (gemessen an der Oberfläche )  
( nach LEE , SUZUKI )



Bei  $L/d \approx 5,25$  entspricht die Deckschichtmächtigkeit  
der Phasenumkehrtiefe der freien Rayleighwelle

Abb. 17

die sehr ähnlichen Berechnungen SUZUKI's (48) mit herangezogen.

SUZUKI hatte im Anschluß an die erste Arbeit LEE's die gleichen Berechnungen durchgeführt. Er ging hierbei von den Überlegungen SEZAWA's aus und nahm stark vereinfachend in allen Fällen ein konstantes Dichteverhältnis von  $\frac{\rho_2}{\rho_1} = 1$  an. Die Berechnungen wurden für verschiedene Verhältnisse der Schubmodul durchgeführt, wobei  $\frac{\mu_2}{\mu_1} = 5$  angenähert dem Fall einer auf Granit liegenden Sandsteinschicht entsprach und der Aluminium - Plexiglas kombi nation hinsichtlich der Wellengeschwindigkeiten am nächsten kam (vgl. Kap. 2.2).

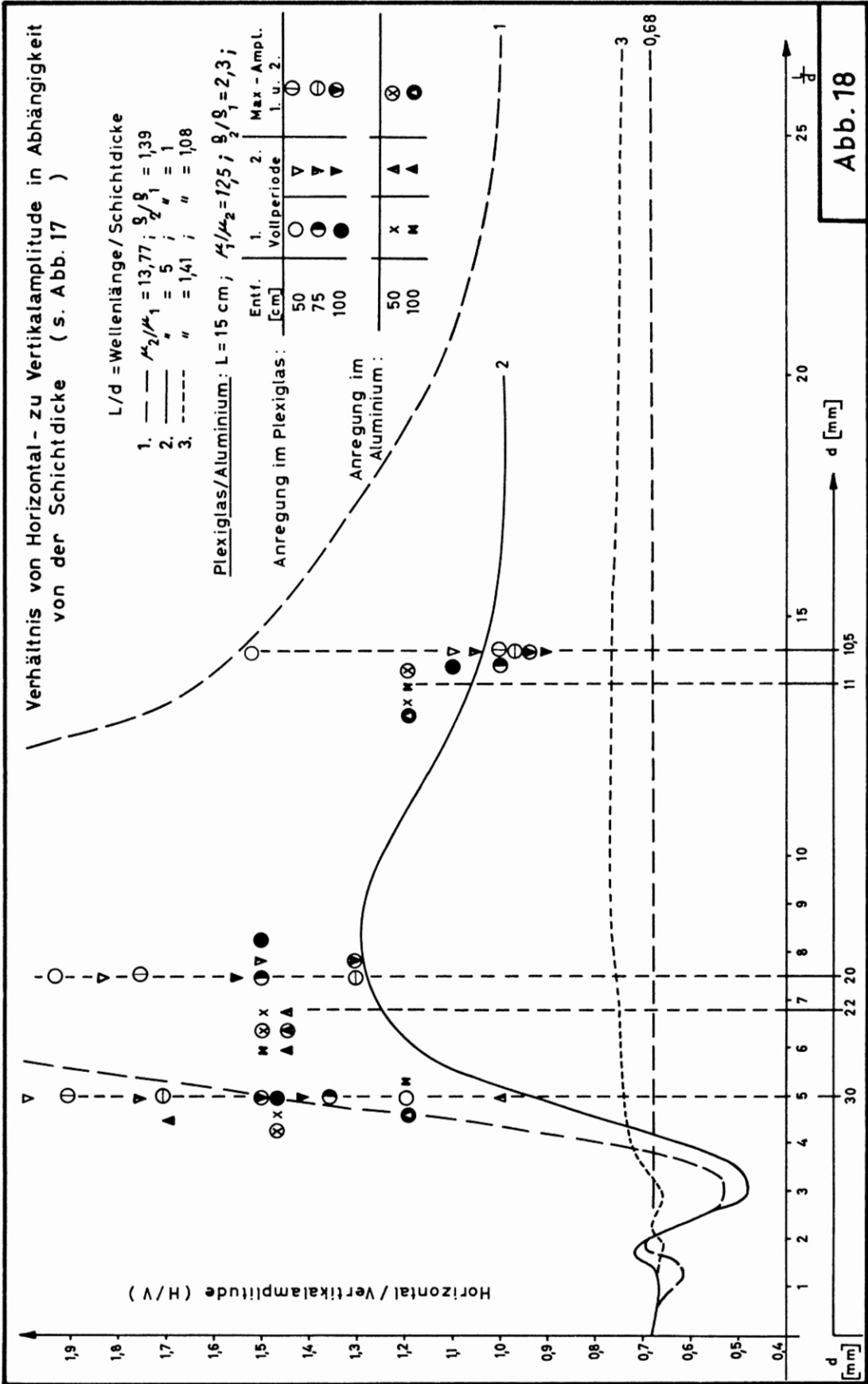
In der Abbildung 17 sind die Quotienten aus den horizontalen und vertikalen Amplituden H/V für die oben genannten drei Fälle in Abhängigkeit von dem Verhältnis der Wellenlänge (L) zur Schichtdicke (d) graphisch dargestellt. Die Kurven zeigen abhängig vom Verhältnis der Schubmodul und der Dichten eine starke Überhöhung für Abszissenwerte  $\frac{L}{d}$  von etwa 6 - 20. Für sehr kleine Schichtdicken geht das Amplitudenverhältnis in das für den homogenen Halbraum über (0.68); d.h., die Rayleighwelle läuft dann fast ausschließlich im Grundmaterial. Bei zunehmender Deckschichtmächtigkeit dagegen nähert sich das Amplitudenverhältnis H/V nicht asymptotisch dem Wert von 0.68. Diese Größe wird vielmehr in einem steilen Kurvenverlauf bereits bei einer Schichtdicke erreicht, die der Phasenumkehrtiefe der Rayleighwelle im Grundmaterial entspricht. Das bedeutet, in der Deckschicht kann sich bereits dann eine freie Rayleighwelle mit normalem Amplitudenverhältnis ausbilden, wenn die Mächtigkeit rd.  $\frac{1}{5}$  der Rayleighwellenlänge beträgt.

Die Abbildung 18 zeigt in einem vergrößerten Ausschnitt der Abbildung 17 die Auswertung der für die horizontale Lagerung gezeichneten Hodographen (Abb. 35 - 47). Es wurden hierbei stets nur die ersten beiden Vollschrwingungen berücksichtigt, die amplitudenmäßig gegenüber den anderen sehr viel stärker in Erscheinung treten. Das  $\frac{H}{V}$  -Verhältnis wurde sowohl für jede dieser beiden Perioden ermittelt als auch gemeinsam unter alleiniger Benutzung der Maximalamplituden aus beiden Vollschrwingungen.

Es muß in Betracht gezogen werden, daß nach den Analogiebedingungen (Kap. 2.2, Tab. 1) die Werkstoffkombination Aluminium/Plexiglas im Vergleich zu den von LEE benutzten Gesteinskombinationen nur in bezug auf das Grundmaterial (Aluminium, Granit) übereinstimmt, während die Wellengeschwindigkeiten in der Plexiglasdeckschicht etwas geringer als die Geschwindigkeiten im Sandstein sind. Die geforderte Verhältnismöglichkeit der Schubmodul und der Dichten ist nicht mehr erfüllt.

Im Hinblick auf diese unterschiedlichen Modellbedingungen ergibt sich angenähert eine Bestätigung der aus dem Jahre 1932 stammenden LEE'schen Theorie. Die eingetragenen Meßergebnisse zeigen auch, daß die Frage nach dem Ort der Anregung -ob in der Deckschicht oder im Grundmaterial- für das Amplitudenverhältnis von zweitrangiger Bedeutung ist. Besonders augenfällig ist die starke Streuung für Deckschichten von 30 mm. Das stimmt mit den im vorigen Kapitel beschriebenen Beobachtungen überein (Abb. 16), nach denen sich bei größerer Schichtdicke als der Phasenumkehrtiefe eine inhomogene c-Welle von dem primären Rayleighwellensystem löst. Die in den Abbildungen 17, 18 graphisch dargestellte LEE'sche Theorie beschreibt nur das Verhalten der freien Rayleighwelle in einem Schichtmodell. Bei der o.g. Schichtdicke beobachtet man jedoch an der Oberfläche die Überlagerung der von der Grenzschichtwelle erzeugten c-Welle und der freien Rayleighwelle im Plexiglas, wobei die letztere immer mehr zurückbleibt.

Größere Meßentfernungen brachten -von extremen Streuwerten abgesehen- nur unbedeutende Veränderungen des  $\frac{H}{V}$  -Verhältnisses. Das müßte jedoch bei genügend langen Modellen wegen des aus den Änderungen der Ellipsenneigungen ersichtlichen Geschwindigkeitsunterschiedes eintreten. Dieses Problem bedarf noch einer späteren experimentellen Klärung.



## 6.2 Die Untersuchung von Rayleighwellen bei geneigter Lagerung

Um einen generellen Überblick zu gewinnen, lag es nahe, die Betrachtungen auch auf solche Schichtmächtigkeiten auszudehnen, die sich der Rayleighwellenlänge nähern. Dabei erschien es am zweckmäßigsten, mit keilförmigen Deckschichten zu arbeiten, deren Mächtigkeit in Analogie zu den Untergrundverhältnissen der Hamburger Erdbebenstation (Kap. 1.0, 1.1) mit einer Steigung von  $5^\circ$  linear anwuchs.

Untersuchungen von Rayleighwellen in geneigten Deckschichten wurden bis jetzt nur in vereinzelten Ausnahmefällen durchgeführt und beschränkten sich dann meist nur auf die Oberfläche. So vereinfachte z.B. KUO (30) die Modellverhältnisse, indem er eine annähernd sinusförmige Deckschicht annahm und sie durch ein Stufenmodell ersetzte.

Die Untersuchungen der vorliegenden Arbeit wurden wieder in der bereits beschriebenen Weise durchgeführt, also durch eine Anregung der Rayleighwelle sowohl im Plexiglas als auch im Aluminium. Da im letzteren Falle manche Erscheinungen etwas deutlicher hervortreten, sollen diese Messungen ausführlicher besprochen werden. Der Einfluß der Schichtneigung ließ sich abschätzen, indem derselbe Plexiglaskeil einmal als ansteigende Deckschicht (Abb. 48 - 59) und danach als abfallende Deckschicht (Abb. 60 - 66) benutzt wurde.

Die bei ansteigenden Schichten auftretenden Erscheinungen sollen anhand der Abbildung 48, BS 11 - 16 beschrieben werden. Die ersten Extremwerte der primär angeregten Rayleighwelle wurden mit  $a_1$ ,  $a_2$  gekennzeichnet.

Bis zu einer Meßentfernung von 29 cm ( $d = 3$  mm, BS 12) ist keine nennenswerte Abweichung gegenüber der freien Rayleighwelle des Aluminiums zu beobachten, d.h. die Hodographen an der Oberfläche sind senkrecht stehende bzw. schwach geneigte Ellipsen. Außerdem scheint bei diesen geringen Meßentfernungen die Rayleighwelle im Hinblick auf die Phasenumkehr noch nicht richtig ausgebildet zu sein, wie ein Vergleich mit den Seismogrammen der Abbildung 31 II des homogenen Aluminiumhalbraumes bei gleicher Keilanregung zeigt.

In 50 cm Entfernung (Abb. 48, BS 13) tritt bei der Schichtdicke von 22 mm dieselbe Erscheinung auf wie bei der horizontalen Lagerung, nämlich eine außerordentliche Vergrößerung der H-Komponente, und zwar besonders der ersten Halbschwingung, was in den Hodographen (Abb. 51, S 13) sehr deutlich zum Ausdruck kommt. Bei Meßentfernungen von 75 cm und mehr (Abb. 48, BS 14 - 16) ist die Schichtdicke größer geworden als die Phasenumkehrtiefe. Es beginnt eine starke horizontale Schwingung vorauszuweichen; die ersten Halbschwingungen wurden wie bei den Seismogrammen der horizontalen Lagerung wieder mit  $c$  und  $c_1$  gekennzeichnet. Auf den Seismogrammen der vertikalen Komponente ist eine schwächere Schwingung zu beobachten ( $b$ ,  $b_1$ ). Hinter diesem Wellensystem läuft eine Rayleighwelle  $a_1$ ,  $a_2$  mit geringerer Geschwindigkeit. Das Amplitudenverhältnis dieser Welle entspricht dem einer Rayleighwelle im homogenen Halbraum. Das bedeutet, der nennenswerte Teil der Energie dieser Welle  $a$  fließt nur noch in der Deckschicht, obwohl die Amplituden an der Schichtgrenze noch nicht völlig abgeklungen sind. Ein Vergleich der Hodographen macht diese Erscheinungen noch deutlicher. In der Abbildung 53, S 15 z B. trifft die in der Deckschicht laufende freie Rayleighwelle  $a_1$ ,  $a_2$  etwa  $150 \mu\text{sec}$  nach den ersten Einsätzen ein. Die vorhergehenden Partikelbewegungen der  $c$ -Welle sind nahezu linear polarisiert oder bestehen aus sehr flachgeneigten prograd umlaufenden Ellipsen. Damit finden die in Kap. 1.0, 1.1 dargelegten Beobachtungen der Mikroseismik eine experimentelle Bestätigung, die sich aus der Theorie LEE's nicht ergab.

Bei einer Anregung der Rayleighwelle auf der auskeilenden Plexiglasschicht (Abb. 55, BS 21 - 24) erhält man in etwas undeutlicherer Form dieselben Erscheinungen. Wie vorhergehend sind die Phasen zur leichteren Übersicht durch  $a$ ,  $b$  und  $c$  gekennzeichnet. Die prograd durchlaufenen bzw. linear polarisierten Ellipsen treten in Abbildung 59, S 24 am deutlichsten in Erscheinung; in diesem Bild ist von der Rayleighwelle  $a_1$ ,  $a_2$  nur noch ein Teil ganz rechts im Seismogramm zu erkennen.

Aus der Abbildung 48, BS 14 - 16 wird weiterhin deutlich, daß bei der V-Komponente eine Phasenumkehr zu beobachten ist, wodurch die Hodographen ihren Umlaufsinn mit zunehmender Tiefe umkehren.

Außerordentlich bemerkenswert ist noch die Beobachtung, daß die Fronten gleicher Phase der V-Komponente im Aluminium mit zunehmender Tiefe voreilen und nicht mehr auf der Schichtgrenze senkrecht stehen. Diese Erscheinung wird am deutlichsten, wenn man die tiefste -heller ausgeleuchtete- Spur mit der an der Oberfläche vergleicht. Es ist augenscheinlich, daß die starke Vergrößerung der H-Amplitude bzw. die Neubildung der c-Welle in der Deckschicht an das Voreilen der Wellenfronten im Aluminium gebunden ist, wie ein Vergleich von BS 11 - 13 in Abb. 48 zeigt. Diese Erscheinung war auch schon bei der horizontalen Lagerung zu beobachten. Es muß in diesem Zusammenhange erinnert werden an die in Kap. 6.0 beschriebenen Meßergebnisse an einem Modell, bei dem eine Aluminiumdeckschicht auf Plexiglas geklebt war (Abb. 33, 34). Alle Erscheinungen, die mit der Amplitudenvergrößerung der H-Komponente auftreten, sind an ein Grundmaterial höherer Wellengeschwindigkeit gebunden, wodurch sich eine refraktierte Rayleighwelle bildet. Hierauf ist im letzten Kapitel noch zurückzukommen.

Die c-Welle hat den Charakter einer inhomogenen Welle. Die Frage, ob diese Welle dadurch entsteht, daß eine s-Welle unter dem Grenzwinkel von  $35^\circ$  (Kap. 6.0) auf die freie Plexiglasoberfläche fällt, ließ sich sehr rasch verneinen. Die Fronten gleicher Phase der c-Welle schließen mit der Horizontalen einen Winkel von  $25^\circ$  ein; unter Berücksichtigung der Schichtneigung von  $5^\circ$  treffen die Fronten also beim ansteigenden Keil unter  $30^\circ$  und beim abfallenden Keil unter  $20^\circ$  auf die Oberfläche. Die Abbildung 64, BF 21 - 22 am abfallenden Keil läßt jedoch erkennen, daß hier ebenfalls die c-Welle auftritt; sie erscheint von vornherein als erster Einsatz. Auch bei diesen Seismogrammen ist in bestimmter Tiefe eine ausgeprägte Phasenumkehr zu beobachten. Ein Vergleich der Hodographen (Abb. 65 - 66) macht dieselbe Erscheinung wie beim ansteigenden Keil deutlich: oberhalb einer bestimmten Schichtdicke sind die Partikelbewegungen an der Oberfläche sehr flache prograde Ellipsen, die mit zunehmender Tiefe ihren Umlaufsinn umkehren. Danach spielt also bei diesen ganzen Erscheinungen die Schichtneigung nur eine untergeordnete Rolle, während die Schichtmächtigkeit den entscheidenden Einfluß ausübt. Die Messungen am abfallenden Keil bei Anregung im Plexiglas (Abb. 60 - 63) sollen hier nicht näher diskutiert werden.

Die Frage, wie die c-Welle entsteht, läßt sich durch eine genauere Untersuchung der Modellseismogramme beantworten. Die Abbildungen 19a und 19b zeigen in vergrößertem Maßstab noch einmal die Verhältnisse am ansteigenden Keil (Abb. 48, BS 15) und am abfallenden Keil (Abb. 64, BF 21). Den Abbildungen wurde jeweils eine schematische Darstellung der Fronten gleicher Phase beigefügt. An der Schichtgrenze Plexiglas-Aluminium erkennt man deutlich die refraktierte Rayleighwelle, die in der Deckschicht zwei Kopfwellen unter den Winkeln von  $50^\circ$  und  $25^\circ$  mit sich schleppt. Diese beiden Kopfwellen, die als Einsätze "c" und "b" in Erscheinung treten, werden an der freien Oberfläche reflektiert, so daß in der Plexiglasschicht ein Interferenzsystem entsteht. Wie im Nachfolgenden noch beschrieben wird, interferieren stets zwei s-Wellen. Zur Veranschaulichung wurden in den Seismogrammen einige Fronten gleicher Phase der beiden Kopfwellen und ihrer Reflexionen eingezeichnet. Auch an den keilförmig geschichteten Modellen müssen wie bei der horizontalen Lagerung noch nähere Untersuchungen mit größeren Modelllängen durchgeführt werden, und zwar vor allem in der Weise, daß die keilförmige Schicht bei größerer Mächtigkeit in eine horizontale Schichtung übergeht.

Die Untersuchungen der am Keil auftretenden Wellen machten wie bei der waagerechten Lagerung Phasengeschwindigkeitsmessungen erforderlich. In der Abbildung 20 wurden die Verhältnisse der beim ansteigenden Keil (Abb. 48) auftretenden Wellenfronten durch die graphische Darstellung der Geschwindigkeiten ihrer jeweils ersten Phasen deutlich gemacht. In zukünftigen Untersuchungen müssen die Phasengeschwindigkeiten durch Verringerung der Meßabstände noch sehr viel genauer gemessen werden. Im Hinblick auf die Zuordnung der Phasen ist es darüber hinaus zweckmäßig, auch auf Längsprofilen zu registrieren.

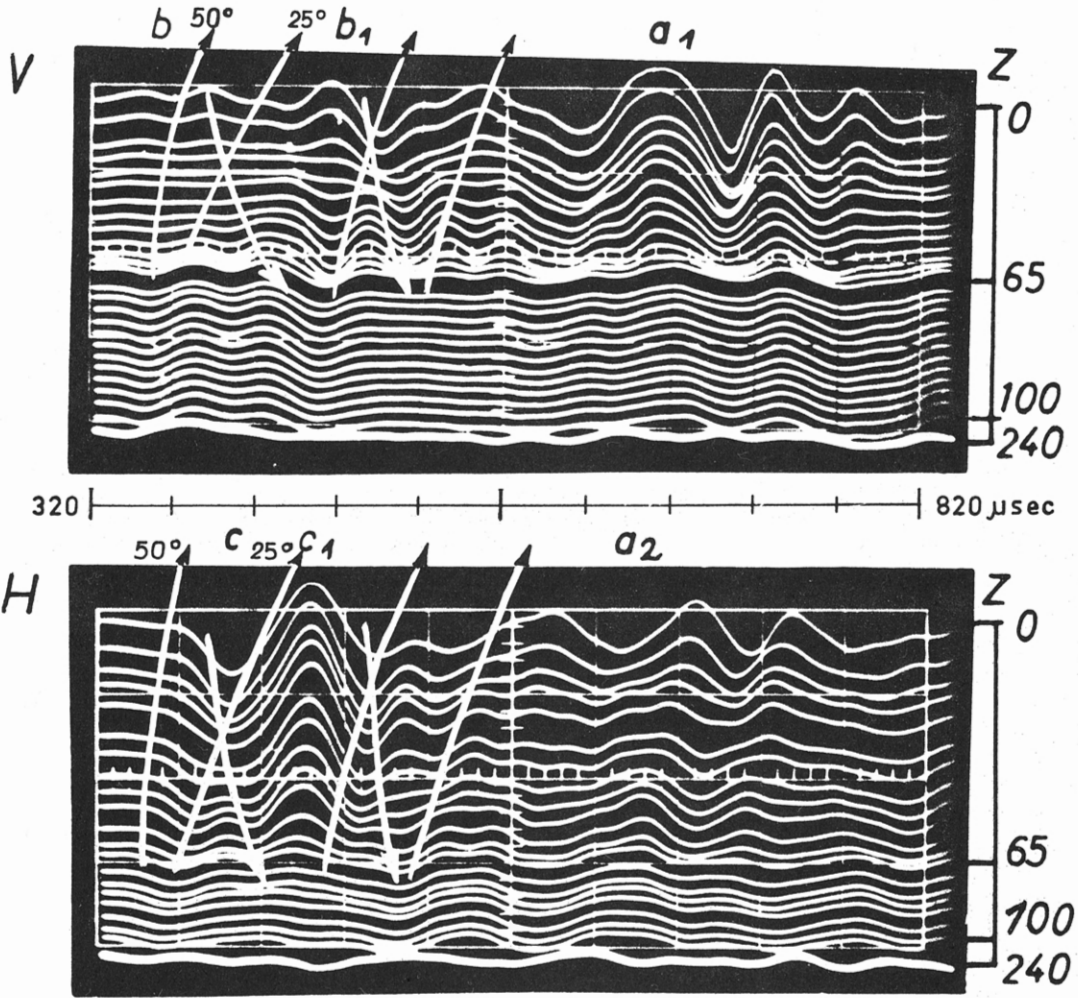
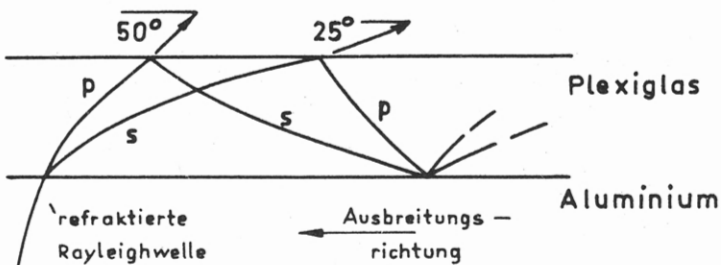


Abb.48, BS15 (vergrößert)

ansteigender Keil:  $E = 1000$ ;  $d = 65$



Schematische Darstellung der Fronten gleicher Phase der refraktierten Rayleighwellen sowie der von ihr erzeugten Kopfwellen und deren Reflexionen.

Abb. 19 $\alpha$

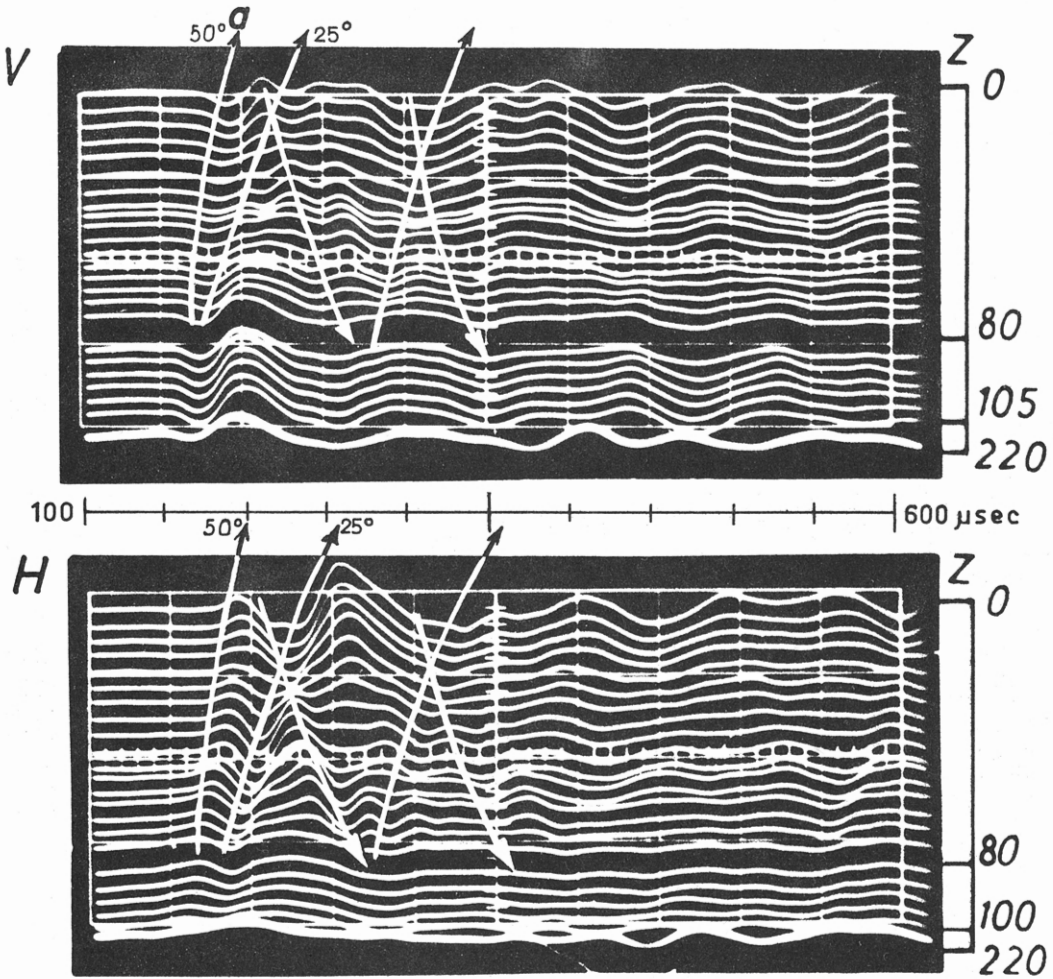
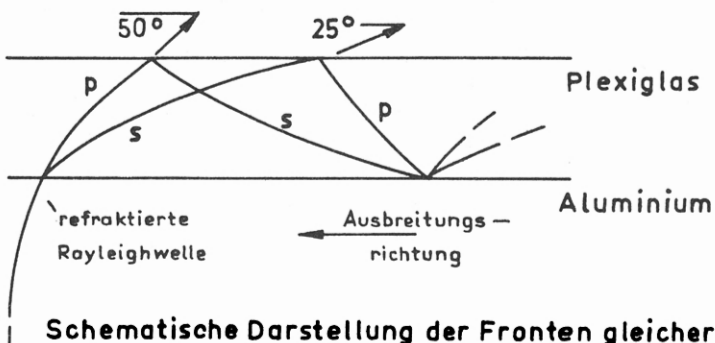


Abb. 64, BF 21 (vergrößert)

abfallender Keil:  $E = 500$ ;  $d = 80$



Schematische Darstellung der Fronten gleicher Phase der refraktierten Rayleighwellen sowie der von ihr erzeugten Kopfwellen und deren Reflexionen.

Abb. 19b

Die Fronten gleicher Phase eilen mit zunehmender Tiefe voraus; aus diesem Grunde ist in Abbildung 20 die Phasengeschwindigkeit der refraktierten Rayleighwelle für die Grenzfläche Plexiglas-Aluminium und für die maximale Meßtiefe von 22 cm aufgetragen. In dieser letzteren Meßtiefe haben die voreilenden Fronten eine Geschwindigkeit von rd. 3100 - 2900 m/sec, d.h. die Geschwindigkeit nähert sich der Scherwellengeschwindigkeit des Aluminiums. Die graphische Darstellung muß eine etwas geneigte Linie ergeben, da parallel zur freien Oberfläche gemessen wurde. Wegen der Phasenänderung der H-Komponente wurde nur die V-Komponente zur Geschwindigkeitsbestimmung benutzt.

Die ersten Halbschwingungen der V- und H-Komponenten an der Schichtgrenze Plexiglas/Aluminium fallen solange mit denen der primären Rayleighwelle ( $a_1$ ,  $a_2$ ) zusammen, wie die Deckschicht sehr gering ist bzw. völlig fehlt. Unter primärer Rayleighwelle  $a_1$ ,  $a_2$  soll hierbei die Rayleighwelle verstanden werden, die mit Hilfe des Trovidurkeiles am Anfang des gesamten Wellenweges angeregt wird. Ihre Geschwindigkeit wird an der freien Oberfläche gemessen.

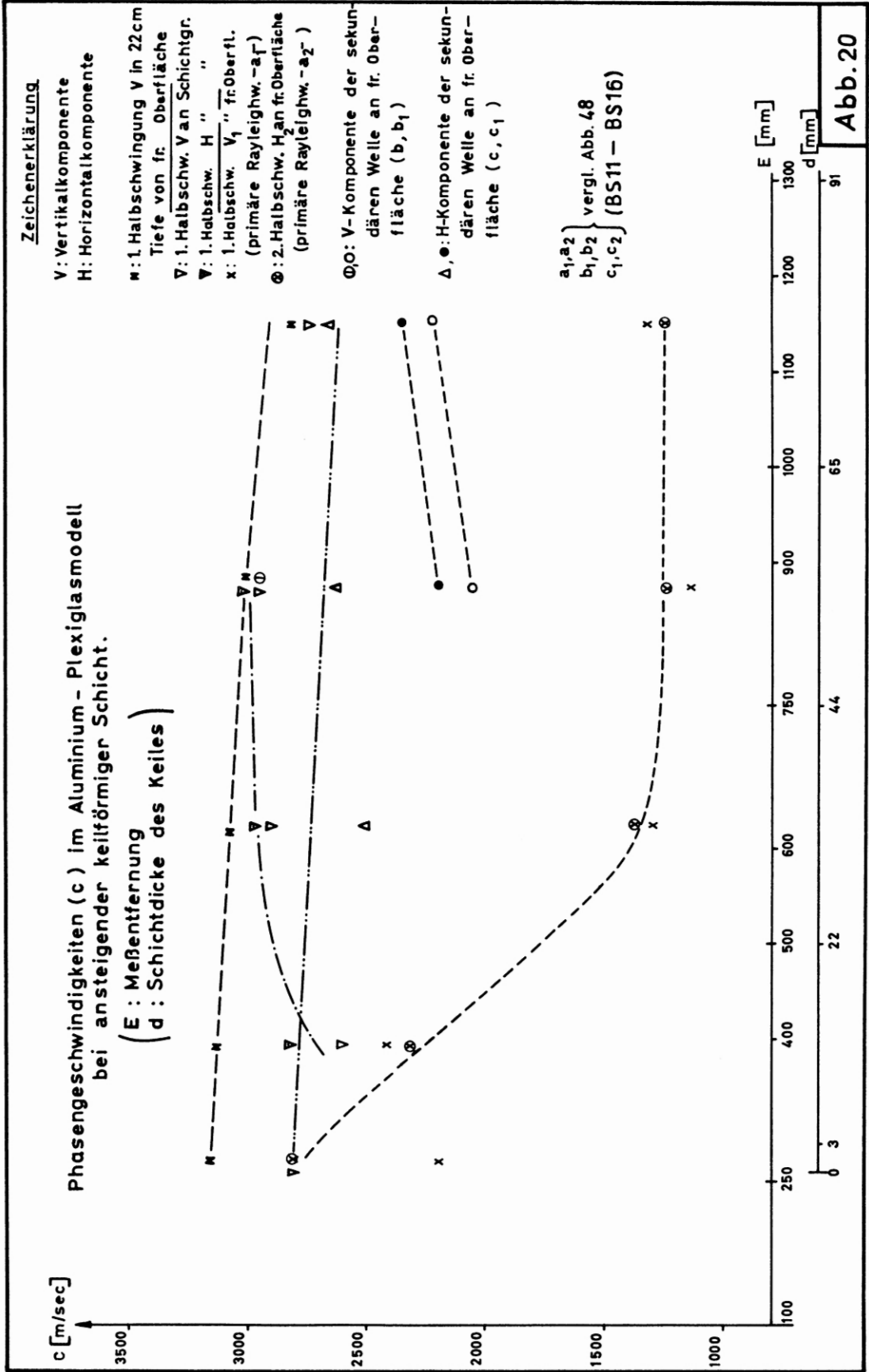
Die Phasengeschwindigkeiten an der Schichtgrenze ist also anfangs angenähert gleich der der freien Rayleighwelle des Aluminiums. Mit zunehmender Schichtmächtigkeit vergrößert sich die Geschwindigkeit des Wellenzuges, um bei einer Schichtdicke von der Größenordnung der Phasenumkehrtiefe in die Phasengeschwindigkeit der Welle in 22 cm Tiefe überzugehen. Betrachtet man die V-Komponente dieser Grenzschichtwelle, so ist ersichtlich, daß die Fronten gleicher Phase mit der Schichtgrenze einen im weiteren Verlauf gleichbleibenden Winkel von  $80^\circ$  bilden.

Diese Grenzschichtwelle (refraktierte Rayleighwelle) erzeugt in der Deckschicht die beiden Kopfwellen in Form der Welle (c), bei der die starke exponentielle Amplitudenabnahme nach der Tiefe auffällt und -voraus-eilend- die b-Welle, deren Amplitude sehr viel kleiner ist. Die Wellen c und b sind bei geringen Schichtdicken identisch der primären Rayleighwelle; als Kopfwelle nähert sich später ihre Geschwindigkeit der der Grenzschichtwelle. Besonders augenfällig ist, daß die Impulsform der c-Welle in derselben Form wie bei  $a_2$  erhalten zu bleiben scheint. Das Maximum der zweiten Halbschwingung der c-Welle ( $c_1$ ) breitet sich mit etwa 2300 m/sec aus, was ungefähr der p-Wellengeschwindigkeit für Plexiglas entspricht.

Verfolgen wir nun die primäre Rayleighwelle  $a_1$ ,  $a_2$ . Ihre Geschwindigkeit entspricht anfangs, wie nicht anders zu erwarten ist, der Geschwindigkeit einer Rayleighwelle in Aluminium als homogenem Halbraum. Mit zunehmender Schichtmächtigkeit sinkt die Phasengeschwindigkeit an der Oberfläche. Entlang der Schichtgrenze beginnt die Welle im Aluminium vorauszu-eilen. Gleichzeitig deformieren sich die Hodographen an der Oberfläche zu mehr oder weniger waagerechten Ellipsen, wodurch die LEE'sche Theorie bestätigt wird. In diesem Bereich geringer Deckschichtmächtigkeit hängen die primäre Rayleighwelle an der Oberfläche und die Welle an der Schichtgrenze noch zusammen. Nähert sich die Schichtmächtigkeit der Phasenumkehrtiefe, so wandelt sich die Rayleighwelle an der Schichtgrenze in eine refraktierte Rayleighwelle oder Grenzschichtwelle um, die mit größerer Geschwindigkeit als der Rayleighwellengeschwindigkeit des Aluminiums voraus-eilt und die beiden Kopfwellen b und c mit sich schleppt. Gleichzeitig entsteht in der Deckschicht eine freie Rayleighwelle mit normalen, elliptischen Hodographen, die sich mit der Rayleighwellengeschwindigkeit des Plexiglases ausbreitet. Die mit "primärer Rayleighwelle"  $a_1$ ,  $a_2$  bezeichnete Welle bezieht sich also auf die Rayleighwelle im Aluminium nach der Anregung, auf die Rayleighwelle im Plexiglas, nachdem die Schichtmächtigkeit die Phasenumkehrtiefe überschritten hat sowie auf die Wellen längs des dazwischenliegenden Wellenweges, auf dem -entsprechend der Schichtmächtigkeit- sich noch keine refraktierte Rayleighwelle gebildet hat. Es kann kein Zweifel darüber bestehen, daß in dem letztgenannten Bereich, in welchem die Wellensysteme also noch zusammenhängen, die horizontalen, elliptischen Partikelbewegungen an der freien Oberfläche in analoger Weise entstehen wie später die Bewegungen der b- und c-Welle.

Im Nachfolgenden soll versucht werden, die experimentellen Ergebnisse zu klären. Es sei vereinfachend angenommen, daß der Rayleighwellenimpuls aus sinusförmigen Wellen gleicher Frequenz besteht. Bei einem Zweischichtenmodell lassen sich für Rayleighwellen entsprechend der Schichtmächtigkeit von vornherein zwei Grenzfälle angeben. Geht die Schichtdicke des Plexiglases gegen null (Fall 1),





so ist die auftretende Oberflächenwelle der freien Rayleighwelle des Aluminiums identisch. Nähert sich dagegen die Mächtigkeit der Plexiglasschicht der Rayleighwellenlänge (Fall 2), so muß die freie Rayleighwelle des Plexiglasses auftreten. Als Kennzeichen der freien Rayleighwelle in einem bestimmten Material kann unter Beschränkung auf die Schwingung erster Ordnung das für den homogenen Halbraum charakteristische Amplitudenverhältnis mit der dabei charakteristischen Phasengeschwindigkeit benutzt werden.

Die für die beiden Grenzfälle geltenden Überlegungen sind trivial. Überraschend ist dagegen die Beobachtung, daß in der Deckschicht bereits bei einer Mächtigkeit von der Größe der Phasenumkehrtiefe eine freie Rayleighwelle existieren kann, d.h. also bereits bei einer Schichtdicke von rd.  $\frac{1}{5}$  der Wellenlänge. Mit diesem experimentellen Ergebnis stimmen angenähert die in Abbildung 17 auf Grund der LEE'schen Theorie berechneten Kurven der Amplitudenverhältnisse überein.

Bei Deckschichten ist danach zu unterscheiden zwischen Mächtigkeiten, die kleiner oder größer als die Phasenumkehrtiefe der Rayleighwelle im homogenen Halbraum sind. Nur im ersteren Fall kann man noch von einem Halbraum sprechen, der von einer Schicht überlagert wird. Im zweiten Fall handelt es sich jedoch bereits um zwei aneinandergrenzende Halbräume, da die Existenzbedingung für freie Rayleighwellen in beiden Werkstoffen erfüllt ist.

Wir gehen nun von dem ersten Grenzfall, also von der freien Rayleighwelle des Aluminiums aus und betrachten die Verhältnisse bei einer stetig zunehmenden Plexiglasschicht. Die Rayleighwelle läuft primär nach wie vor im Aluminium, das den besseren Wellenleiter darstellt. Die freie Oberfläche des homogenen Halbraumes geht in eine Schichtgrenze über. Die entlang dieser Schichtgrenze laufende Rayleighwelle strahlt Wellenenergie in die Plexiglasschicht ab. Diese beiden Wellensysteme im Aluminium und im Plexiglas hängen in der Schichtgrenze zusammen. In welcher Weise die Energie in das Plexiglas abgestrahlt wird, läßt sich erst bei größerer Schichtdicke deutlich erkennen, da bei kleineren Mächtigkeiten die auftretende Interferenz eine Deutung sehr erschwert. Diese Interferenz bewirkt die Vergrößerung der horizontalen Komponente an der freien Oberfläche (LEE). Als Holographen sind also hier waagerechte Ellipsen zu beobachten, die mit zunehmender Schichtmächtigkeit in horizontale, linear polarisierte Bewegungen übergehen. Diejenige Schichtdicke, bei der die Holographen an der freien Oberfläche linear polarisiert sind, ist identisch der Phasenumkehrtiefe der freien Rayleighwelle im homogenen Halbraum. Hierbei ist natürlich zu berücksichtigen, daß sich der ursprüngliche Rayleighwellenimpuls nicht aus Sinusschwingungen gleicher Frequenz zusammensetzt, was allein schon recht deutlich durch die unsymmetrische Schwingungsform zum Ausdruck kommt.

Nähert sich die Deckschichtmächtigkeit der Phasenumkehrtiefe (rd. 2.5 cm), so treten danach bei der Wellenausbreitung folgende Erscheinungen auf:

1. Die von der entlang der Schichtgrenze im Aluminium laufenden Rayleighwelle in die Deckschicht abgestrahlte Wellenenergie verursacht an der freien Oberfläche eine lineare, horizontale Partikelbewegung. Die freie Oberfläche wird dadurch zur Knotenfläche.
2. Die unter 1. beschriebene Rayleighwelle im Aluminium wandelt sich in eine refraktierte Rayleighwelle um (nach STRICK: "Pseudo-Rayleighwelle" an der Grenzfläche zwischen einem festen und flüssigen Medium; vgl. (44) Das bedeutet, die Oberflächenwelle geht in eine Grenzschichtwelle über, die weiterhin elliptisch polarisiert ist, die sich jedoch nun mit größerer Geschwindigkeit als der Rayleighwellengeschwindigkeit des Aluminiums ausbreitet und die in der Ausbreitungsrichtung stark gedämpft ist. Diese Umwandlung in eine andere Wellenart wird verständlich, wenn man die Oberflächenwelle als den Grenzfall einer Grenzschichtwelle bei immer dünner werdender Deckschicht betrachtet.
3. Gleichzeitig ist bei einer Schichtdicke von der Größe der Phasenumkehrtiefe die Existenzbedingung für das Auftreten einer freien Rayleighwelle im Plexiglas erfüllt; d.h., es wird in der Deckschicht eine Rayleighwelle mit normalem Achsenverhältnis angeregt, die sich selbständig mit der für Plexiglas typischen Geschwindigkeit -also erheblich langsamer- ausbreitet. Von

dieser Schichtdicke an beobachtet man an der freien Oberfläche zwei getrennte Wellensysteme, und zwar vorseilend die in der Deckschicht von der refraktierten Rayleighwelle erzeugten Kopfwellen (b, c) und dahinter die freie Rayleighwelle ( $a_1$ ,  $a_2$ ). Ein Vergleich der Hodographen der Abbildungen 49 (S 11)- 54 (S 16) macht diese Erscheinungen in recht anschaulicher Weise deutlich.

Die Vergrößerung der H-Komponenten bei geringen Schichtdicken (LEE) läßt sich nur in derselben Weise deuten wie die Erscheinungen durch die Überlagerung der beiden von der refraktierten Rayleighwelle in der Deckschicht erzeugten Kopfwellen. Betrachten wir z.B. in Abbildung 52 (S 14) die Hodographen, die sich aus den beiden Kopfwellen der refraktierten Rayleighwelle ergeben, und zwar von der Schichtgrenze ausgehend in Richtung zur freien Oberfläche, so sehen wir, daß in der von LEE beschriebenen Weise die Partikelbewegungen von der senkrechten Form an der Schichtgrenze mit wachsendem Abstände immer stärker in eine horizontale, lineare Form übergehen. Das bedeutet also, man erhält in einem bestimmten senkrechten Abstand von der Schichtgrenze ähnliche Hodographen wie an der freien Oberfläche, wenn die Schichtdicke gleich diesem senkrechten Abstand gesetzt wird.

Die Art der Kopfwellen wird erst bei größerer Deckschichtmächtigkeit deutlich, da sich erst dann wegen des längeren Wellenweges bis zur reflektierenden freien Oberfläche die Fronten gleicher Phase ungestört verfolgen lassen. Die Abbildungen 19a, 19b zeigen, daß die beiden Wellen aus der p-Welle (Einsatz b) unter dem Winkel von  $50^\circ$  und -um  $\frac{\pi}{2}$  phasenverschoben- aus der s-Welle (Einsatz c) unter dem Winkel von  $25^\circ$  bestehen. Diese beiden Wellen entsprechen nach Kap. 6.0 den Kopfwellen einer refraktierten s-Welle. Bei horizontaler Lagerung werden sie ausschließlich als Wechselwellen an der freien Oberfläche reflektiert.

In der Deckschicht bildet sich ein Interferenzsystem, und zwar interferieren am Kopf des Wellenzuges zuerst die  $25^\circ$ -Welle mit der Reflexion der  $50^\circ$ -Welle und danach fortlaufend die Reflexionen der Schichtgrenze und der freien Oberfläche in Form zweier s-Wellen. Bei der Reflexion an der freien Oberfläche erleiden die Wellen einen Phasensprung von  $180^\circ$ .

Am Schluß dieses Kapitels soll noch kurz auf den Anregungsmechanismus der freien Rayleighwelle in der Plexiglasschicht eingegangen werden. Die Erklärung kann in ähnlicher Weise gefunden werden wie bei der im folgenden Kapitel 6.3 beschriebenen Theorie der Plattenwellen. Die im Aluminium laufende, refraktierte Rayleighwelle führt in der Deckschicht die beiden Kopfwellen, deren Überlagerung eine erzwungene Oberflächenwelle bildet. Die freie Rayleighwelle im Plexiglas läßt sich als Ausschwingvorgang dieser erzwungenen Welle ansehen. Es liegt der analoge Fall vor wie bei Plattenwellen. Auch die Grundschwingung einer freien Plattenwelle ist erst dann möglich, wenn die Plattendicke mindestens gleich der halben Plattenwellenlänge ist. Ist die Plattendicke dagegen kleiner, so wird die Phasengeschwindigkeit rein imaginär.

Das gleiche gilt für große Schichtdicken, bei denen als Ausschwingvorgang in analoger Weise wie bei der vorgehend beschriebenen Grundschwingung higher modes entstehen können. Gleichzeitig sind diese horizontalen Hodographen (b,  $b_1$ ; c,  $c_1$ ) gerade die Partikelbewegungen, die in der Natur -zumindest bei größeren Sedimentschichten- so außerordentlich dominieren. Das Auftreten der refraktierten Rayleighwelle geht aus der LEE'schen Theorie nicht hervor. Die Beobachtung dieser Wellensysteme mit verschiedenen Phasengeschwindigkeiten zeigt andererseits, wie problematisch die Bestimmung der Erdkrustendicke mit Hilfe von Oberflächenwellen in solchen Fällen ist, wo sich die Schichtmächtigkeiten in Fortpflanzungsrichtung ändern.

Existenzbedingung für Stonleywellen bei zwei aneinandergrenzenden Halbräumen  
( $G = 0,25$ , nach [18]).

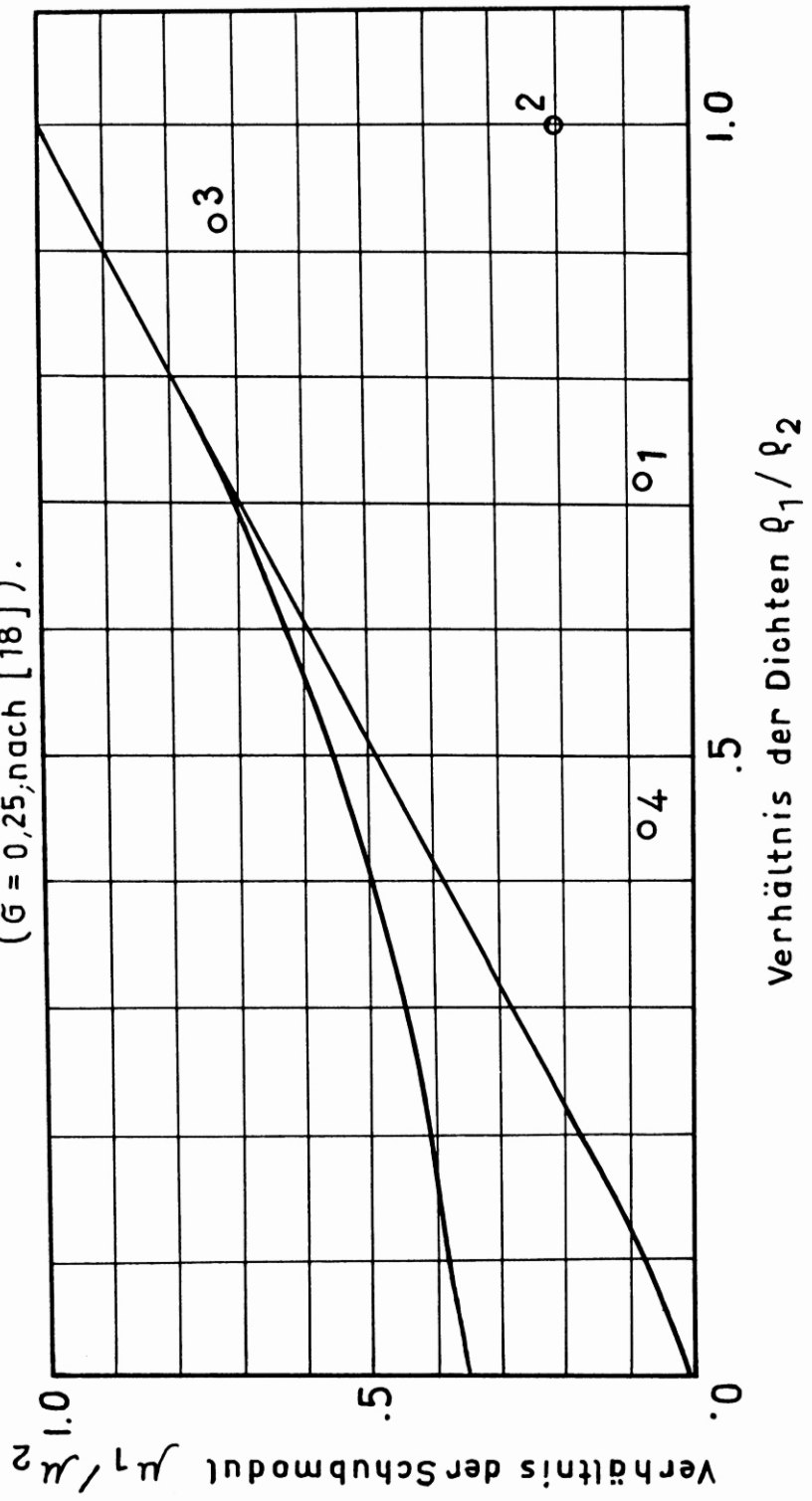


Abb. 21

### 6.3 Abschließende Betrachtung zum Verhalten der Rayleighwellen in geschichteten Medien

Am Schluß der vorliegenden Arbeit soll nun versucht werden, für die experimentellen Ergebnisse die Möglichkeiten aufzuzeigen, die zu einer theoretischen Deutung führen können. Die exakte mathematische Behandlung muß einer späteren Arbeit vorbehalten bleiben, weil wegen der experimentellen Bearbeitung der horizontalen, der ansteigenden und der abfallenden Schichtung die vorliegende Arbeit zu umfangreich werden würde. Die folgenden Überlegungen erstrecken sich in erster Linie auf die als "refraktierte Rayleighwelle" bezeichnete Grenzschichtwelle und deren Kopfwellen.

Bei dieser Grenzschichtwelle kann es sich nicht um eine Stonleywelle handeln, da der reelle Teil des Wellenvektors  $\vec{k}$  senkrecht zu den Flächen gleicher Phase nicht parallel zur Grenzfläche liegt. Das bedeutet, diese Welle klingt in Ausbreitungsrichtung stärker ab als die freie Rayleighwelle, da sie außer der Absorption noch wegen der Schallabstrahlung in die Deckschicht eine Strahlungsdämpfung erleidet. Tatsächlich ist für die gegebenen Modellverhältnisse wie auch für die von LEE und SUZUKI benutzten Gesteinskombinationen die Existenz einer Stonleywelle unmöglich (KOPPE (27), CAGNIARD (2), EWING, JARDETZKY, PRESS (3, S. 113)). Die Abbildung 21 (18) macht deutlich, daß eine Stonleywelle nur dann auftreten kann, wenn die Scherwellengeschwindigkeiten in beiden Halbräumen nicht allzusehr differieren. Die Stonleywelle spielt daher in der Praxis nur eine untergeordnete Rolle ganz im Gegensatz zur refraktierten Rayleighwelle, die bei allen Kombinationen zweier Festkörper möglich ist, wie GILBERT, LASTER (18) und ROEVER, VINING (38) zeigten. Die genannten Autoren bezeichneten diese Welle als Pseudo-Rayleighwelle und hielten sich dabei an den von STRICK (44) geprägten Ausdruck für die Grenzschichtwelle an der Schichtgrenze zwischen einem festen und flüssigen Medium. Der Umlaufsinn ist retrograd im Hinblick auf das Medium mit der größeren Scherwellengeschwindigkeit. Während die Amplituden der Stonleywelle mit zunehmendem Abstand von der Grenzfläche in beiden Halbräumen exponentiell abnehmen, ist das bei der refraktierten Rayleighwelle nur im schallhärteren Grundmaterial der Fall. Die refraktierte Rayleighwelle hat den Charakter einer elliptisch polarisierten Scherwelle, die im Grundmaterial, das den besseren Wellenleiter darstellt, längs der Grenzfläche geführt wird. Analoge Erscheinungen treten bei elektromagnetischen Wellen in der Hohlleitertechnik im Zentimeter- und Dezimetergebiet auf.

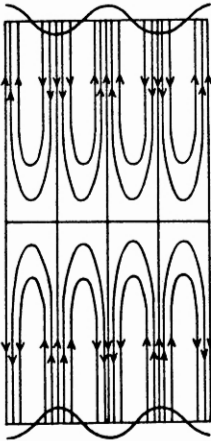
GILBERT (18) führte bei der Beschreibung der Grenzschichtwellen aus, daß mit zunehmender Entfernung von der Grenzfläche die Partikelbewegungen in dem Medium geringerer Schallhärte nahezu linear polarisiert seien, was häufig bei Körperwellen zu beobachten sei. Diese Aussagen bedürfen einer Ergänzung. Wie ein Vergleich der Abbildungen 52 - 54, 57 - 59, 65 zeigt, bildet sich beim Überschreiten einer bestimmten Mächtigkeit in der Deckschicht eine Knotenfläche, in der die Partikel nur horizontale Bewegungen ausführen. Damit ist eine Möglichkeit gegeben, die Beobachtungen der Mikroseismik an der freien Oberfläche zu erklären (Kap. 1.0). Ist  $d$  die Schichtmächtigkeit und  $E$  der Abstand zwischen der Schichtgrenze und der Knotenebene, so wird ein Beobachter an der freien Oberfläche die Hodographen wie folgt registrieren:

retrograd für  $d < E$

linear für  $d = E$

prograd für  $d > E$

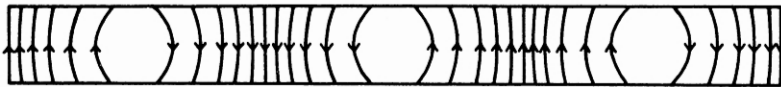
Die Knotenflächen in der Deckschicht sind ein Kennzeichen für die Interferenz der Kopfwellen und ihrer Reflexionen. In Kapitel 6.2, Abb. 19a, b wurde bereits auf diesen Interferenzvorgang eingegangen, der stets zur Überlagerung zweier s-Wellen führt. Entgegen der dabei gemachten Voraussetzung von Sinuswellen gleicher Frequenz weist der Impuls der refraktierten Rayleighwelle in Wirklichkeit ein Frequenzspektrum auf. Das bedeutet, die Wellen unterschiedlicher Periode haben in unterschiedlichen Entfernungen von der Schichtgrenze ( $E$ ) ihre Knotenfläche. Deshalb beobachtet



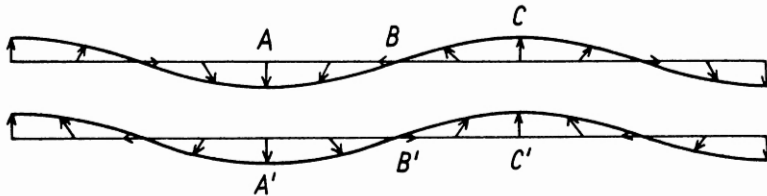
**Fig.1** Symmetrische Schwingungen (Plattenwellen) in dicken Platten  $L/d = \frac{1}{4}$ . Darstellung durch Verschiebungslinien und Darstellung der Verbiegung der Oberflächen. Die Verschiebungen senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung überwiegen stark. Die Auswölbungen und Einschnürungen des Querschnittes sind stark überhöht im Vergleich zur Plattendicke.

$L$  = Wellenlänge

$d$  = Plattendicke



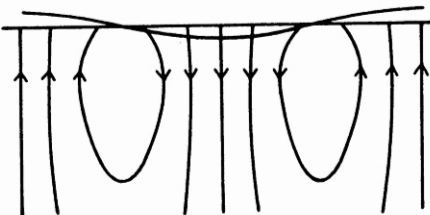
**Fig.2a** Asymmetrische Schwingungen in dünnen Platten  $L/d = 0.66$  (Plattenbiegewelle). Darstellung durch Verschiebungslinien (nach LAMB). Die eingezeichneten Verschiebungslinien geben an jedem Ort für einen bestimmten Moment die Richtung der Verschiebung der betreffenden Teilchen an. Die Gedrängtheit der Linien ist ein Maß für die Größe der Verschiebungen.



**Fig.2b** Asymmetrische Schwingungen in dünnen Platten (Plattenbiegewelle)  $L/d = 0.66$ . Biegungsschwingungen. Darstellung der Verbiegung der Platte und der Verschiebung der Oberflächenteilchen. Die Pfeile geben für einen bestimmten Augenblick die Verschiebungen der Oberflächenteilchen nach Größe und Richtung an. Für das Verhältnis Vertikal-zur Horizontalbewegung wurde, um die Darstellung augenfällig zu machen,  $w : u = 5 : 3$  angenommen. In Wirklichkeit ist das Verhältnis stets groß gegen 1. Die Verschiebungen bei  $AA'$  und  $CC'$  sind im Verhältnis zur Plattendicke  $BB' = d$  sehr stark überhöht.

$L$  = Wellenlänge

$d$  = Plattendicke



**Fig.3** Rayleighwellen  $L/d = 0; d = \infty$ . Darstellung durch Verschiebungslinien nach LAMB und Darstellung der Verbiegung der Oberfläche.

man auch an der freien Oberfläche unterschiedliche Hodographen in bezug auf Form und Umlaufsinn der Ellipsen. Das muß vor allem dann sehr deutlich in Erscheinung treten, wenn die refraktierte Rayleighwelle bereits aus einem dispersiv auseinandergezogenen Wellenzug besteht. Damit finden die sehr häufigen Beobachtungen eine Erklärung, bei denen innerhalb einer mikroseismischen Wellengruppe die Partikelbewegungen unterschiedlichen Umlaufsinn aufweisen. Hierzu ist nur erforderlich, daß sich für die refraktierte Rayleighwelle bei einer bestimmten Schichtdicke das Produkt aus Schichtdicke und Frequenz verändert.

Der beschriebene Wellenmechanismus erklärt, wie der Dispersionsvorgang der freien Rayleighwelle in einer ansteigenden Plexiglasdeckschicht zustande kommt. Die ursprüngliche, im Aluminium laufende Rayleighwelle besitzt ein Frequenzspektrum, dessen einzelne Perioden unterschiedliche Phasenumkehrtiefen haben. Da andererseits eine freie Rayleighwelle nur dann in der Deckschicht existieren kann, wenn die Mächtigkeit die Phasenumkehrtiefe überschreitet, wird ohne weiteres verständlich, daß bei ansteigender Schicht sich zuerst freie Rayleighwellen kleiner Perioden bilden, die sich mit der Rayleighwellengeschwindigkeit des Plexiglasses -also erheblich langsamer- ausbreiten. Die vorseilende Rayleighwelle im Aluminium wird auf diese Weise mit zunehmender Mächtigkeit immer langperiodischere Rayleighwellen im Plexiglas erzeugen. An der freien Oberfläche wird man also ein System freier Rayleighwellen mit normaler Dispersion beobachten.

Die mathematische Erfassung der in der Deckschicht stattfindenden Überlagerung jeweils zweier s-Wellen hat von den Gesetzmäßigkeiten der konstruktiven Interferenz auszugehen. Es sei an dieser Stelle auf EWING, JARDETZKY, PRESS (3) und auf die Arbeiten von GUTDEUTSCH (20) verwiesen.

Zwischen Rayleighwellen und Plattenwellen besteht eine gewisse Ähnlichkeit, auf die schon die verschiedensten Autoren hinwiesen. Beide Wellen sind außerhalb ihrer Knotenebenen elliptisch polarisiert. Innerhalb der Knotenebenen schwingen bei der symmetrischen Plattenwelle (Dehnwelle) die Partikel ausschließlich in der Ausbreitungsrichtung und bei der asymmetrischen Plattenwelle (Biegewelle) -ebenso wie bei der Rayleighwelle- nur senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. Die in den vorhergehenden Kapiteln angeführte Phasenumkehrtiefe der Rayleighwelle steht in Analogie zu dem Abstand der Knotenfläche von der Plattenfläche bei Plattenbiegewellen. Es sei bereits an dieser Stelle auf die nachfolgende Abbildung 23 verwiesen, in der die erste Schwingung höherer Ordnung für eine Plattenbiegewelle zeichnerisch dargestellt ist. In der Knotenebene schwingen die Partikel ähnlich wie in der Plexiglasdeckschicht nur in horizontaler Richtung.

Abb. 22 zeigt die beiden Plattenwellen nach einer Zusammenfassung ANGENHEISTER's (10). Die starke Ähnlichkeit der Plattenbiegewelle mit der Rayleighwelle ist augenscheinlich, wobei man sich jetzt natürlich eine sehr dicke, waagrecht liegende Platte vorzustellen hat, aus der ein senkrechter Streifen -die Modellplatte- herausgeschnitten ist. Andererseits bestehen Unterschiede zwischen beiden Wellen, die schon allein dadurch zum Ausdruck kommen, daß die Plattenbiegewelle anormale Dispersion zeigt. Wenn trotzdem die Theorie der Plattenbiegewelle kurz skizziert wird, so geschieht das aus folgenden Gründen: Der Fall der Plattenbiegewelle wurde modellseismisch realisiert durch das Modell der Aluminiumdeckschicht über dem Plexiglashalbraum. In der Praxis war dieses Problem das Ziel zahlreicher seismischer Untersuchungen an Eisdecken (3, 15). Darüber hinaus lassen sich die Plattenwellen wie die Rayleighwellen als Überlagerungen zweier Wellen darstellen. Bei Rayleighwellen sind die Reflexionen der beiden Kopfwellen innerhalb der Deckschicht jedoch unterschiedlich zu den Reflexionen bei Plattenwellen, da die ersteren nur an der freien Oberfläche einen Phasensprung von  $\pi$  erleiden. Trotzdem macht die Theorie der Plattenwellen deutlich, daß die freien Wellen in Form der Grundschwingung und der higher modes nur bei bestimmten Werten des Produktes Frequenz mal Plattendicke existieren können. Es liegt also der analoge Fall vor wie bei der Anregung der freien Rayleighwelle in einer Plexiglasschicht. Die mathematische Behandlung der bei Rayleighwellen in Schichtmodellen auftretenden Probleme wird in ähnlicher Form wie bei Plattenwellen zu erfolgen haben.

Plattenwellen lassen sich als Überlagerung mehrerer Wellen deuten. Diese Interpretation ist vorerst rein formal. LAMB deutete sie als Reflexion von zwei ebenen Kompressionswellen und Scherungswellen, die bei bestimmter Frequenz und bestimmter Plattendicke nur für bestimmte Einfallswinkel existieren. Eine weitere Deutungsmöglichkeit ergibt sich aus der Überlagerung einer einfallenden Welle und deren Reflexion. Die Wellennormalen dieser beiden Wellen interferieren dann ebenfalls zu einer Welle, die sich senkrecht zur Winkelhalbierenden -im homogenen Halbraum also parallel zur freien Oberfläche- fortpflanzen.

Die spätere mathematische Bearbeitung der Probleme, die bei Rayleighwellen in geschichteten Modellen auftreten, hat wie die experimentelle Untersuchung vom homogenen Halbraum auszugehen. Die theoretischen Überlegungen müssen zeigen, inwieweit sich die freien Rayleighwellen im homogenen Halbraum und in der Deckschicht ( $a_1, a_2$ ) durch eine streifend einfallende, komplexe s-Welle und deren Reflexion an der Oberfläche darstellen läßt. Eine ähnliche Darstellungsart ist für die refraktierte Rayleighwelle zu wählen. Zusätzlich müssen aber hier noch die Überlagerungen der beiden Kopfwellen (b, c) und ihrer Reflexionen erfaßt werden.

Im Nachfolgenden sei kurz die mathematische Ableitung der Plattenwelle dargestellt. Da hier nur die grundsätzliche Ähnlichkeit mit der freien Rayleighwelle nachgewiesen werden soll, genügt es, als einfachsten Fall ein schubspannungsfreies Medium vorauszusetzen.

Für die Überlagerung einer (ebenen) einfallenden und reflektierten Welle gilt, wenn  $x$  die Ausbreitungsrichtung,  $\vartheta$  den Einfallswinkel und  $\mathcal{J}$  das Geschwindigkeitspotential bezeichnet (40):

$$\mathcal{J} = \left( A e^{ikz \cos \vartheta} + B e^{-ikz \cos \vartheta} \right) e^{i(kx \sin \vartheta - \omega t)}$$

Die Grenzflächen sollen bei  $z = \pm \frac{d}{2}$  liegen, wenn  $d$  die Plattendicke ist. Mit Hilfe der Randbedingungen

$$\mathcal{J} = 0 \text{ für } z = \pm \frac{d}{2}$$

ergeben sich zwei homogene lineare Gleichungen für  $A$  und  $B$  und als Bedingung für deren Lösbarkeit:

$$\sin \left( \frac{kd}{2} \cos \vartheta \right) \cos \left( \frac{kd}{2} \cos \vartheta \right) = 0$$

$$\text{d.h. } \cos \vartheta_n = \frac{n\pi}{kd}, n = 0, 1, 2, \dots$$

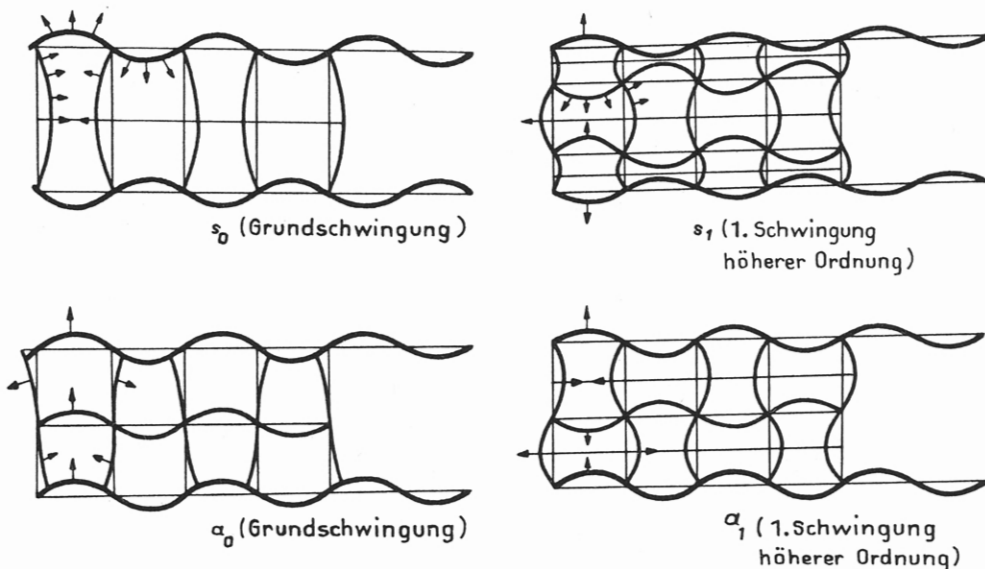
Nur bei Erfüllung dieser Bedingung ist jede der beteiligten Wellen die reflektierte der anderen, wodurch die "freien" Plattenwellen gekennzeichnet sind. Drückt man unter Verwendung der Grenzbedingungen  $B$  durch  $A$  aus, so erhält man die symmetrische Plattenwelle oder Dehnwelle (1.) mit zur Mittelebene gegensinniger Teilchenbewegung in  $z$ -Richtung und die asymmetrische Plattenwelle oder Biegewelle (2.) mit gleichsinniger Teilchenbewegung in  $z$ -Richtung:

$$\begin{array}{l} 1.: n \text{ ungerade} \\ 2.: n \text{ gerade} \end{array} \quad \mathcal{J}_n = \begin{cases} 2A \cos \left\{ \frac{n\pi z}{d} e^{ik\sqrt{1 - \left(\frac{n\pi}{kd}\right)^2} - i\omega t} \right\} \\ 2iA \sin \left\{ \frac{n\pi z}{d} e^{ik\sqrt{1 - \left(\frac{n\pi}{kd}\right)^2} - i\omega t} \right\} \end{cases}$$

$n$  gibt die Anzahl der Knotenflächen an.



Symmetrische ( $s_0, s_1$ ) und asymmetrische ( $a_0, a_1$ ) Plattenwellen im Blech mit stark überhöht gezeichneter Amplitude



Phasengeschwindigkeit von Plattenwellen in Aluminium nach FIRESTONE. a. für Dehnwellen (symmetrische Wellenform  $s_0$  bis  $s_4$ ); b. für BiegeWellen (asymmetrische Wellenform  $a_0$  bis  $a_4$ )

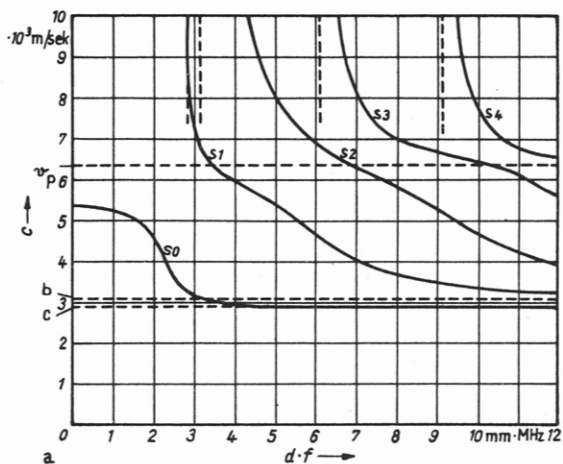
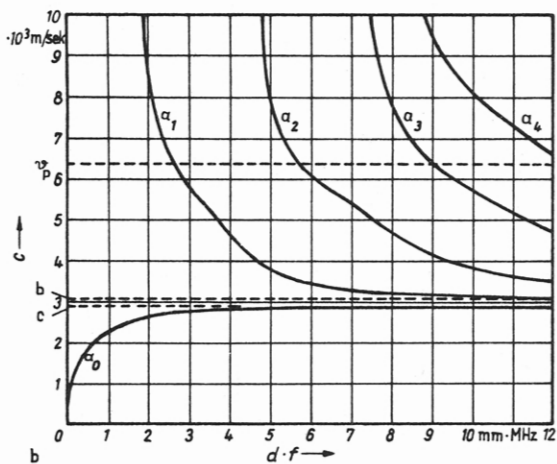


Abb.23

Die Phasengeschwindigkeit  $v_n$  ist die Geschwindigkeit, mit der sich die Schnittlinien der in Richtung  $\vartheta_n$  laufenden ebenen Wellen entlang den Plattenflächen fortbewegen.

$$v_n = \frac{c}{\sin \vartheta_n} = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{n\pi}{kd}\right)^2}} = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{nL}{2d}\right)^2}} ;$$

$L$  bezeichnet die Wellenlänge.

Aus der Phasengeschwindigkeit ergibt sich für eine gegebene Plattendicke die Grenzfrequenz, unterhalb der die dazugehörige Wellenform nicht mehr möglich ist, da die Phasengeschwindigkeit dann rein imaginär wird, während der Exponent in der Formel für  $\vartheta_n$  rein reell ist. Das bedeutet, unterhalb der tiefsten Grenzfrequenz:

$$0 < kd < \pi \quad \text{oder} \quad d < \frac{L}{2}$$

findet überhaupt keine Wellenausbreitung mehr statt; es sind nur gleichphasige Schwingungszustände vorhanden die exponentiell vom Erregungszentrum aus abklingen.

Die Plattenwellen in festen Platten wurden zuerst von RAYLEIGH und später ausführlicher von LAMB behandelt. Die Abbildung 23 zeigt graphisch in einer Darstellung von KRAUTKRÄMER, FIRESTONE und LEHFELD (5, 33) die Phasengeschwindigkeiten der Grundwellen und der Oberwellen (higher modes) bis zur vierten Ordnung im Aluminium. Das Produkt aus Frequenz und Plattendicke ( $f \cdot d$ ) bestimmt die Phasengeschwindigkeiten und legt fest, bei welcher Plattendicke die Grundwellen ( $a_0, s_0$ ) und die higher modes existieren können. In der Abbildung 23 sind außerdem die Grundwellen und die Oberwellen erster Ordnung der beiden Plattenwellen schematisch zeichnerisch dargestellt (33).

Es erscheint in diesem Zusammenhange zweckmäßig darauf hinzuweisen, daß die für die Modellseismik wichtige Theorie der zweidimensionalen Wellenausbreitung davon ausgeht, daß keine Biegeschwingungen senkrecht zur Modellplatte auftreten. Man ersieht aus der graphischen Darstellung, daß in dem Arbeitsgebiet der Modellseismik -rd.  $0.1 \text{ mm} \cdot \text{MHz}$ - nur die Grundwellen existieren können und daß sich die Phasengeschwindigkeit der Plattendehnwelle in diesem Bereich nur unbedeutend ändert. Es sei hierbei von sehr hochfrequenten oszillatorischen Schwingungen abgesehen, die auch gelegentlich beobachtet wurden.

Für größer werdende  $d \cdot f$  -oder  $\frac{d}{L}$  ( $L =$  Wellenlänge)- nähert sich die Geschwindigkeit der Grundwellen der Rayleighwellengeschwindigkeit, während die Geschwindigkeit der Oberwellen in die Transversalwellengeschwindigkeit übergeht. Die Rayleighwelle stellt also das Bindeglied zwischen der symmetrischen und asymmetrischen Grundwelle dar.

Die Ähnlichkeit mit den Plattenwellen erklärt, weshalb eine selbständige (freie) Rayleighwelle in der Deckschicht erst dann auftreten kann, wenn die Schichtmächtigkeit die Tiefe bis zur Knotenfläche (Phasenumkehrtiefe) überschritten hat. Die Theorie von LEE konnte bestätigt werden, jedoch bedarf sie einer Erweiterung, da sie nur die Erscheinungen für Deckschichten bis zur obengenannten Mächtigkeit beschreibt. Die Theorie ist also noch auf alle diejenigen Erscheinungen auszudehnen, die durch die refraktierten Rayleighwellen verursacht werden. In beiden Fällen werden in der Deckschicht die zwei Kopfwellen in Form der p-Welle unter  $50^\circ$  und in Form der s-Welle unter  $25^\circ$  geführt, wobei die letztere entsprechend der elliptischen Polarisierung um  $\frac{\pi}{2}$  phasenverschoben ist. Diese beiden Wellen werden an der freien Oberfläche mit einem Phasensprung von  $\pi$  als Wechselwellen reflektiert. Da die Laufzeit bis zur Oberfläche sehr viel geringer ist als die Dauer des seismischen Signales, findet in der bereits beschriebenen Weise der Überlagerungsvorgang jeweils zweier s-Wellen statt. Es bedarf keiner besonderen Erwähnung, daß beide Kopfwellen -horizontale Lagerung vorausgesetzt- nach ihrer Reflexion an der Oberfläche sich im selben Punkt an der Schicht-

grenze wieder mit einem Phasenunterschied von  $\frac{\pi}{2}$  vereinigen und refraktiert werden. Der Eindruck der außerordentlich starken Inhomogenität der c-Welle in der Deckschicht entsteht durch die Interferenz der beiden Wellen. Es handelt sich insgesamt hierbei jedoch um erzwungene Oberflächenwellen, durch die als Ausschwingvorgang bei entsprechender Schichtdicke higher modes ( $b_1, c_1$ ) angeregt werden können. Die Lösung der Determinantengleichung -als Kennzeichen freier Oberflächenwellen- ist nur auf numerischem Wege möglich. Bei Plattenbiegewellen tritt dieses Problem sehr ähnlich in der Bauakustik bei der Schalldämmung von Decken in vielfältiger Form auf und wurde für den stationären Fall auch im Hinblick auf den Schalldurchgang -also für das Dreischichtensystem- zum Inhalt zahlreicher Arbeiten.

Es soll nicht unerwähnt bleiben, daß bereits früher die verschiedensten Autoren auf Grund theoretischer Überlegungen in ähnlicher Weise gezwungen waren, Knotenflächen in der Deckschicht anzunehmen, so zum Beispiel bereits 1938 RAMSPECK und SCHULZE. Zu erwähnen sind in diesem Zusammenhang auch die Arbeiten von FÖRTSCH und KORSCHUNOW (29). FÖRTSCH berechnete Dispersionskurven von Rayleighwellen, indem er annahm, daß die Deckschicht im Ganzen als Platte schwinde, während sich das Grundmaterial unendlich starr verhielte. Diese theoretischen Überlegungen führten zu der Auffassung, daß die Schichtgrenze für eine Oberflächenwelle, die in einem akustisch härteren Material läuft, eine Fläche von Amplitudenmaxima bilden muß, während diese Fläche für eine Welle im weicheren Material zu einer Knotenfläche wird, in der die Partikel an jeder Bewegung gehindert werden. Berücksichtigt man, daß in den Knotenflächen analog zu den Plattenwellen stets nur eine der beiden Bewegungskomponenten null wird, so kam FÖRTSCH mit seiner Auffassung den experimentellen Ergebnissen schon relativ nahe, vor allem im Hinblick auf die freie Rayleighwelle in der Plexiglasdeckschicht. Andererseits müssen aber alle bei Rayleighwellen in Schichtmodellen auftretenden Erscheinungen nach den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit unter dem Gesichtspunkt betrachtet werden, daß das schallhärtere Material einen Refraktionshorizont darstellt und daß die refraktierte Rayleighwelle sich mit größerer Geschwindigkeit als der freien Rayleighwelle dieses Grundmaterials ausbreitet.

Es muß an dieser Stelle deutlich darauf hingewiesen werden, daß MENZEL 1950 in einem Beitrag zu der Theorie der Lovewellen (34) bereits einen Wellenmechanismus annahm, der den Ergebnissen der Modellversuche völlig analog ist, wenn man anstelle einer SH-Welle eine SV-Welle und eine p-Welle ansetzt. Es sei auszugsweise zitiert:

"Man wird diese (die Lovewellen) nicht mehr als Wellen ansehen können, welche sich mit einer durch das ganze Medium erstreckenden Wellenfront fortpflanzen; erst wenn der Einfallswinkel gleich dem Winkel der Totalreflexion ist, erscheint im Liegenden eine Welle, die sich längs der Oberkante des Liegenden fortpflanzt und exponentiell mit der Tiefe abklingt. Diese Welle führt dann im Hangenden nach Art der Kopfwelle eine Welle mit dem Winkel der Totalreflexion, die (ihrerseits nach Reflexion an der Erdoberfläche) wieder unter dem Winkel der Totalreflexion auf die Oberfläche des Liegenden fällt. Auf diese Weise bleibt der Hauptteil der Energie im Hangenden".

"Zu einem solchen Mechanismus ist es nur erforderlich, daß die Wellengeschwindigkeit in der Deckschicht kleiner als im Grundmaterial ist und daß der Herd im Hangenden oder in der Deckschicht liegt, da sonst die an der Oberfläche reflektierten Wellen niemals unter dem Grenzwinkel wieder zurück auf die Grenzfläche fallen können".

Es bedarf kaum einer besonderen Erwähnung, daß die Anregung der Rayleighwelle mit Hilfe des Trovidurkeiles bedeutet, daß der Herd in einer Deckschicht aus Trovidur liegt und scheinbar so weit entfernt ist, daß die seismischen Strahlen unter dem Ergänzungswinkel zu  $90^\circ$  entsprechend der Keilneigung einfallen. Auf die Schwierigkeiten, die durch das Nahfeld des Schwingers entstehen, wurde bereits im Kapitel 4.1 hingewiesen. Bei einer Anregung in der Plexiglasschicht liegt also in Wirklichkeit schon ein Dreischichtenmodell vor.

Zum Abschluß der vorliegenden Arbeit sei noch auf eine zwangsläufige Folgerung hingewiesen, die sich durch das Auftreten der beiden Kopfwellen in der Deckschicht ergibt. Bei horizontaler Lagerung werden beide Kopfwellen von der freien Oberfläche als Wechselwellen wieder unter den jeweiligen Grenzwinkeln zur Schichtgrenze reflektiert, wo sie refraktiert werden. Bei wachsender Deckschichtmächtigkeit -also bei einfallendem Liegendem in Ausbreitungsrichtung- treffen die reflektierten Wellen unter größeren Winkeln auf die Grenzfläche; das bedeutet, man gerät in das Gebiet der Weitwinkelreflexionen. Während also hier bei einer mit  $5^\circ$  wachsenden Deckschichtmächtigkeit die Reflexionen unter Winkeln auf die Grenzfläche fallen, die um  $10^\circ$  größer sind als die Grenzwinkel, so sind diese Winkel bei einer mit  $5^\circ$  auskeilenden Schicht, d.h. bei einem Ansteigen des Liegenden, um  $10^\circ$  kleiner. In diesem Fall muß der Deckschicht fortlaufend Energie verloren gehen, und zwar vorwiegend in Form von s-Wellen, die in den Untergrund abgestrahlt werden. Tatsächlich zeigen auch die Hodographen der größten Meßentfernungen am abfallenden Keil eine außerordentliche Amplitudenverringerng (Abb. 60 - 66), die nur so erklärt werden kann. <sup>+)</sup>

Es mag späteren modellseismischen Untersuchungen vorbehalten bleiben, inwieweit an Reflexionshorizonten im Untergrund diese -der Deckschicht verlorengangene- seismische Energie wieder zur Oberfläche reflektiert wird. STROBACH (47) wies im Hinblick auf die Arbeit GUTENBERG's (21) darauf hin, daß unter Umständen manche linearen Partikelbewegungen der Mikroseismik reinen SV-Wellen zuzuordnen seien. Hierdurch lassen sich die unter größeren Winkeln entgegen der Ausbreitungsrichtung geneigten linearen Partikelbewegungen an der Oberfläche erklären. Reine horizontale Bewegungen finden auf diesem Wege ihre Erklärung aber nur durch die Annahme von Einfallswinkeln von  $0^\circ$  oder rd.  $35^\circ$ . Für eine Deutung der mehr oder weniger horizontalen, linearen Bewegungen erscheint die beschriebene Überlagerung in der Knotenfläche wahrscheinlicher. Mit Hilfe dieser Überlegungen läßt sich die von vielen Autoren beschriebene Tendenz der Partikelbewegung der Mikroseismik zur linearen Polarisierung erklären.

Abschließend sollen die mit Rayleighwellen verknüpften Erscheinungen bei horizontalen und geneigten Schichten noch einmal kurz zusammengefaßt werden:

1. Sämtliche in der Modellseismik beobachteten Erscheinungen treten in sehr ähnlicher Weise wie bei den mit Seismographen durchgeführten Registrierungen von Oberflächenwellen auf. Die bei den Modellen dieser Arbeit normalerweise benutzte Werkstoffkombination in Form einer Plexiglasdeckschicht auf dem Grundmaterial aus Aluminium erfüllte befriedigend die Analogiebedingungen für den Untergrund des norddeutschen Raumes. Der umgekehrte Modellfall einer Aluminiumdeckschicht auf Plexiglas ergab Seismogramm (Abb. 33, 34), die nahezu identisch waren mit den Registrierungen von Oberflächenwellen an Eisdecken, z.B. durch FÖRTSCH und BAULE 1943 (15, S. 279) (vgl. auch EWING, JARDETZKY, PRESS (3, S. 287)).
2. Die Hodographen der Rayleighwelle sind nur dann senkrecht stehende Ellipsen mit normalem Achsenverhältnis von  $\frac{H}{V} = 0.68$ , wenn die Fronten gleicher Phase der V-Komponente auf der Grenzfläche senkrecht stehen bzw. in zunehmender Tiefe zurückbleiben.
3. Ist im Untergrund ein Material höherer Wellengeschwindigkeit vorhanden, so eilen die Fronten gleicher Phase nach der Tiefe zu in Ausbreitungsrichtung voraus. Diese Erscheinung wird jedoch erst deutlich bei Annäherung der Schichtdicken an die Phasenumkehrtiefe. Wird diese Mächtigkeit überschritten, so beträgt der Winkel im Grundmaterial zwischen den Fronten gleicher Phase und der Horizontalen rd.  $80^\circ$ .

---

<sup>+)</sup>  Die Registrierungen wurden für jede Meßreihe mit gleicher Verstärkung durchgeführt.

4. Die ursprünglich angeregte Rayleighwelle ( $a_1, a_2$ ) pflanzt sich im Grundmaterial höherer Wellengeschwindigkeit in derselben Weise fort, als bilde die Schichtgrenze einen Refraktionshorizont. Bei Annäherung der Schichtmächtigkeit an die Phasenumkehrtiefe der freien Rayleighwelle wandelt sich die im Grundmaterial laufende Rayleighwelle um in eine "refraktierte Rayleighwelle", deren Phasengeschwindigkeit sich der s-Wellengeschwindigkeit nähert.
5. Die in 4. beschriebenen beiden Arten von Rayleighwellen, die sich entlang der Schichtgrenze ausbreiten, führen in der Deckschicht zwei Kopfwellen, und zwar eine p-Welle unter  $50^\circ$  und eine s-Welle unter  $25^\circ$ . Diese beiden Wellen entsprechen den Kopfwellen einer refraktierten s-Welle.
6. Die beiden Kopfwellen werden an der freien Oberfläche als Wechselwellen reflektiert und fallen bei horizontaler Lagerung wieder unter den Grenzwinkeln zurück auf die Schichtgrenze. Dadurch entsteht in der Deckschicht ein Interferenzsystem jeweils zweier s-Wellen.
7. Bei geringen Schichtmächtigkeiten hängen die Rayleighwellen im Grundmaterial und die Kopfwellen in der Deckschicht an der Schichtgrenze zusammen. Das Interferenzsystem der beiden Kopfwellen erklärt die mehr oder weniger waagerechten Partikelbewegungen an der freien Oberfläche in der von LEE beschriebenen Weise.
8. Überschreitet die Schichtdicke die Phasenumkehrtiefe, die ihrerseits dem Abstand bis zur Knotenfläche bei Plattenwellen identisch ist, so bildet sich in der Deckschicht eine freie Rayleighwelle aus. Gleichzeitig wandelt sich -wie unter 4. beschrieben- die Rayleighwelle im Grundmaterial in eine refraktierte Rayleighwelle um, die vorausseilt und weiterhin die beiden Kopfwellen in der Deckschicht führt. Durch die Überlagerung dieser Kopfwellen können an der Oberfläche entsprechend der Schichtmächtigkeit retrograde, lineare oder prograde Hodographen entstehen.
9. Die unter 1 - 8 aufgezählten Erscheinungen treten unabhängig von der Schichtneigung auf; entscheidend ist nur die Schichtdicke und die Anregung der Rayleighwelle in dem Grundmaterial bzw. in der Deckschicht bei einer geringeren Schichtdicke als der Phasenumkehrtiefe. Die Schichtneigung beeinflusst die Reflexionen der beiden Kopfwellen vorwiegend nur in der Weise, daß diese Wellen nun nicht mehr unter den Grenzwinkeln auf die Schichtgrenze zurückfallen. Bei auseinanderlicher Schichtung wird dadurch fortlaufend der Deckschicht Wellenenergie in Form von Körperwellen verloren gehen, die in den Untergrund abgestrahlt werden.
10. Weitere Beobachtungen, die nicht diskutiert werden sollen, sind die Periodenzunahmen sowohl mit wachsender Meßentfernung als auch mit wachsender Tiefe, was sich in einer Impulsverbreiterung bemerkbar macht und in der Tiefe für die gleiche Periodendauer wie an der Oberfläche keine in sich geschlossenen Hodographen mehr ergibt.

Die modellseismischen Untersuchungen zeigen, wie umfangreich die Probleme sind, die bei der Untersuchung von Oberflächenwellen in der Natur auftreten. Auf die Einflüsse, die entsprechend den Modellversuchen in analoger Weise durch großräumige Schichtgrenzen innerhalb der Erdkruste und durch Veränderungen der Krustendicke auf die Oberflächenwellen ausgeübt werden, soll in diesem Zusammenhange nur hingewiesen werden, ohne auf Einzelheiten im Hinblick auf die Analogiebedingungen zwischen den Wellenlängen und den Tiefen der Diskontinuitäten einzugehen.

7. L I T E R A T U R

- (1) BERGMANN, L. : Der Ultraschall und seine Anwendungen in Wissenschaft und Technik.  
Stuttgart 1954.
- (2) CAGNIARD, L. : Reflection and Refraction of Progressive Seismic Waves.  
New York, Toronto, London 1962.
- (3) EWING, M. JARDETZKY, W., : Elastic Waves in Layered Media.  
PRESS, F. New York, Toronto, London 1957.
- (4) FRÜNGEL, F. : Impulstechnik, Erzeugung und Anwendung von Kondensatorentladungen.  
Leipzig 1960.
- (5) KRAUTKRÄMER, J. u. H. : Werkstoffprüfung mit Ultraschall.  
Berlin/Göttingen/Heidelberg 1961.
- (6) MATAUSCHEK, J. : Einführung in die Ultraschalltechnik.  
Berlin 1957.
- (7) SKUDRZYK, E. : Die Grundlagen der Akustik.  
Wien 1954.
- (8) REICHHARDT, W. : Lehrbuch der Elektroakustik. 2. Auflage.  
Geest und Portig K.G. 1954.
- (9) ANSORGE, J. : Modellseismische Arbeiten. 2. Teil: Experimentelle Untersuchungen über zweidimensionale Wellenausbreitung im elastischen Halbraum mit und ohne Oberflächenschicht.  
Veröffentlichung des Landeserdbebendienstes Baden-Württemberg, Stuttgart 1964.
- (10) ANGENHEISTER, G. † : Fortschreitende elastische Wellen in planparallelen Platten.  
Gerlands Beitr. Geophys. 61 (1950) S. 240-249.
- (11) BERCKHEMER, H. und OLIVER, J. : Zur Deutung seismischer Einsätze mit parallelen Laufzeitkurven.  
Zeitschr. f. Geophys. 21 (1955) S. 152-163.
- (12) DE BREMEACKER : Transmission and Reflection of RAYLEIGH-Waves at Corners.  
Geophysics 23 (1958) S. 253-262.
- (13) BLAIK, M. and DONN, W.L. : Microseismic Ground Motion at Palisades and Weston.  
Bull. Seism. Soc. A 44 (1954) S. 597.
- (14) FIRESTONE, F. und FREDERICK, J. R. : Refinements in Supersonic Reflectoscopy.  
Polarized Sound.  
J. Acust. Soc. Amer. 18 (1946) S. 200-211.

- (15) FÖRTSCH, O. : Untersuchung von Biegewellen in Platten, Messungen ihrer Gruppen- und Phasengeschwindigkeit. Gerlands Beitr. Geophys. 61 (1950) S. 272-290.
- (16) FÖRTSCH, O. : Beiträge zur Ausbreitung elastischer Oberflächenwellen. Gerlands Beitr. Geophys., Sonderband 1953, S. 59-67.
- (17) FÖRTSCH, O. : Deutung von Dispersions- und Absorptionsbeobachtungen an Oberflächenwellen, I. Dispersion von Oberflächenwellen. Gerlands Beitr. Geophys. 63 (1954) S. 16-58.
- (18) GILBERT, F. und LASTER, S. J. : Excitation and Propagation of Pulses on an Interface. Bull. Seism. Soc. Am. 52 No 2 (1962) S. 299-319, Bull. Seism. Soc. Am. 52 No 4 (1962) S. 847-868.
- (19) GRABENDÖRFER, W. : Untersuchung von dünnen, runden Werkstoffen mit Überschall-Oberflächenwellen. Stahl und Eisen 75 (1955) S. 1273-1275.
- (20) GUTDEUTSCH, R. : Über Vielfacheinsätze elastischer Wellen an Schichten. Zeitschr. f. Geophys. 28 (1962) H. 1, 2.
- (21) GUTENBERG, B. : SV and SH. Transact. Am. Geophys. Union 33 (1952) S. 573-584.
- (22) HÄUSLER, E. : Untersuchungen an geführten elastischen Wellen. DFG-Forschungsbericht Ec 17/1.
- (23) HÄUSLER, E. : Shadow Optical Investigations of Elastic Shock Waves in Perspex Sheets. J. Mech. Phys. Solids 11 (1963) S. 243-248.
- (24) HECKL, M. : Schallabstrahlung von Platten bei punktförmiger Anregung. Acustica 9 (1959) S. 371-380.
- (25) HENNEMANN, R. : Die Umwandlung elektrischer Impulse in akustische und akustischer in elektrische mit Hilfe von Bariumtitanat-Keramik. Diplomarbeit BA Clausthal 1963.
- (26) HÖLBE, J. D. : Bestimmung durchschnittlicher Krustendicken aus der Dispersion von Rayleighwellen verschiedener Ankunftsrichtungen. Diplomarbeit Universität Hamburg 1964.
- (27) KOPPE, H. : Über Rayleigh-Wellen an der Grenzfläche zweier Medien. Z. angew. Math. Mech. 28 (1948) S. 355-360.
- (28) KOPPELMANN, J.,  
FRIELINGHAUS, R. und  
MEYER, FR. J. : Erzeugung sehr kurzer Ultraschallimpulse mit piezoelektrischen Schwingern. Acustica (1958) S. 181-187.

- (29) KORSCHUNOW, A. : Ein Beitrag zur Seismik der Lockerböden und oberflächennaher Schichten. Gerlands Beitr. Geophys. 65 (1956) S. 11-49.
- (30) KUO, JOHN T. : Model Studies on the Effect of a Sloping Interface on Rayleigh Waves. J. Geophys. Res. 68 (1963) S. 6187-6197.
- (31) LEE, A. W. : The Effect of Geological Structure upon Microseismic Disturbance. Monthl. Not. of R.A.S. Geoph. Suppl. 3 (1932) S. 83-116.
- (32) LEE, A. W. : Further Investigations of the Effect of Geological Structure upon Microseismic Disturbance. Monthl. Not. of R.A.S. Geoph. Suppl. 3 (1934) S. 238-252.
- (33) LEHFELD, W. : Ultraschall-Prüfung von Blechen mittels Plattenwellen. Materialprüfung 4 (1962) S. 331-337.
- (34) MENZEL, H. : Betrachtungen über die Theorie der von LOVE entdeckten seismischen Oberflächenwellen. Gerlands Beitr. Geophys. 61 (1950) S. 86-103.
- (35) O'BRIEN, P. N. S. : A Note on the Reflection of Seismic Pulses with Application to second Event Refraction Shooting. Geophys. Prosp. 11 (1963) S. 59-72.
- (36) OLIVER, J., PRESS, F. und EWING, M. : Two-dimensional Model Seismology. Geophysics 19 (1954) S. 202-219.
- (37) OSBORNE, M. F. M. and HART, S. D. : Transmission, Reflection, and Guiding of an Exponential Pulse by a Steel Plate in Water. I. Theory. J. Ac. Soc. Am. 17 (1945) S. 1-18.
- (38) ROEVER, W. L. and VINING, T. F. : Propagation of Elastic Wave Motion from an Impulsive Source along a Fluid/Solid Interface, I. Experimental Pressure Response. Phil. Trans. Roy. Soc. London A (1959) S. 457-465.
- (39) SCHICK, R. : Modellseismische Arbeiten, I. Teil: Methodische Grundlagen und technische Einzelheiten. Veröffentlichung des Landeserdbebendienstes Baden-Württemberg Stuttgart 1962.
- (40) SCHOCH, A. : Schallreflexion, Schallbrechung und Schallbeugung. Ergebnisse der ex. Nat.-Wissenschaften 23 (1950) S.127-234.
- (41) SCHOCH, A. : Der Schalldurchzug durch Platten. Acustica 2 (1952) S. 1-17.



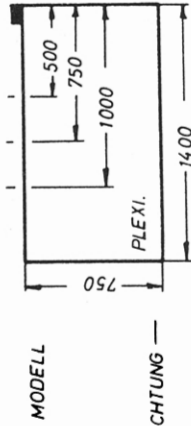
- (42) SCHOLTE, J. G. : The Range of Existence of RAYLEIGH- and STONLEY-Waves.  
Month. Not. Roy. Astr. Soc. Geoph. Suppl. (1947)  
S. 120-126.
- (43) SEZAWA, K. : Dispersion of Elastic Waves on the Surface of  
Stratified Bodies etc.  
Bull. Earthqu. Res. Inst. (Tokyo) 3 (1927) S. 1-18.
- (44) STRICK, E. : Propagation of Elastic Wave Motion from an Impulsive  
Source along a Fluid/Solid Interface, II. Theoretical  
Pressure response, III The Pseudo-Rayleigh Wave.  
Phil. Trans. Roy. Soc. London A (1959) S. 465-523.
- (45) STROBACH, K. : Zum Studium der mikroseismischen Bodenunruhe in  
Hamburg.  
Zeitschr. f. Geophys. 21 (1955) S. 190-214.
- (46) STROBACH, K. : Stereoskopische Vektorregistrierung.  
Zeitschr. f. Geophys. 23 (1957) S. 306-315.
- (47) STROBACH, K. : Ein Beitrag zum Problem der Entstehung und der Wellen-  
natur der mikroseismischen Bodenunruhe.  
Habilitationsschrift Hamburg 1960.
- (48) SUZUKI, T. : Amplitude of RAYLEIGH-Waves on the Surface of a  
Stratified Medium.  
Tokyo, Bull. Earthqu. Res. Inst. II (1933) S. 187-195.
- (49) TAMM, O. und : Wellenausbreitung in unbegrenzten Scheiben und  
WEISS, O. in Scheibenstreifen.  
Acustica 11 (1961) S. 8-17.
- (50) WEISS, O. : Über die Schallausbreitung in verlustbehafteten Medien  
mit komplexem Schub- und Kompressionsmodul.  
Acustica 9 (1959) S. 387-398.



A B B I L D U N G E N   N R .   2 4   B I S   6 6



PARTIKELBEWEGUNG IN EINEM PLEXIGLAS - MODELL (HOMOGENER HALBRAUM) BEI SENKRECHTEM SCHLAG (LAMB).



E-ENTFERNUNG IN MM  
 Z = TIEFE IN MM  
 t = ZEIT (— 50) IN  $\mu$ S  
 H = HORIZONTALKOMPONENTE  
 V = VERTIKALKOMPONENTE

V: H = 2:1

→ AUSBREITUNGSRICHTUNG

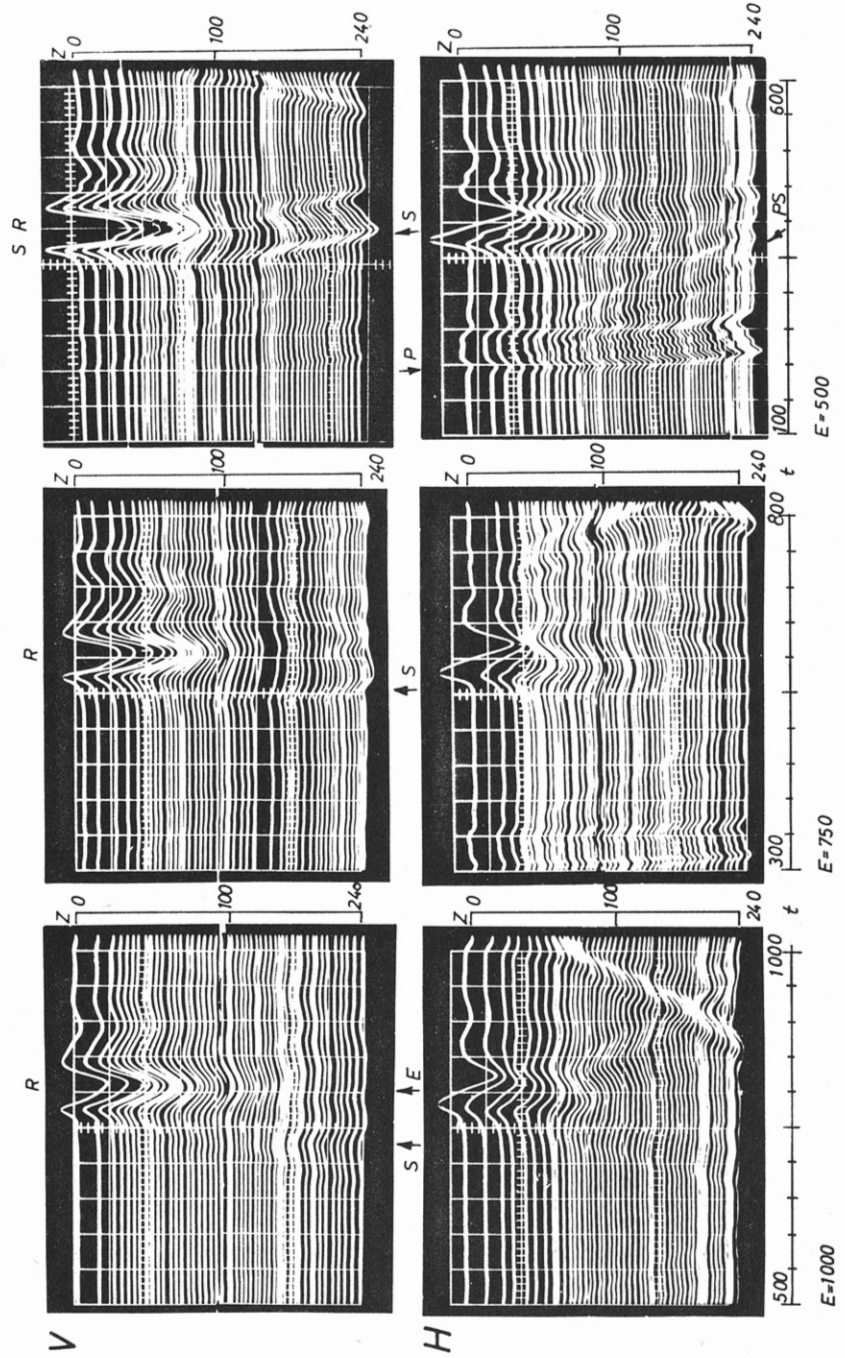
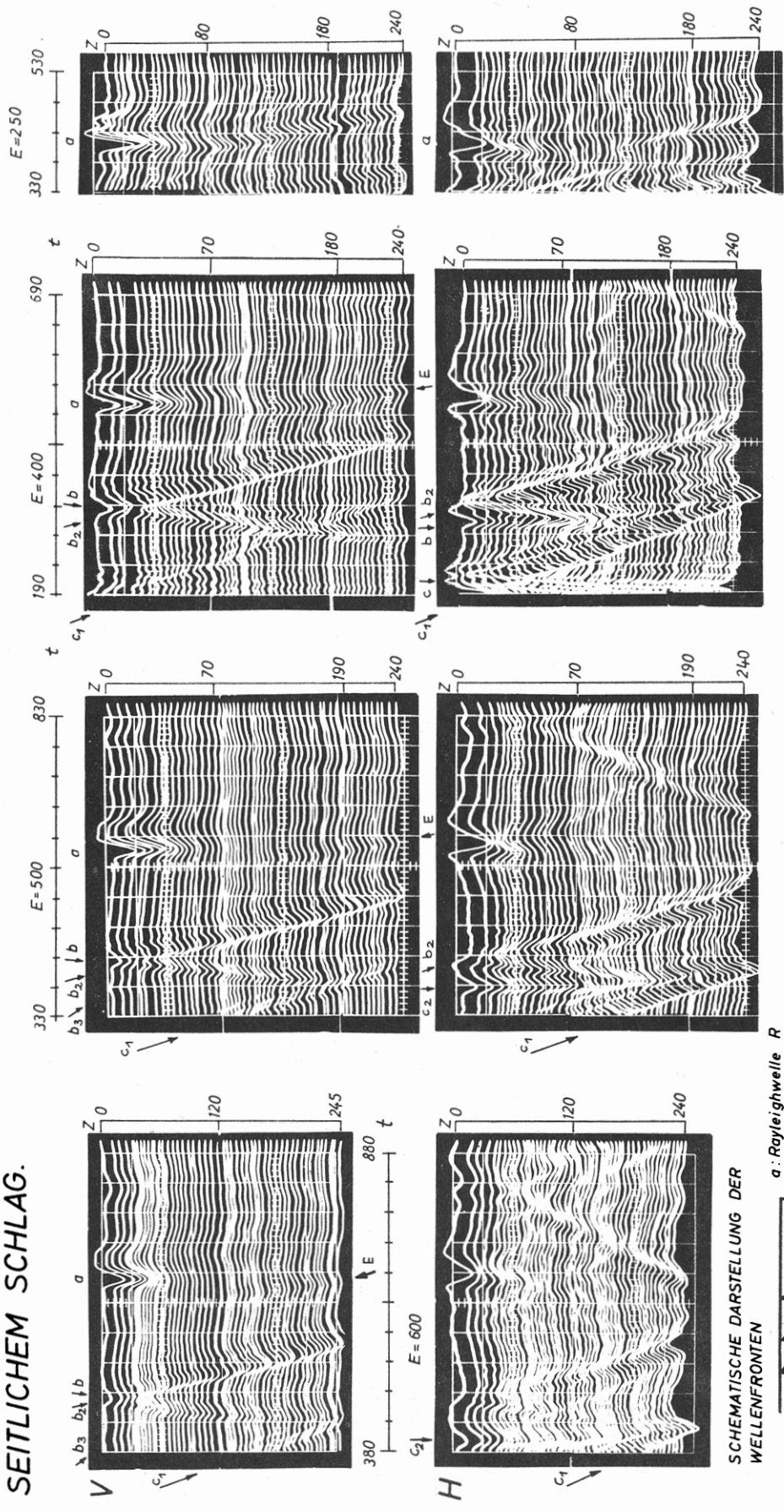
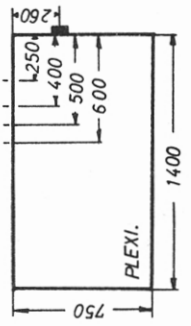


Abb.24

PARTIKELBEWEGUNG IN EINEM PLEXIGLAS - MODELL (HOMOGENER HALBRAUM) BEI SEITLICHEM SCHLAG.

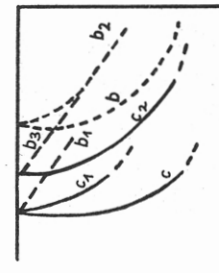


E = EPIZENTRALE ENTFERNUNG in mm  
 Z = TIEFE in mm  
 t = ZEIT in  $\mu$ s  
 H = HORIZONTALKOMPONENTE  
 V = VERTIKALKOMPONENTE  
 V: H = 2 : 1



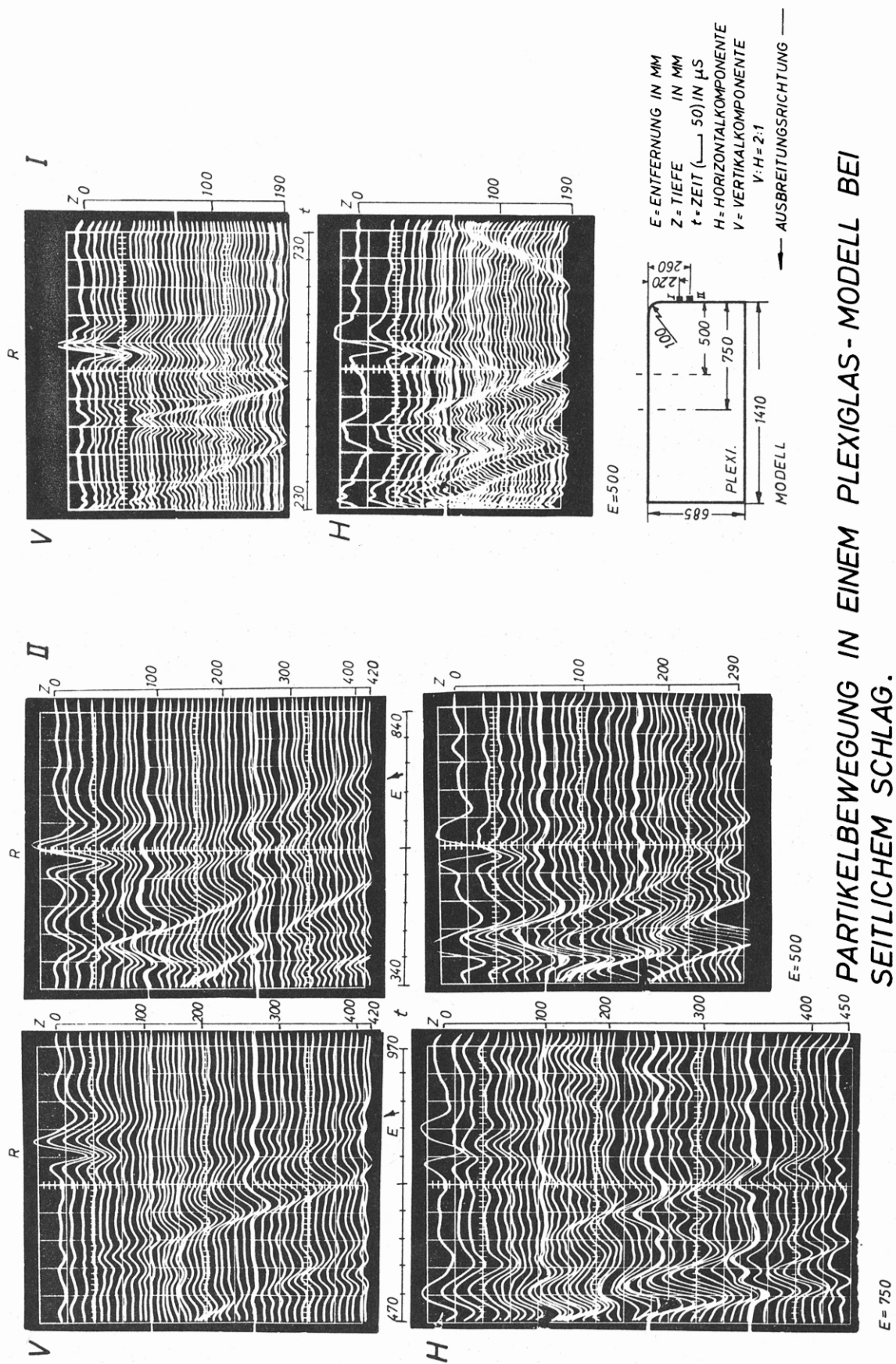
← AUSBREITUNGSRICHTUNG

SCHEMATISCHE DARSTELLUNG DER WELLENFRONTEN



- a: Rayleighwelle R
- b: direkte Scherwelle S
- c: Kompressionswelle P
- $\phi$ : durch Reflexion von c entstandene Kompressionswelle PP
- $b_1$ : " " " " Scherwelle PS
- $b_2$ : " " " " Scherwelle SS
- $c_1$ : durch b entstandene sekundäre Kompressionswelle SP
- $b_3$ : durch  $c_1$  geführte Scherwelle SPS

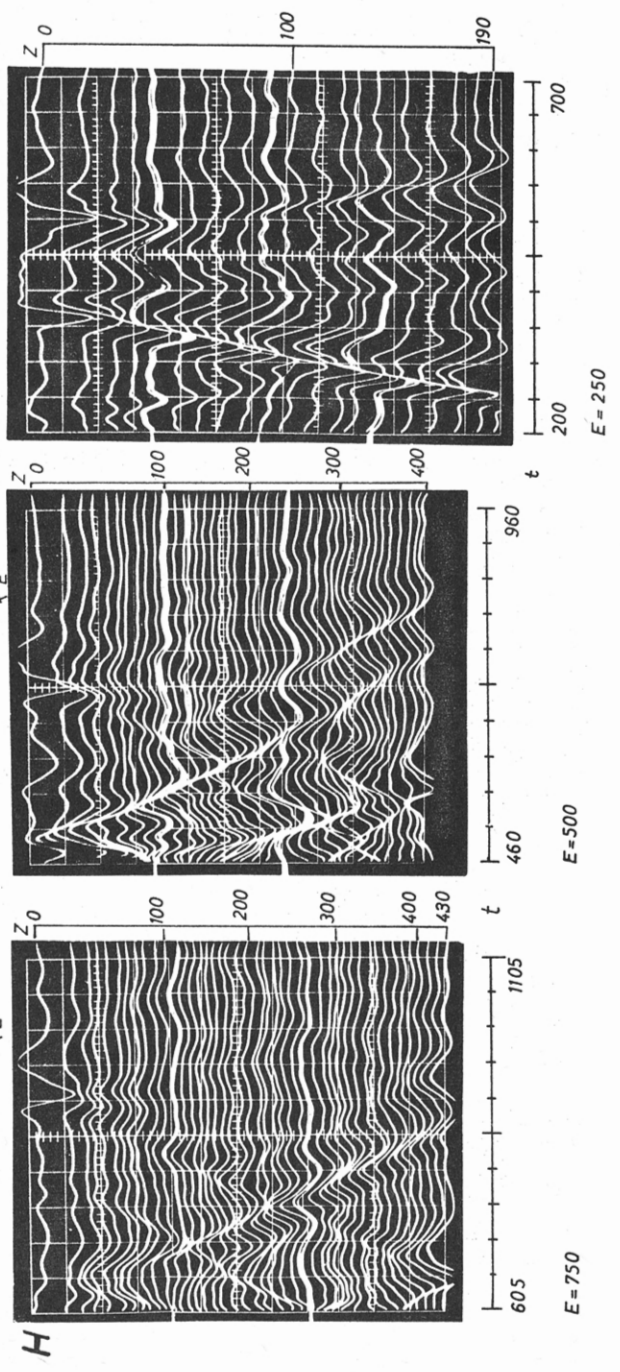
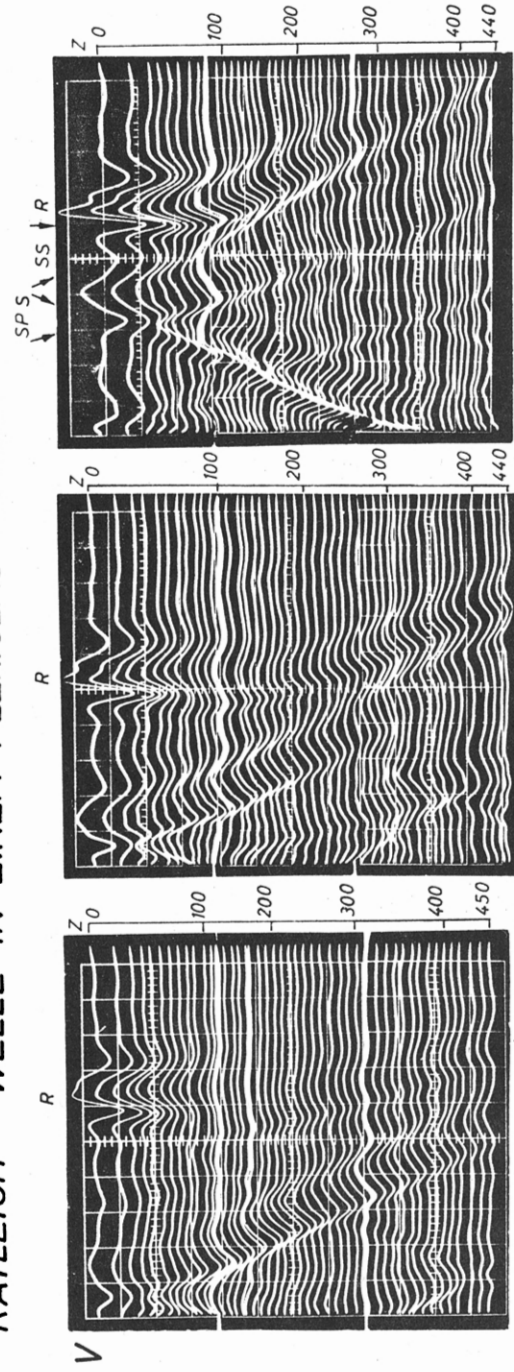
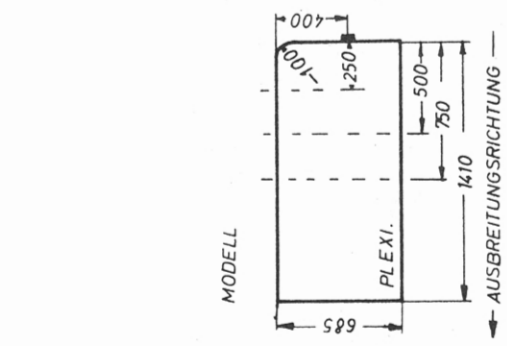
Abb.25



PARTIKELBEWEGUNG IN EINEM PLEXIGLAS-MODELL BEI SEITLICHEM SCHLAG.

Abb.26

RAYLEIGH - WELLE IN EINEM PLEXIGLAS-MODELL BEI SEITLICHEM SCHLAG

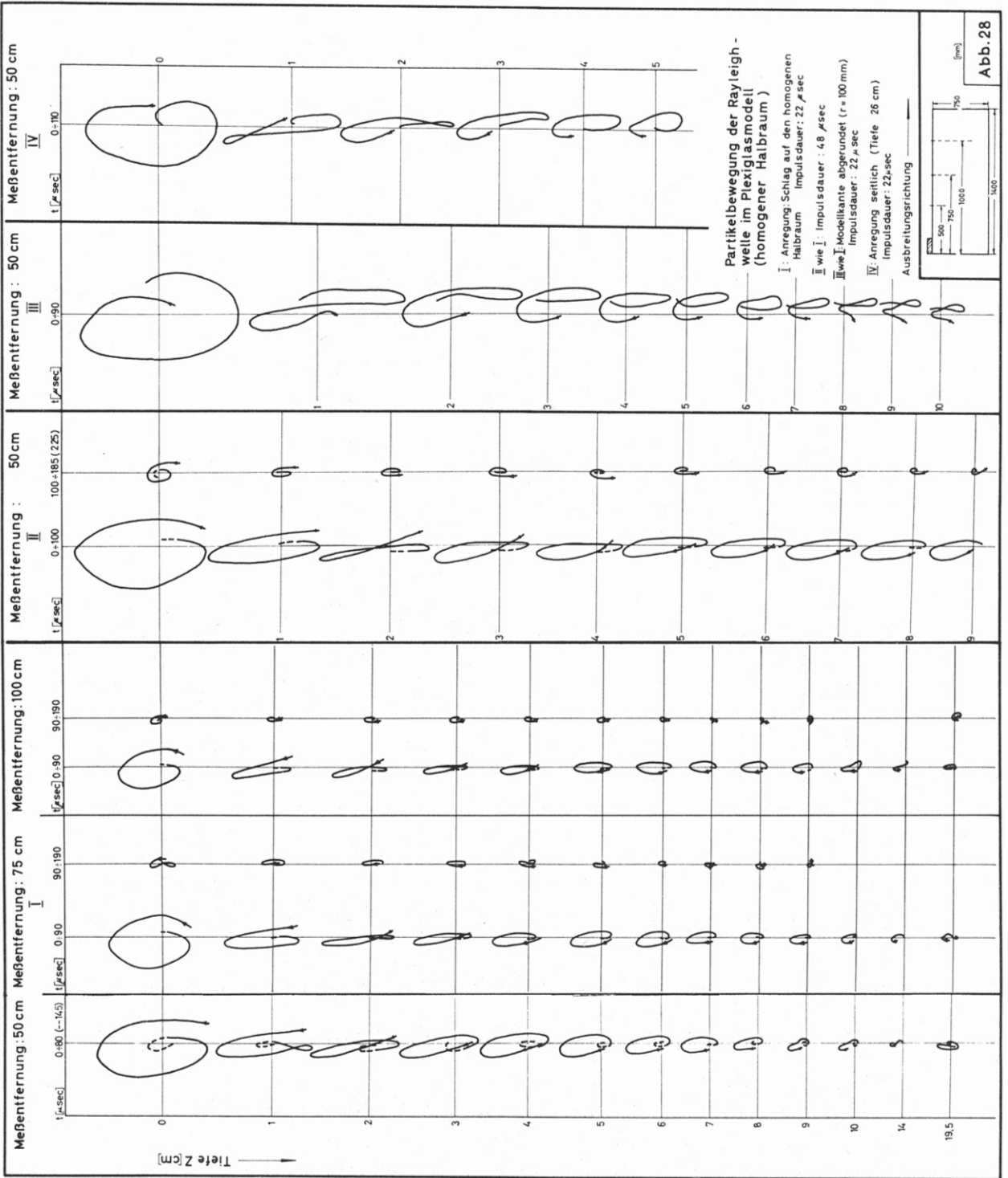


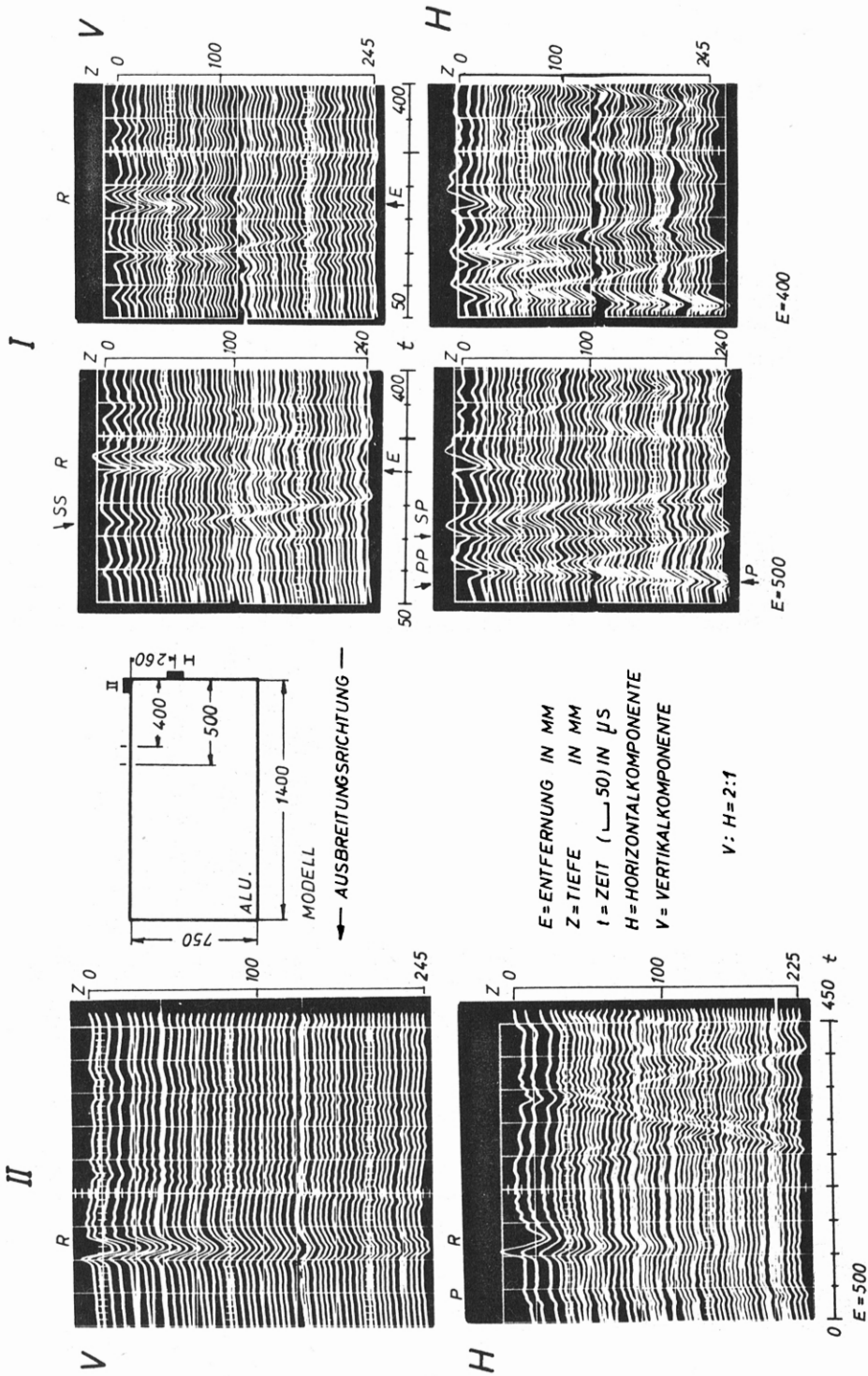
E = EPIZENTRALE ENTFERNUNG IN MM  
 Z = TIEFE IN MM  
 t = ZEIT IN μS (— 50)  
 H = HORIZONTALKOMPONENTE  
 V = VERTIKALKOMPONENTE

V: H=2:1

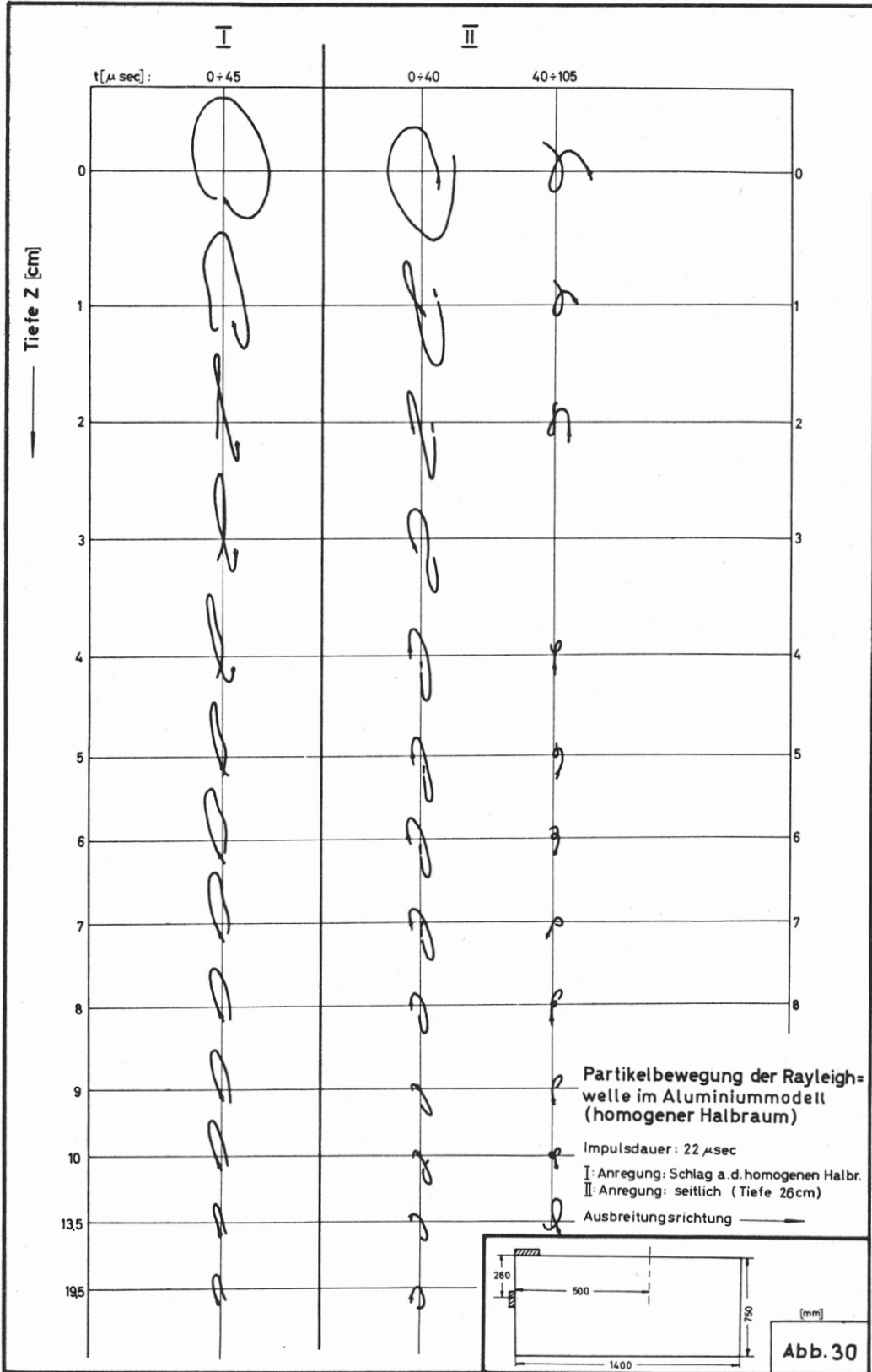
Abb.27

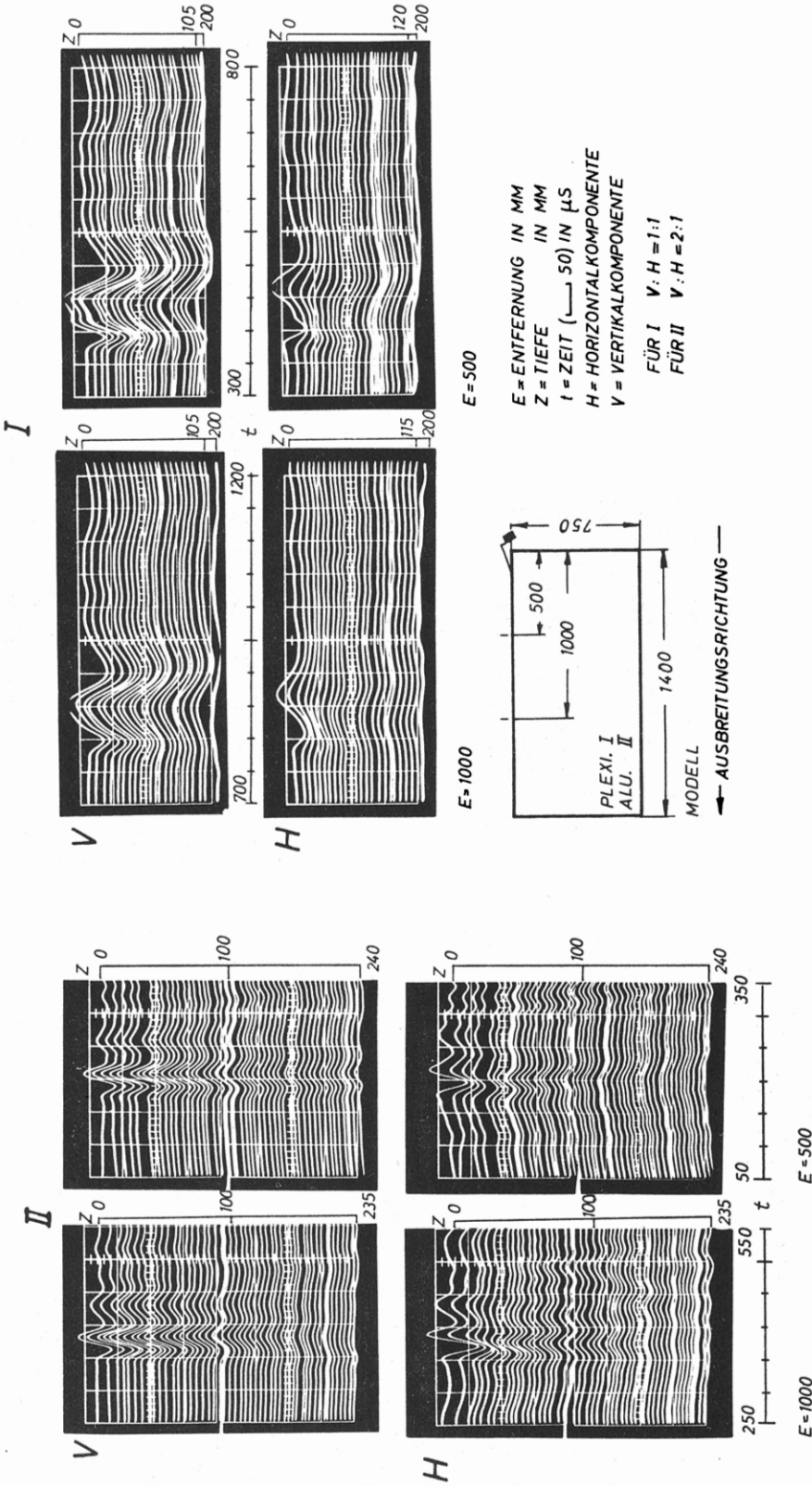




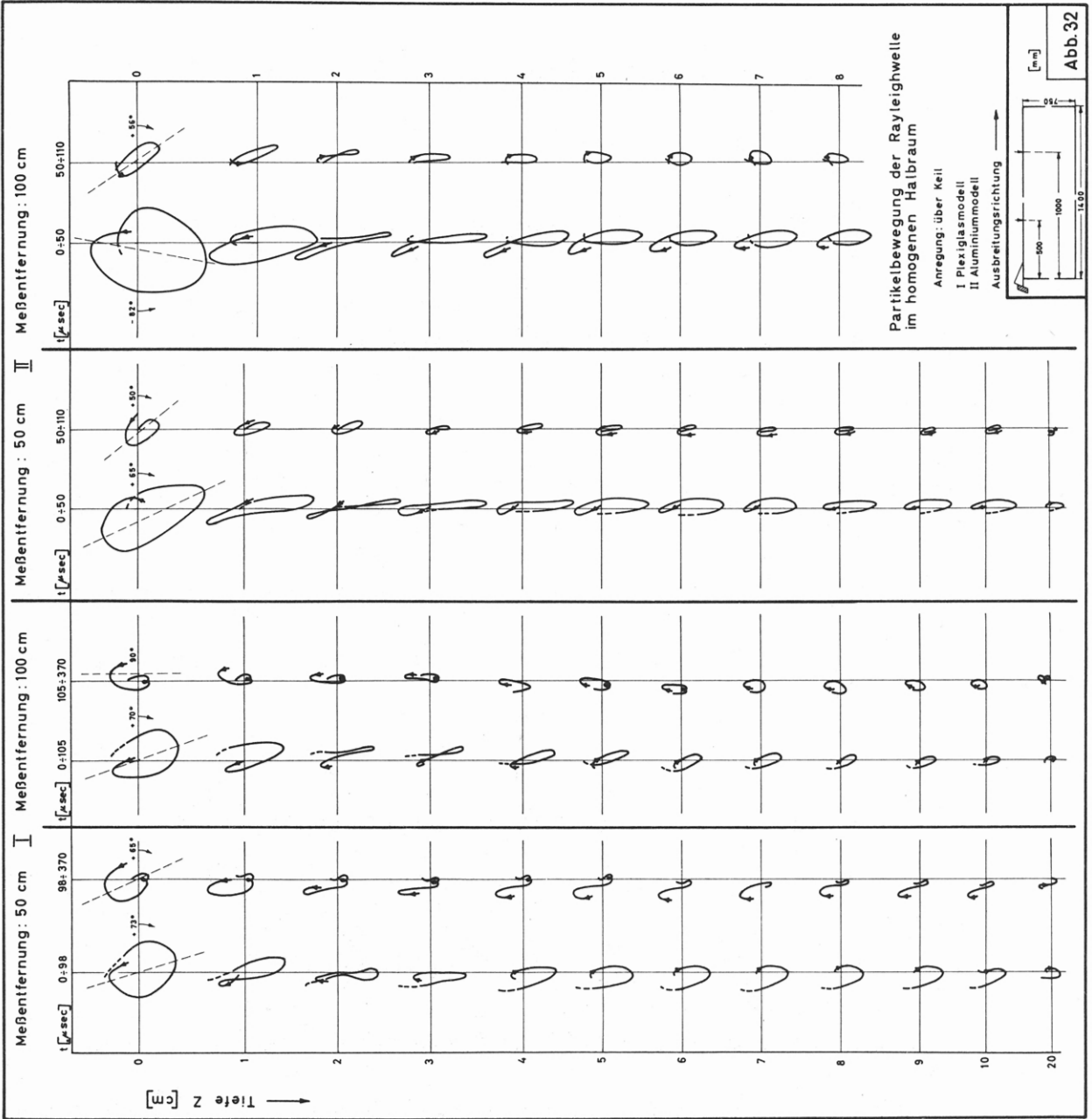


PARTIKELBEWEGUNG IN EINEM ALUMINIUM - MODELL BEI SEITLICHEM SCHLAG (I) UND BEI SENKRECHTEM SCHLAG (II).





RAYLEIGH - WELLE IN EINEM PLEXIGLAS - MODELL (I) UND IN EINEM ALUMINIUM - MODELL (II) BEI ANREGUNG ÜBER EINEN KEIL.

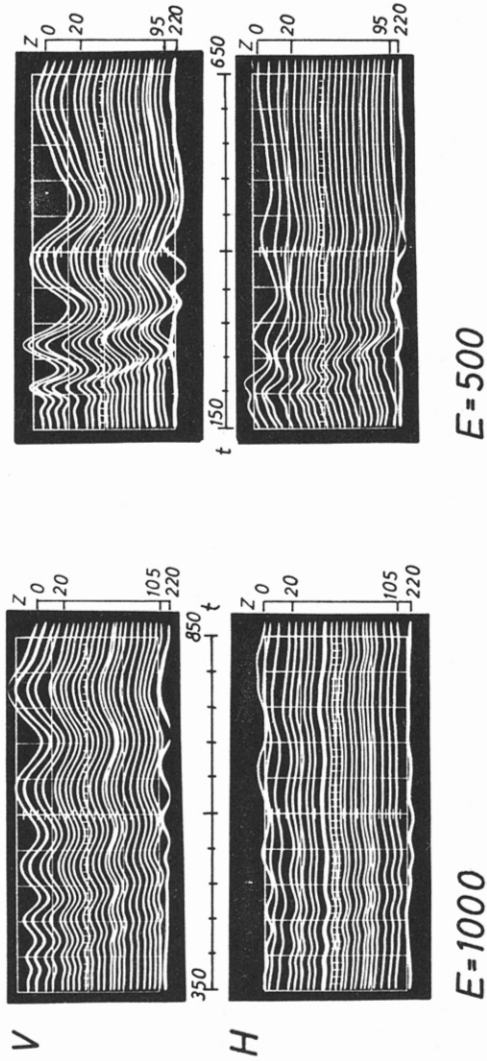
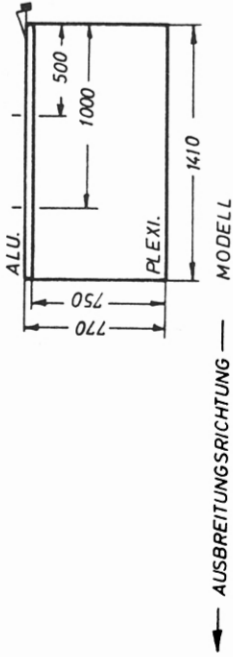


Partikelbewegung der Rayleighwelle im homogenen Halbraum

Abb. 32

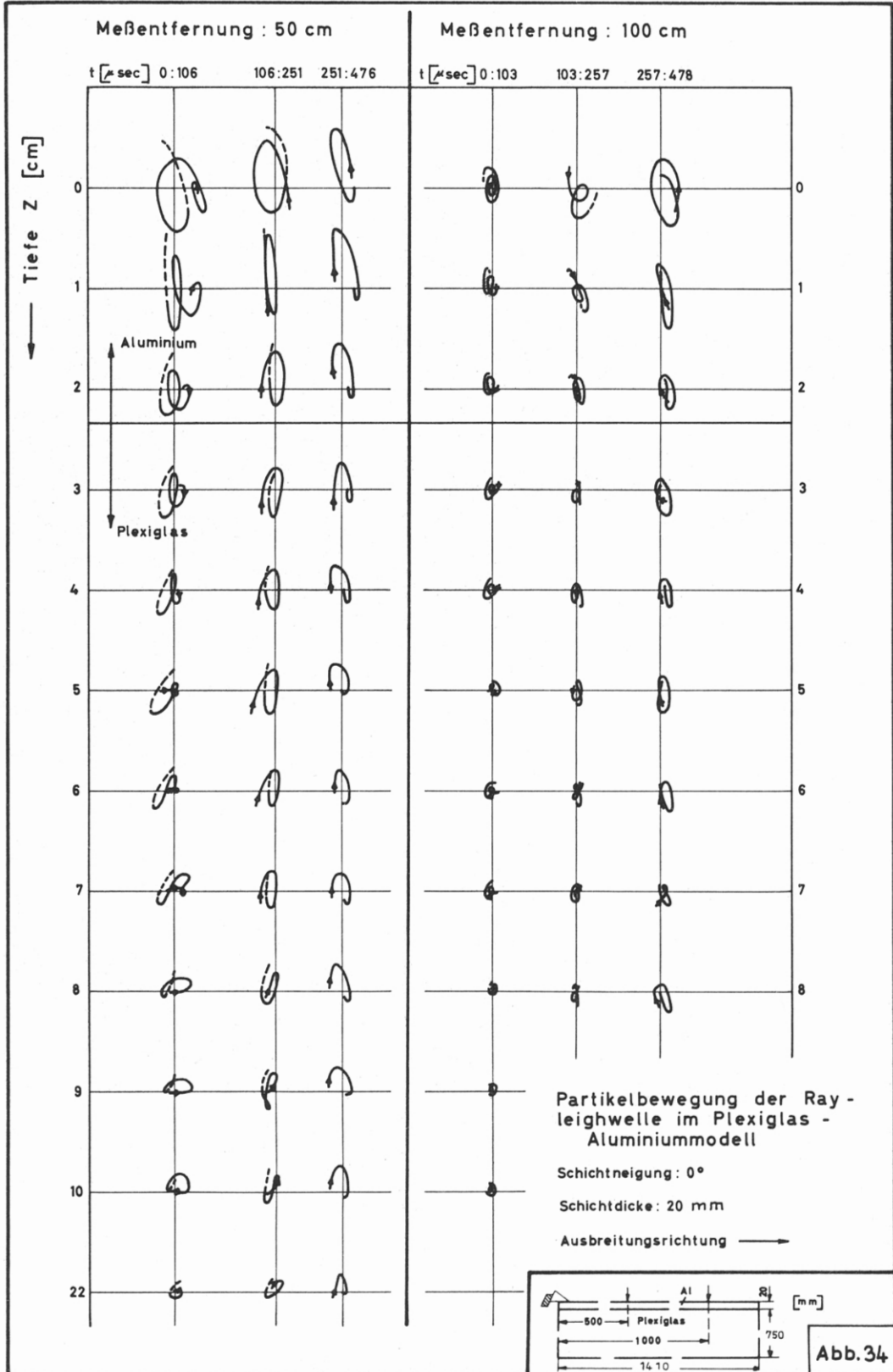
RAYLEIGH - WELLE IN EINEM PLEXIGLAS - ALUMINIUM - MODELL

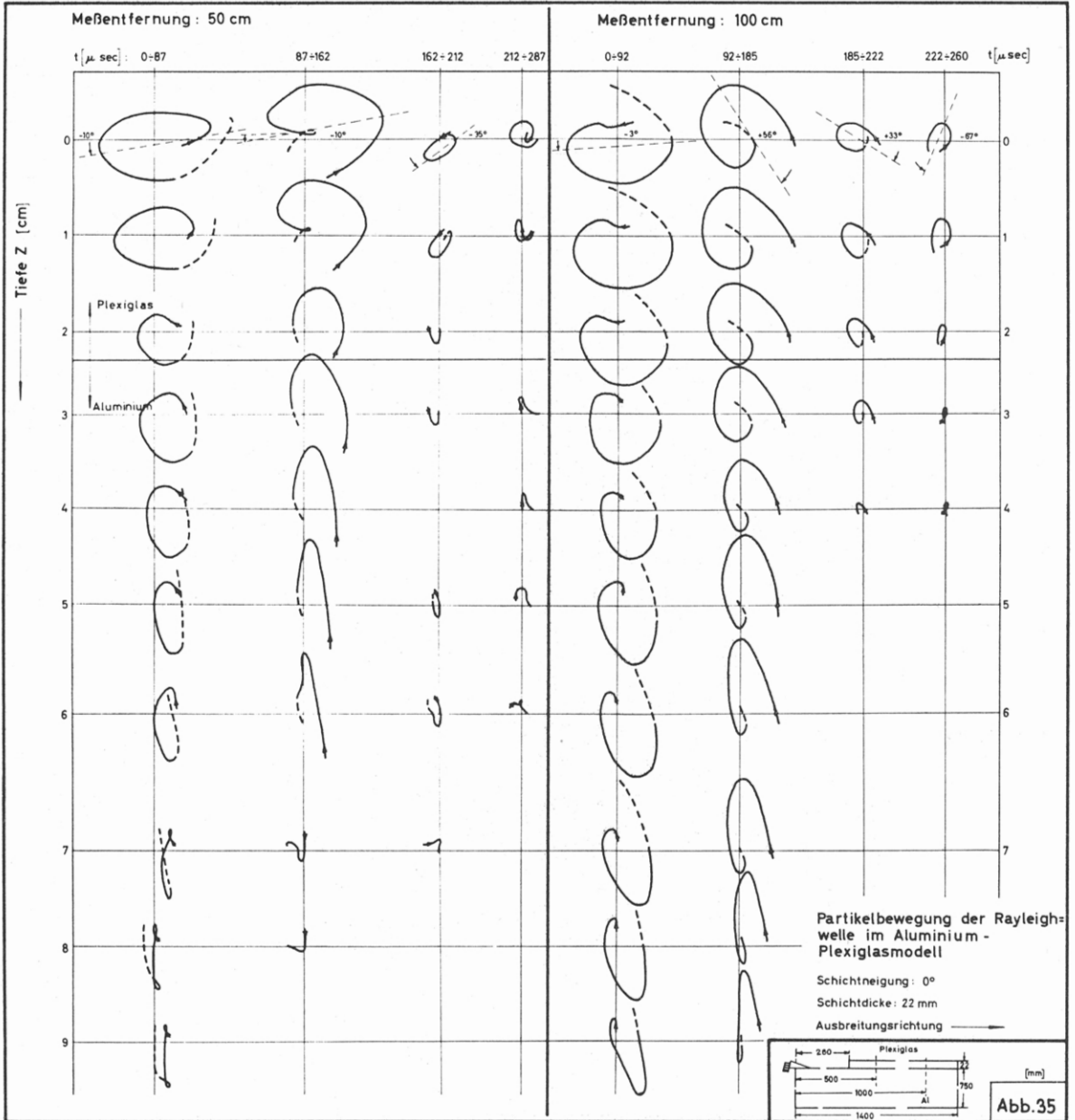
- $E$  = Meßentfernung in mm
- $z$  = Tiefe in mm
- $t$  = Zeit ( $\sim 50$ ) in  $\mu s$
- $H$  = Horizontalkomponente
- $V$  = Vertikalkomponente



$d = 200 \text{ mm}$

Abb.33

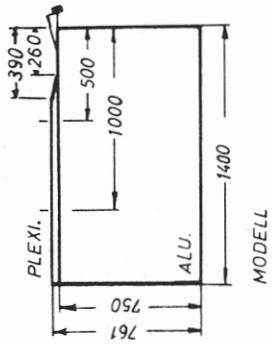




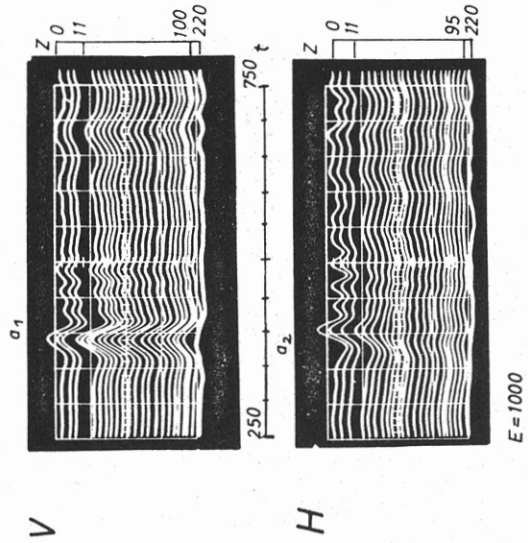


# RAYLEIGH - WELLE IN EINEM ALUMINIUM - PLEXIGLAS - MODELL

$E$  = Meßentfernung in mm  
 $d$  = Schichtdicke in mm  
 $z$  = Tiefe in mm  
 $t$  = Zeit (  $\square$  50 ) in  $\mu$ s  
 $H$  = Horizontalkomponente  
 $V$  = Vertikalkomponente

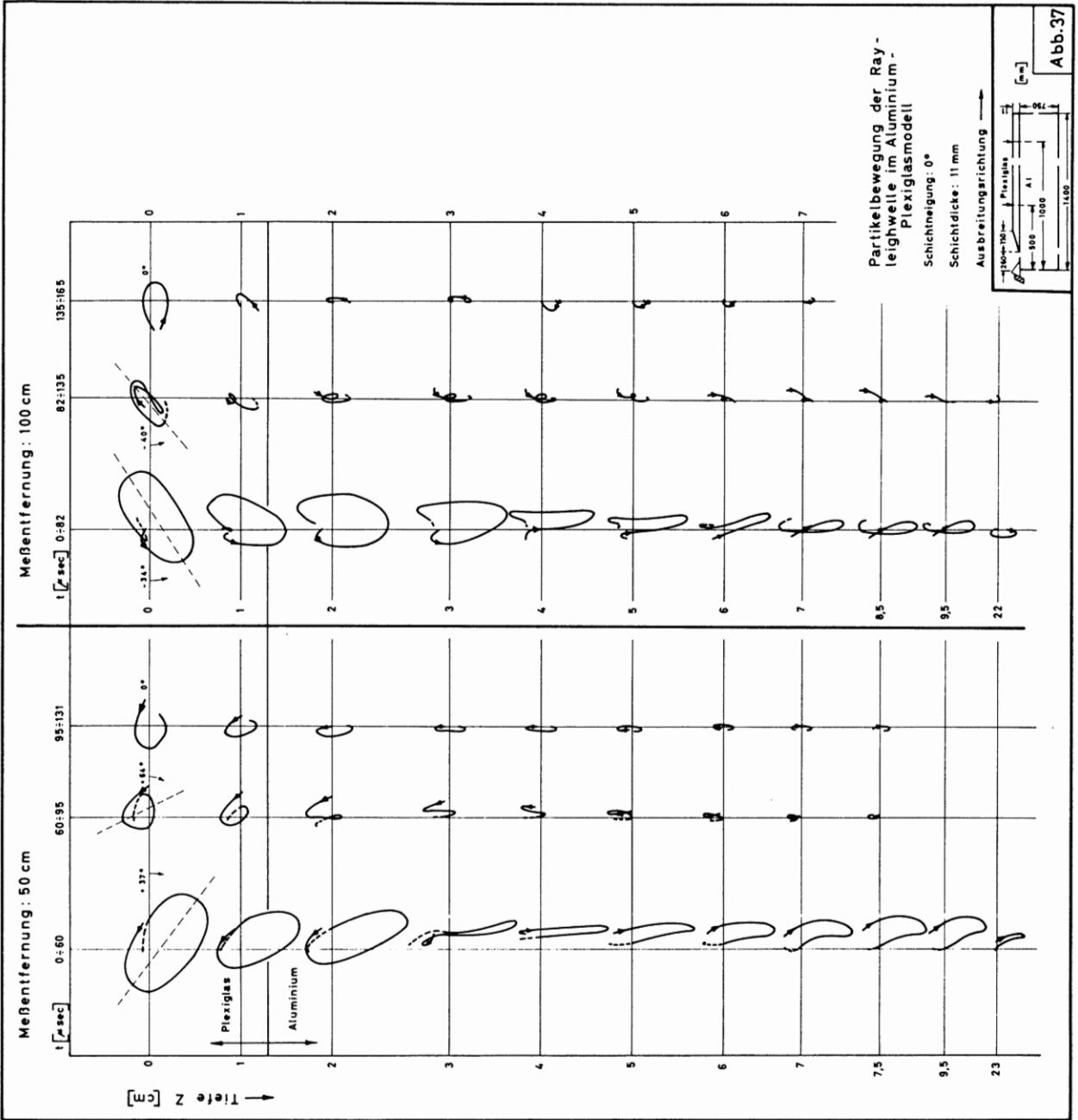


$\longrightarrow$  AUSBREITUNGSRICHTUNG  $\longleftarrow$



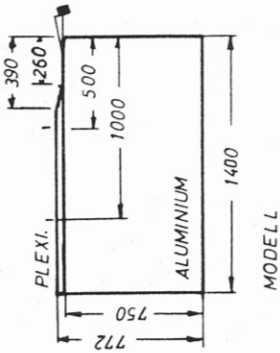
$d = 110$

Abb.36

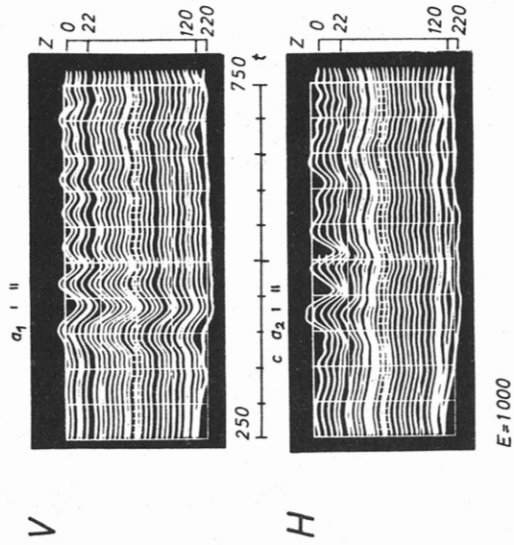


RAYLEIGH - WELLE IN EINEM ALUMINIUM - PLEXIGLAS - MODELL

$E$  = Meßentfernung in mm  
 $d$  = Schichtdicke in mm  
 $z$  = Tiefe in mm  
 $t$  = Zeit ( $\sphericalangle 50$ ) in  $\mu s$   
 $H$  = Horizontalkomponente  
 $V$  = Vertikalkomponente



→ AUSBREITUNGSRICHTUNG — MODELL

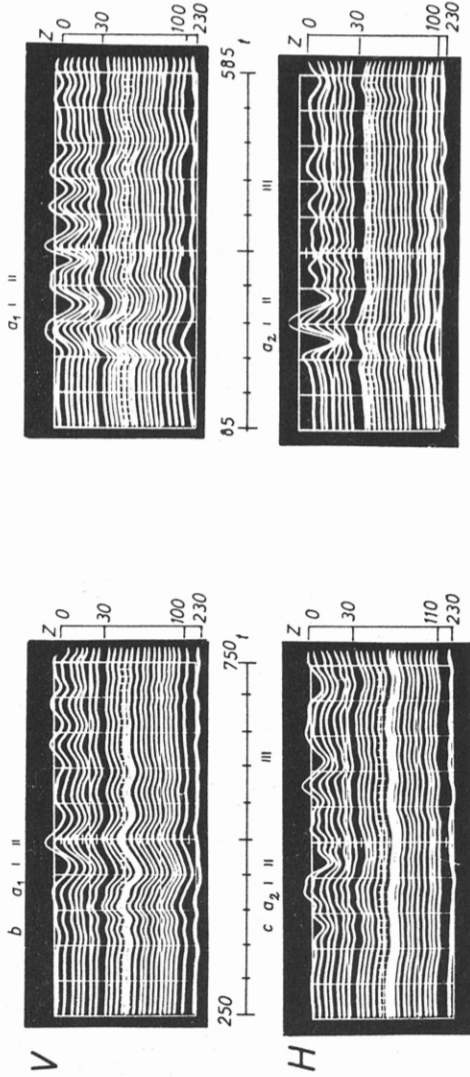
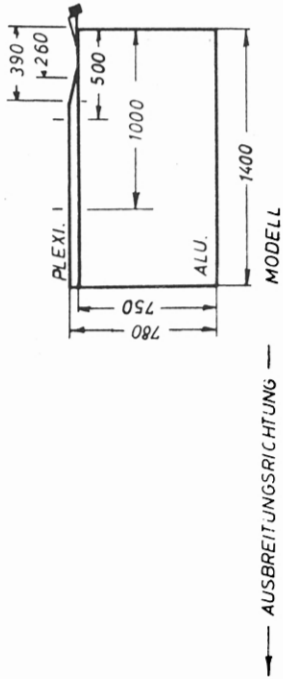


$d = 220$



# RAYLEIGH - WELLE IN EINEM ALUMINIUM - PLEXIGLAS - MODELL

$E$  = Meßentfernung in mm  
 $d$  = Schichtdicke in mm  
 $z$  = Tiefe in mm  
 $t$  = Zeit ( $\simeq 50$ ) in  $\mu s$   
 $H$  = Horizontalkomponente  
 $V$  = Vertikalkomponente

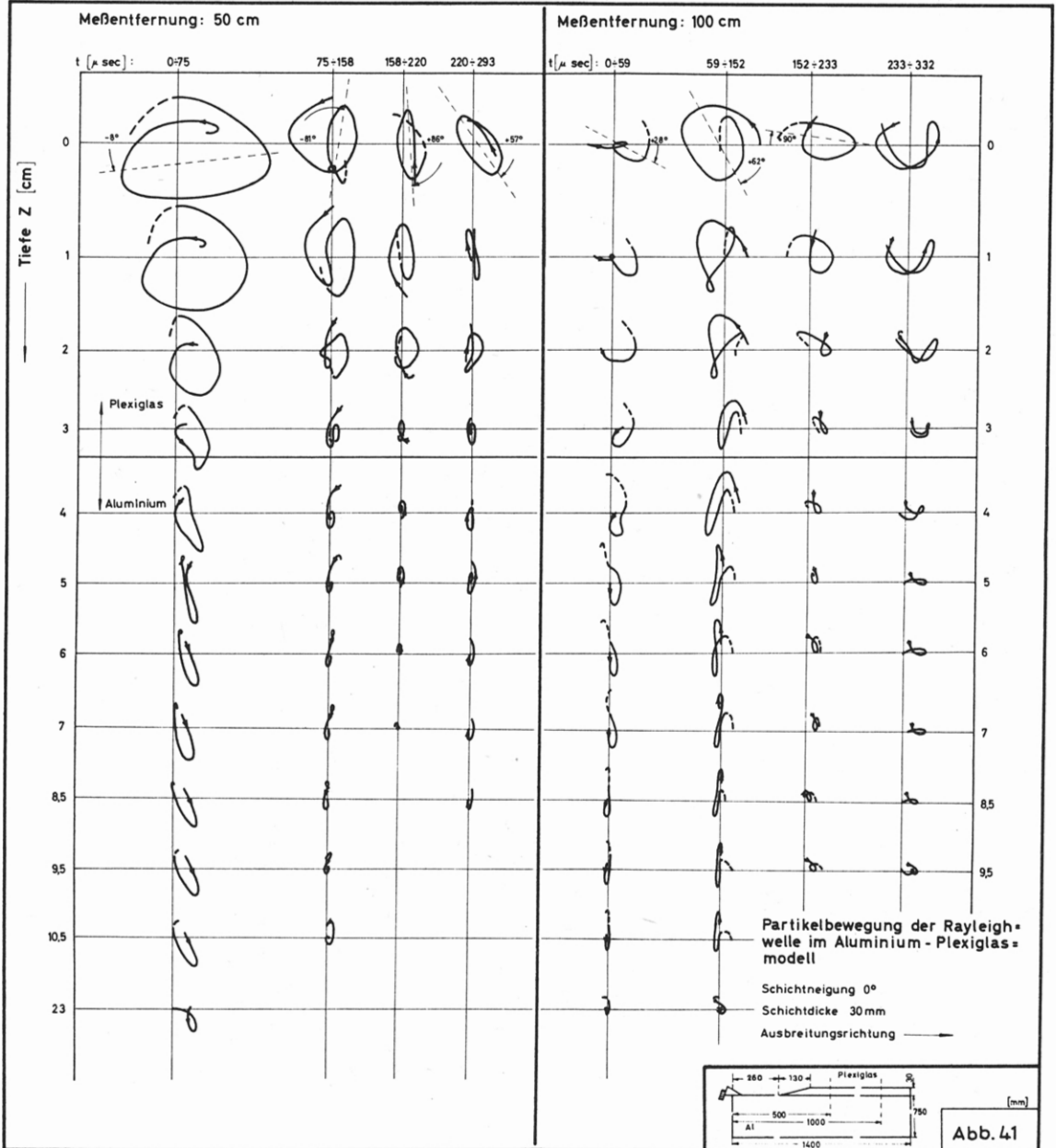


$E = 1000$

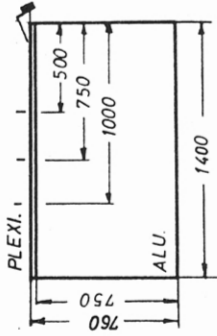
$E = 500$

$d = 300$

Abb.40

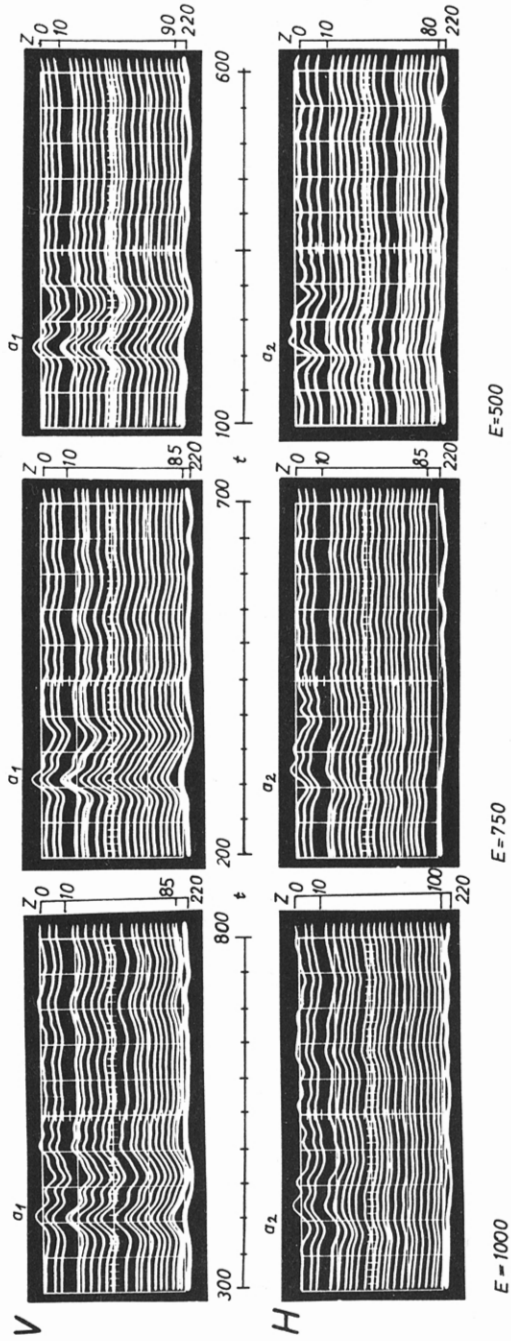


# RAYLEIGH - WELLE IN EINEM ALUMINIUM - PLEXIGLAS - MODELLE



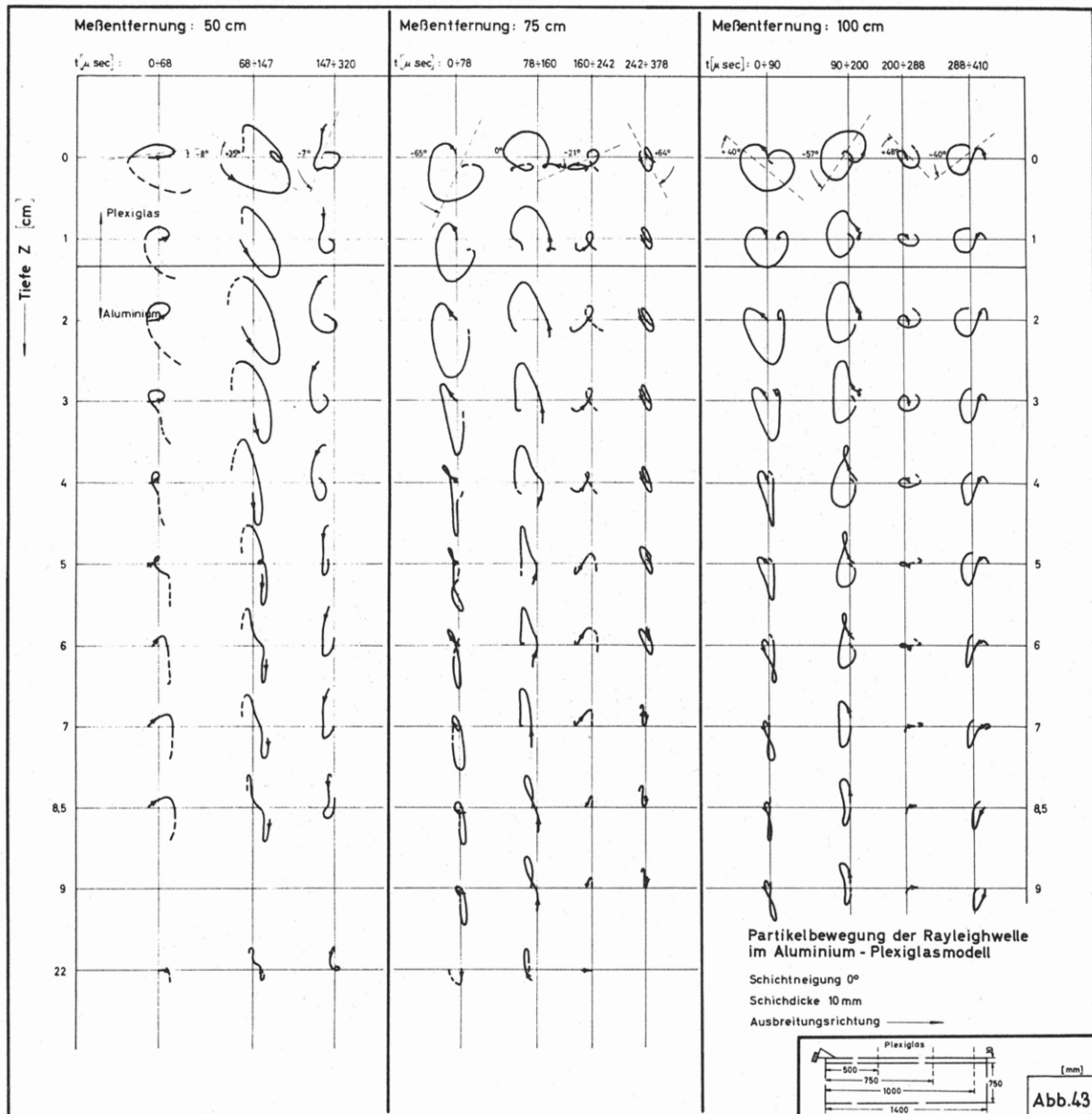
→ AUSBREITUNGSRICHTUNG — MODELL

- $E$  = Meßentfernung in mm
- $d$  = Schichtdicke in mm
- $z$  = Tiefe in mm
- $t$  = Zeit ( $\simeq 50$ ) in  $\mu s$
- $H$  = Horizontalkomponente
- $V$  = Vertikalkomponente



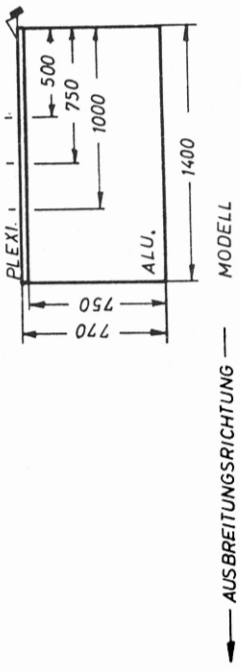
$d = 10$

Abb. 42

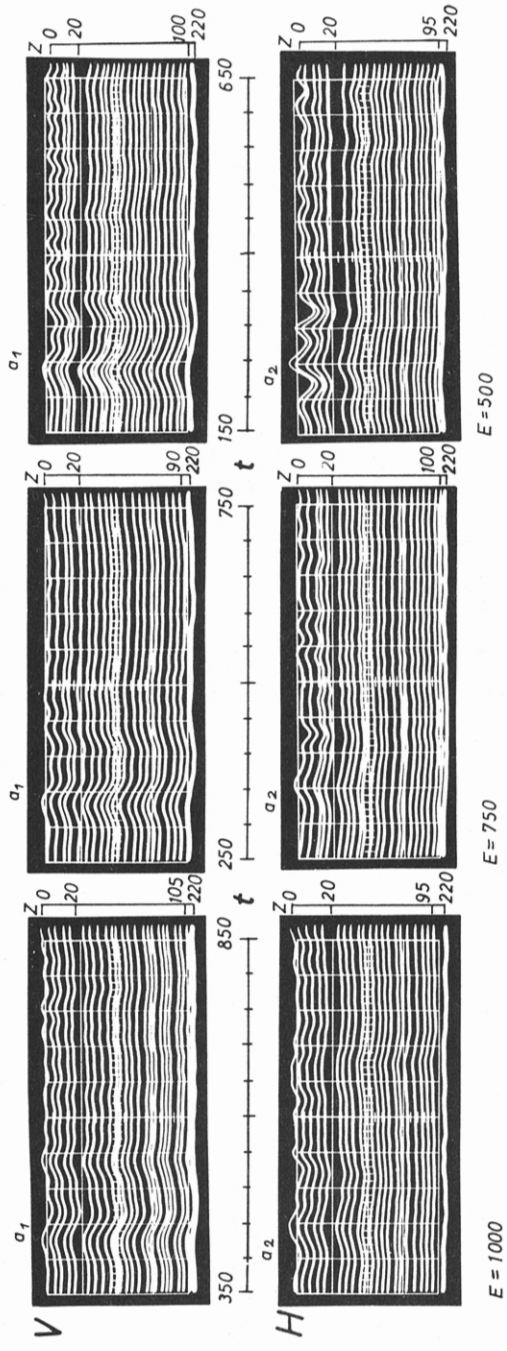




# RAYLEIGH - WELLE IN EINEM ALUMINIUM - PLEXIGLAS - MODELL



- E = Meßentfernung in mm
- d = Schichtdicke in mm
- z = Tiefe in mm
- t = Zeit ( $\sphericalangle$  50) in  $\mu$ s
- H = Horizontalkomponente
- V = Vertikalkomponente



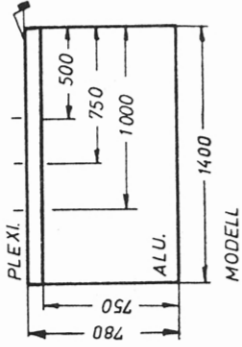
$d = 200$

Abb.44

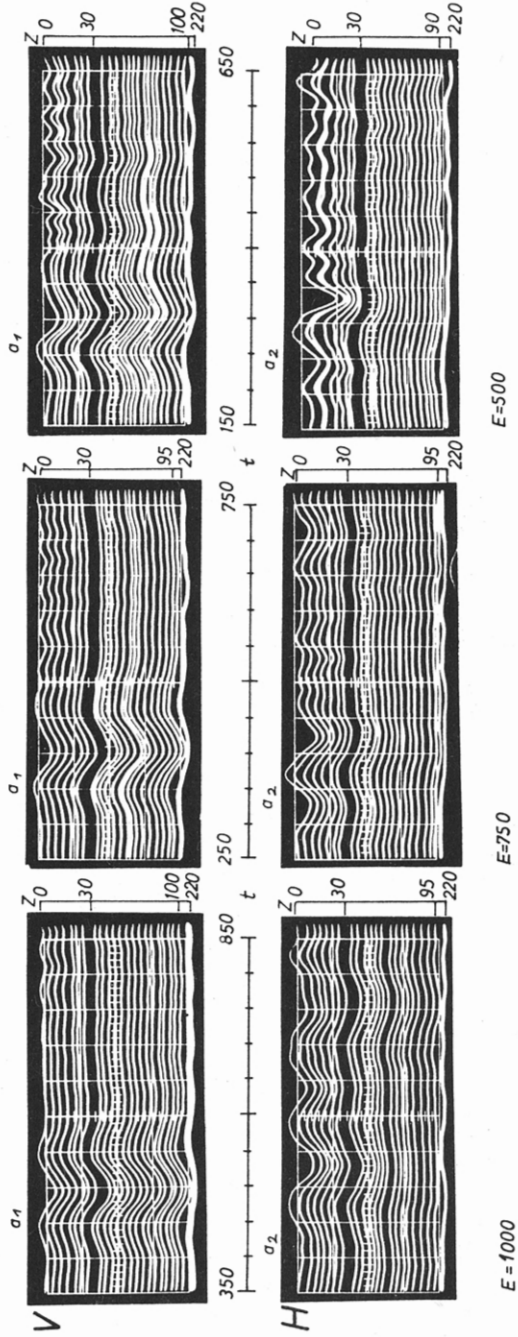


RAYLEIGH - WELLE IN EINEM ALUMINIUM - PLEXIGLAS - MODELL

- E=Meßentfernung in mm
- d=Schichtdicke in mm
- z=Tiefe in mm
- t=Zeit ( $\sphericalangle$  50) in  $\mu$ s
- H=Horizontalkomponente
- V=Vertikalkomponente

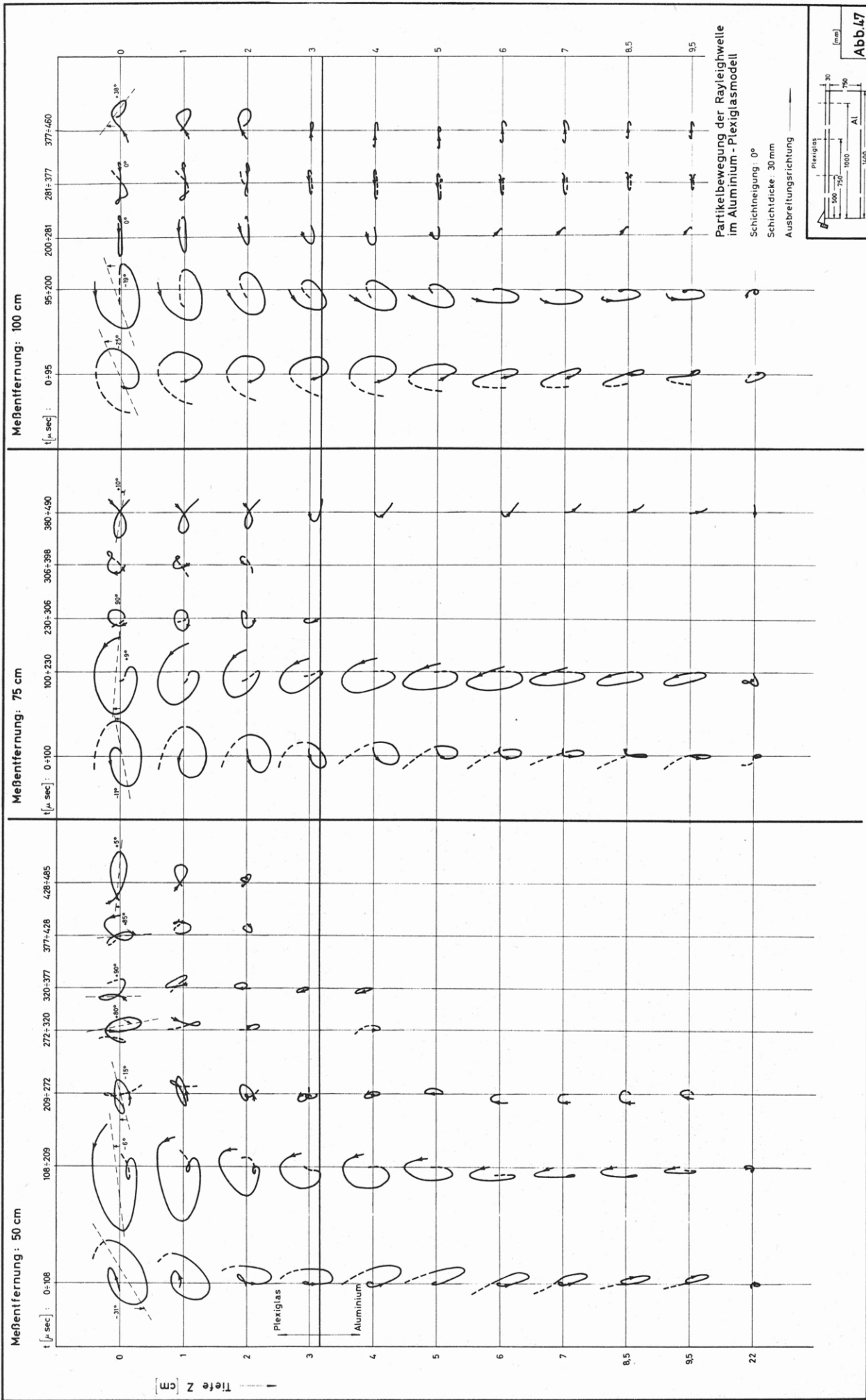


← AUSBREITUNGSRICHTUNG

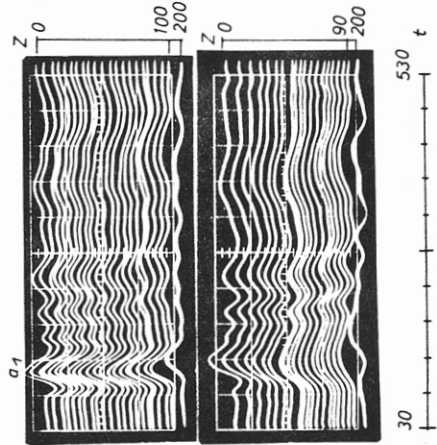


d = 300

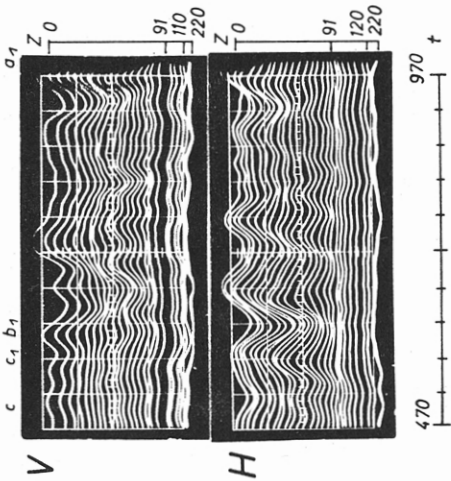
Abb. 46



# RAYLEIGH - WELLE IN EINEM ALUMINIUM - PLEXIGLAS - MODELL

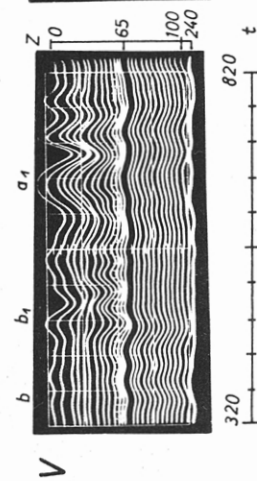
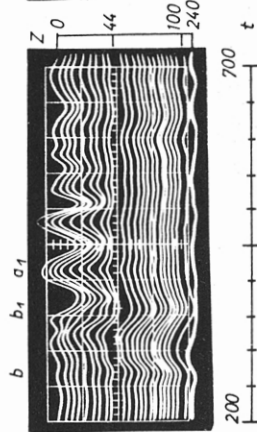
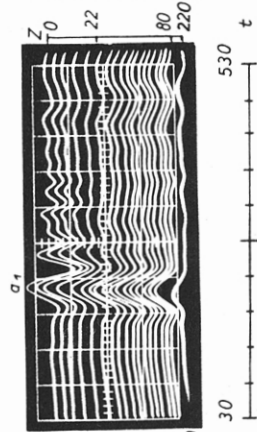
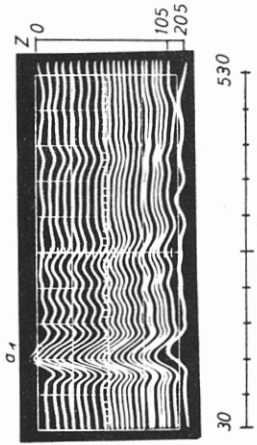


$E$  = Meßentfernung in mm  
 $d$  = Schichtdicke in mm  
 $z$  = Tiefe in mm  
 $t$  = Zeit ( $\sim 50$ ) in  $\mu s$   
 $H$  = Horizontalkomponente  
 $V$  = Vertikalkomponente



BS 16  $E=1300$ ;  
 $d=91$ ;

BS 11  $E=250$ ;  
 $d=0$ ;



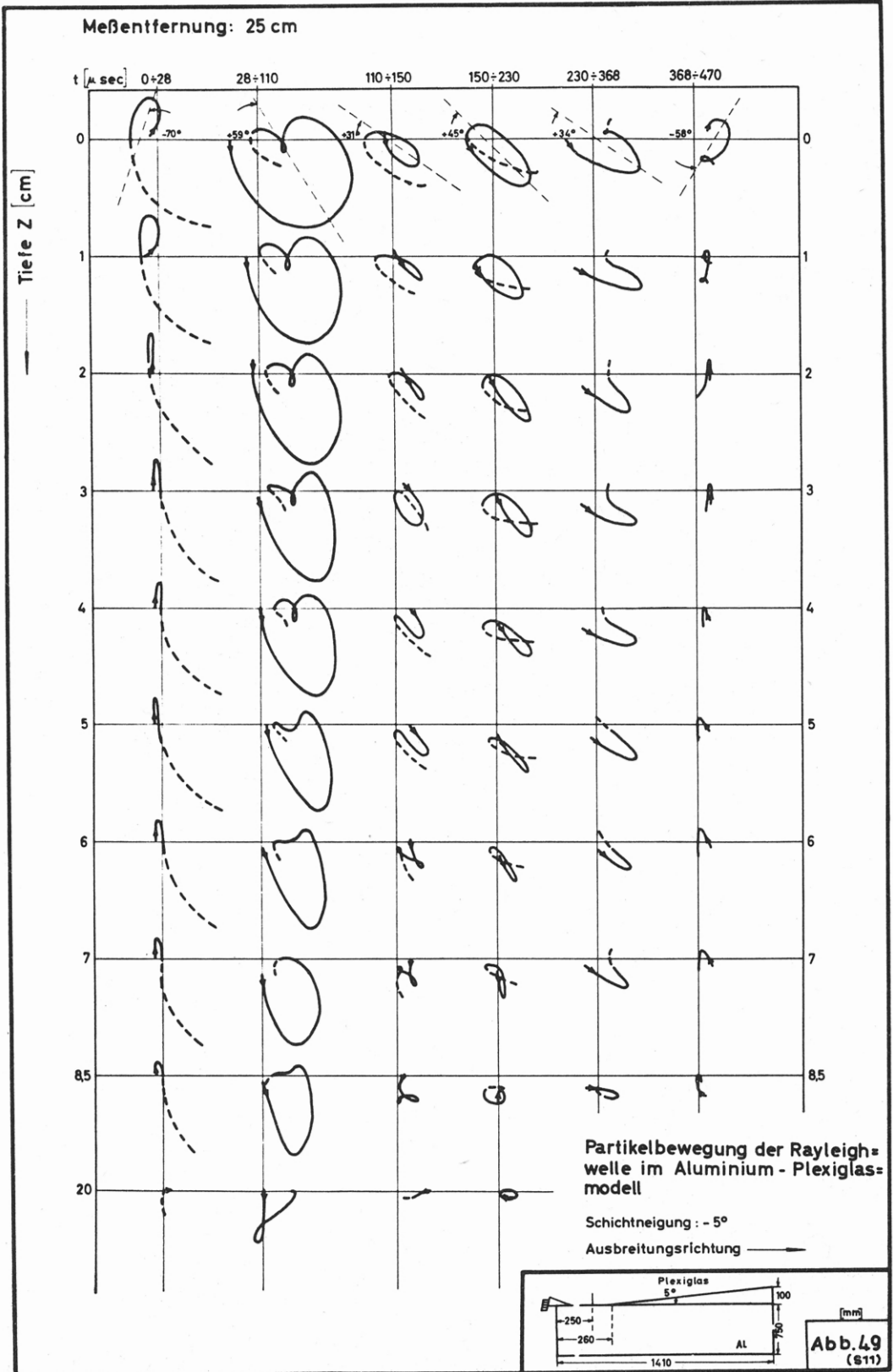
BS 12  $E=290$ ;  
 $d=3$ ;

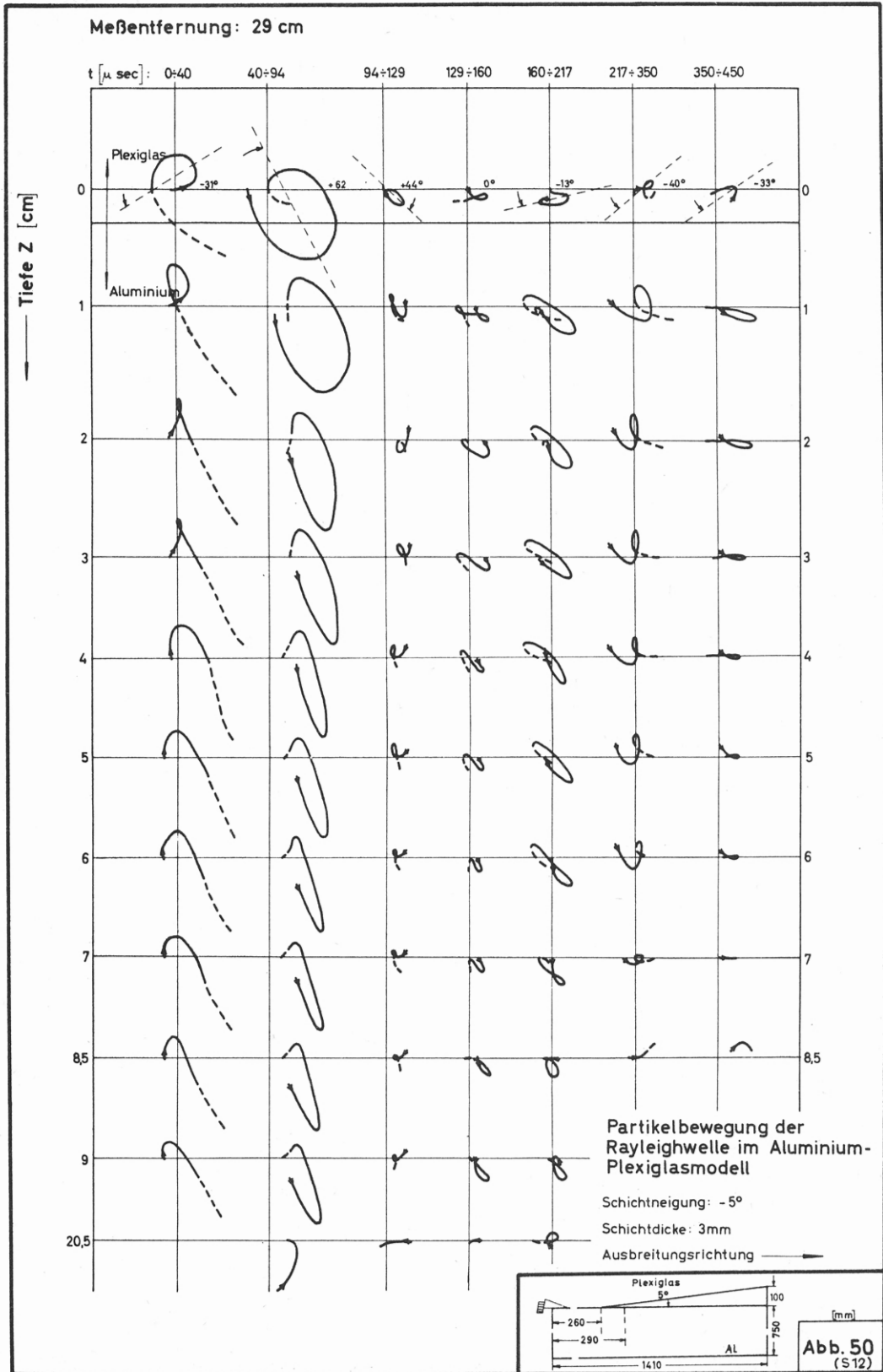
BS 13  $E=500$ ;  
 $d=22$ ;

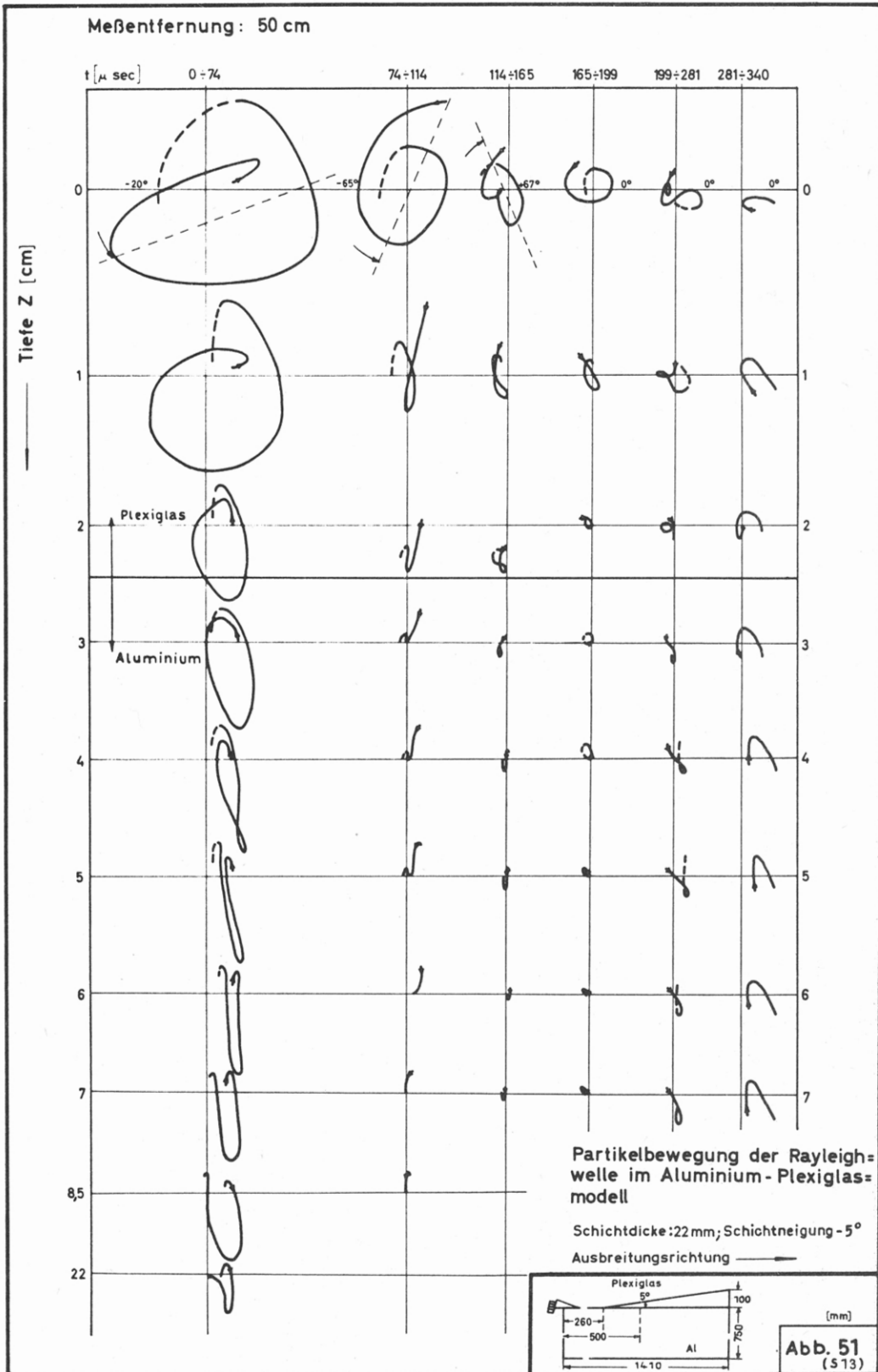
BS 14  $E=750$ ;  
 $d=44$ ;

BS 15  $E=1000$ ;  
 $d=65$ ;

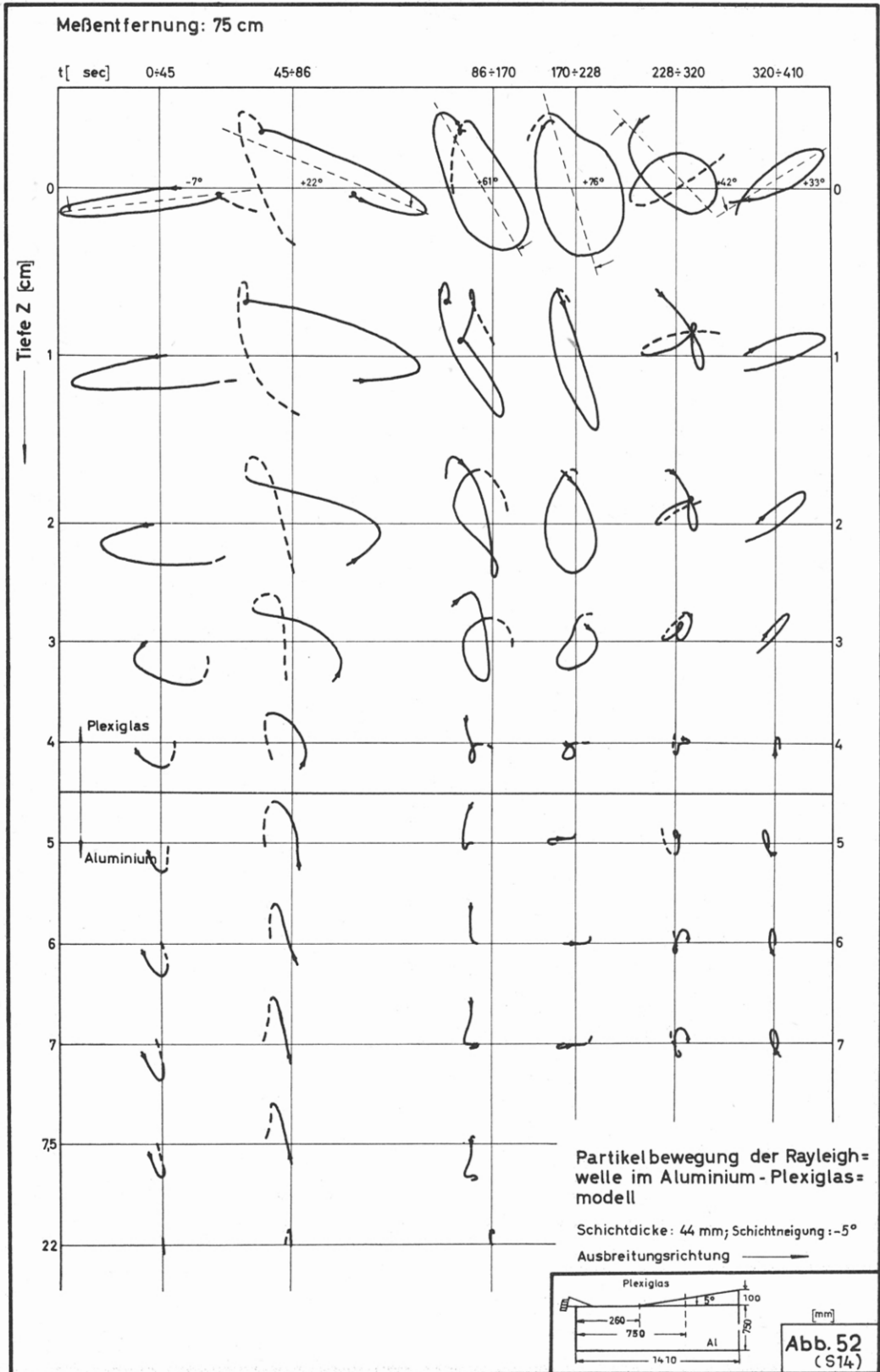
Abb.48

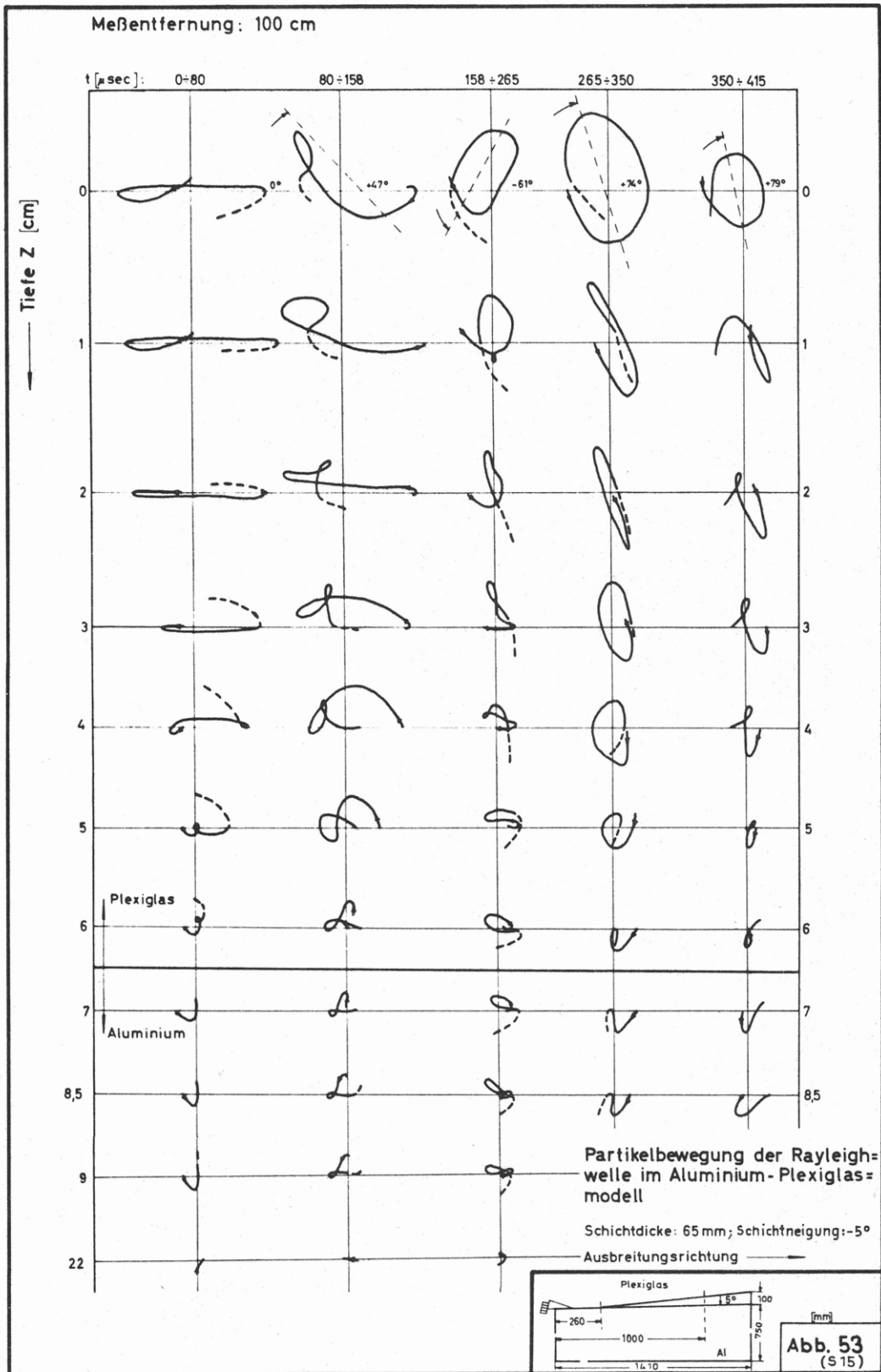


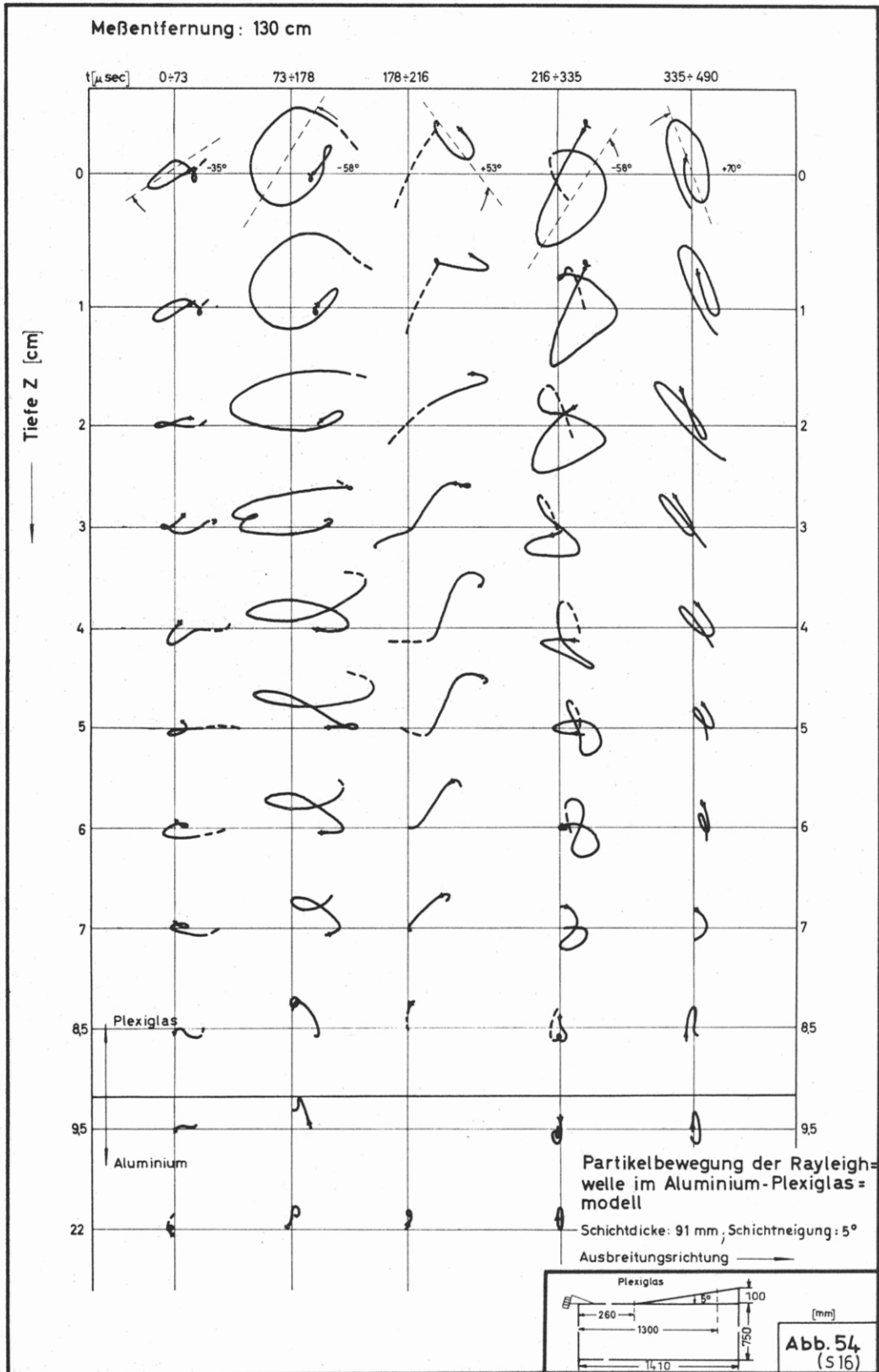






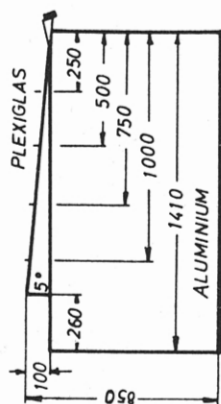






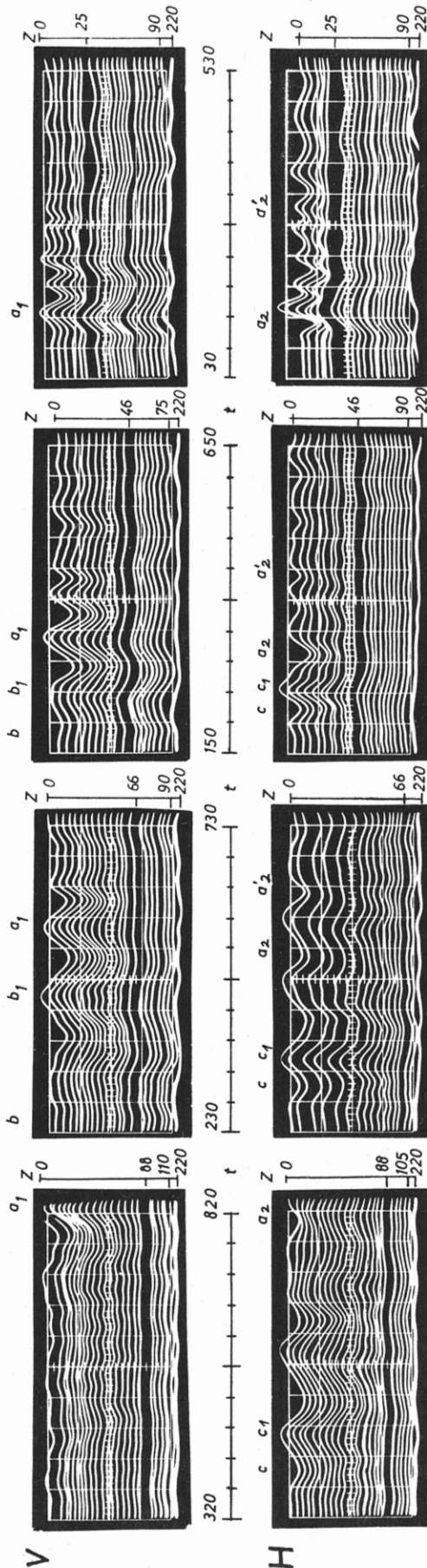
# RAYLEIGH - WELLE IN EINEM ALUMINIUM - PLEXIGLAS - MODELL

$E$  = Meßentfernung in mm  
 $d$  = Schichtdicke in mm  
 $z$  = Tiefe in mm  
 $t$  = Zeit ( $\approx 50$ ) in  $\mu s$   
 $H$  = Horizontalkomponente  
 $V$  = Vertikalkomponente



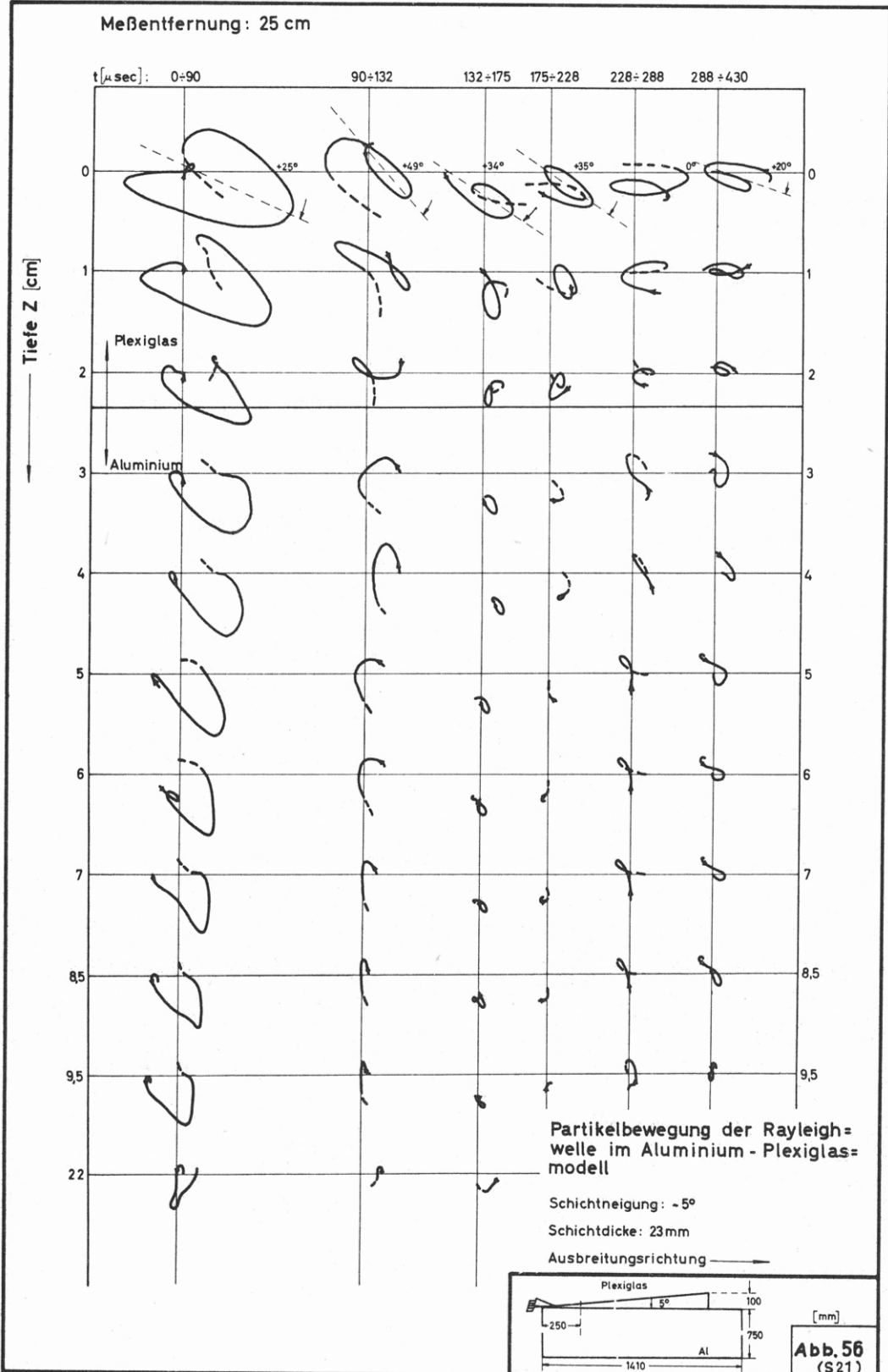
→ AUSBREITUNGSRICHTUNG —

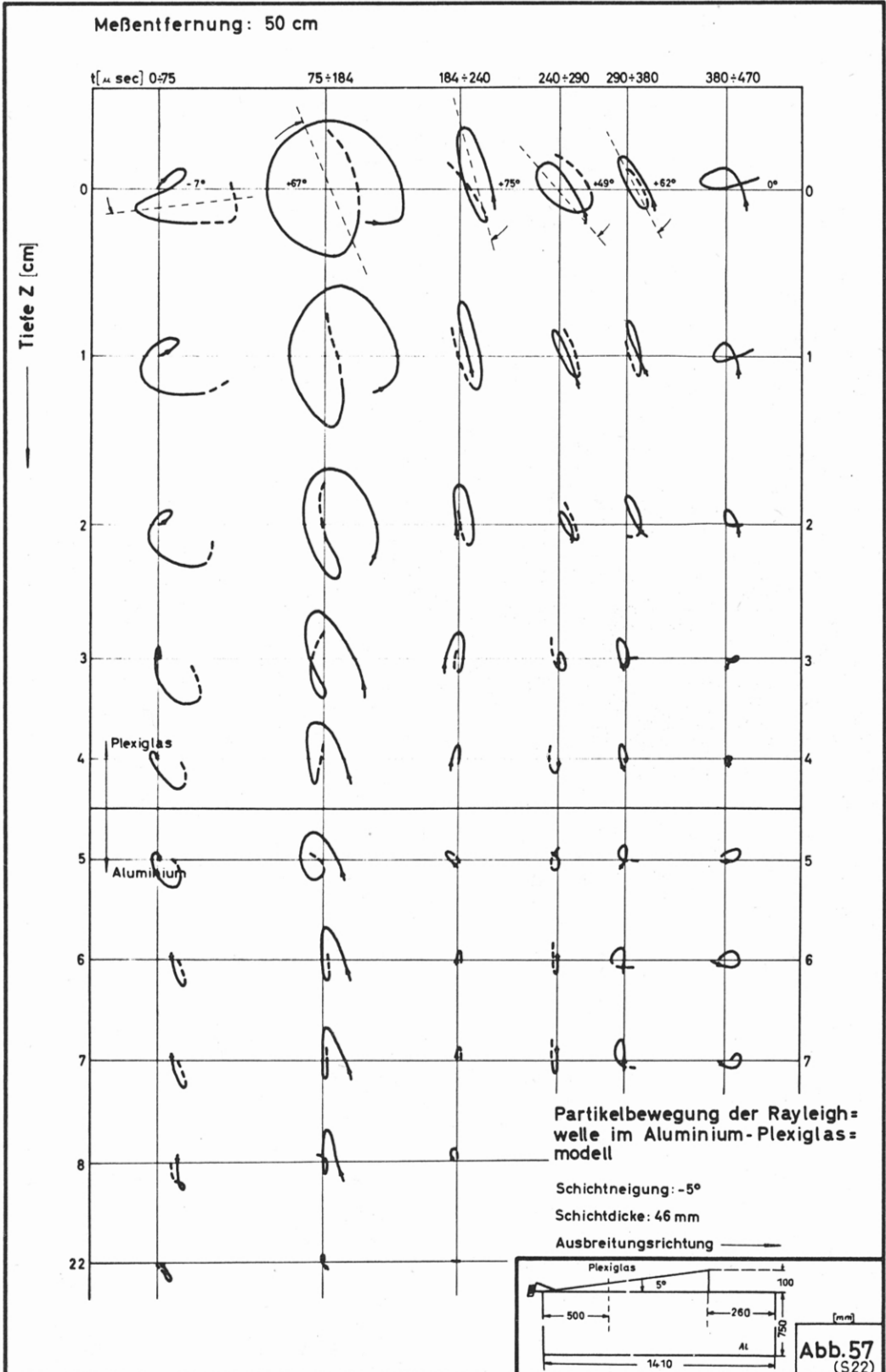
MODELL

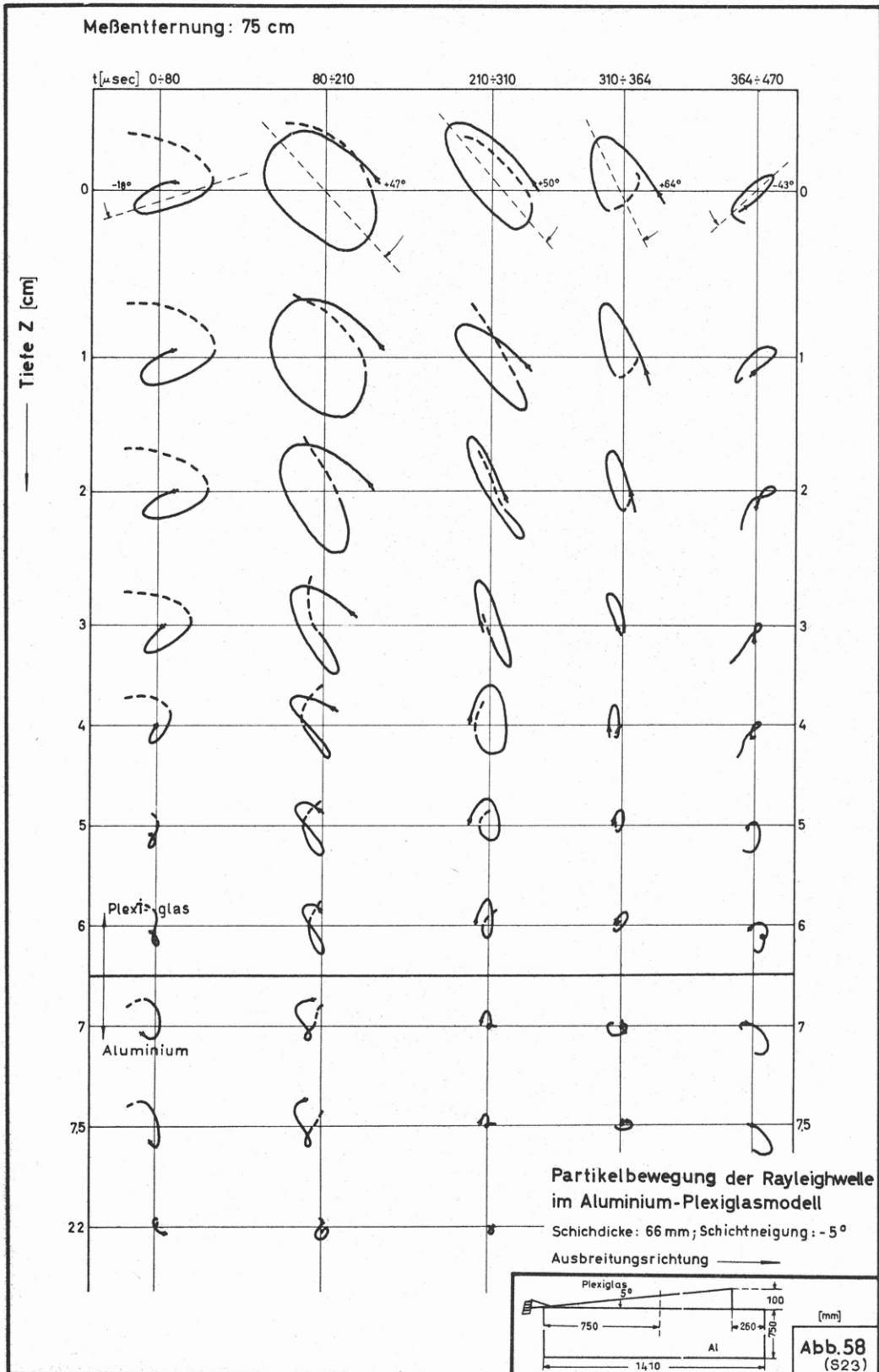


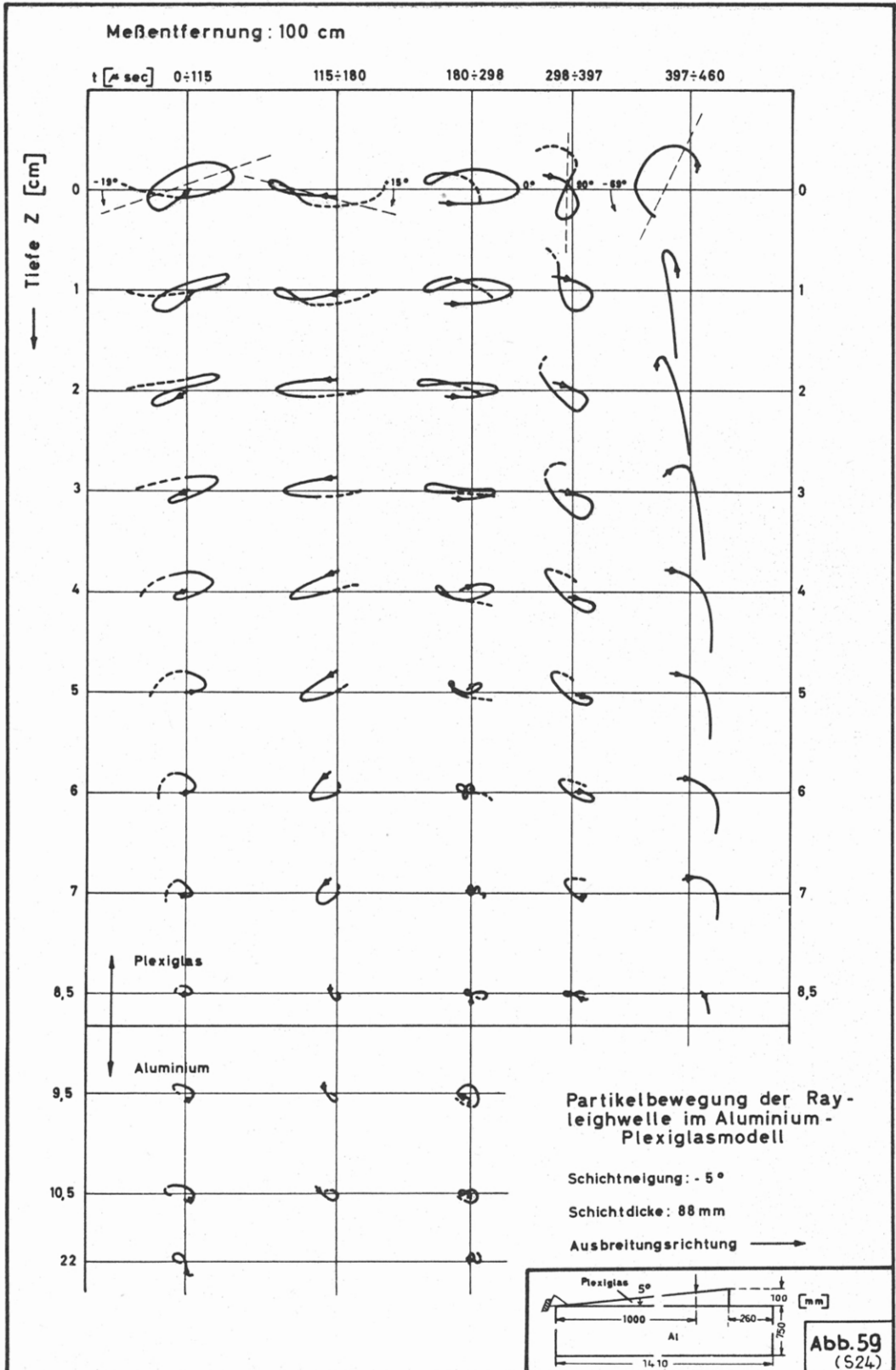
<u>BS 24</u>	$E = 1000;$ $d = 88;$	<u>BS 23</u>	$E = 750;$ $d = 66;$	<u>BS 22</u>	$E = 500;$ $d = 46;$	<u>BS 21</u>	$E = 250;$ $d = 23;$
--------------	--------------------------	--------------	-------------------------	--------------	-------------------------	--------------	-------------------------

Abb.55





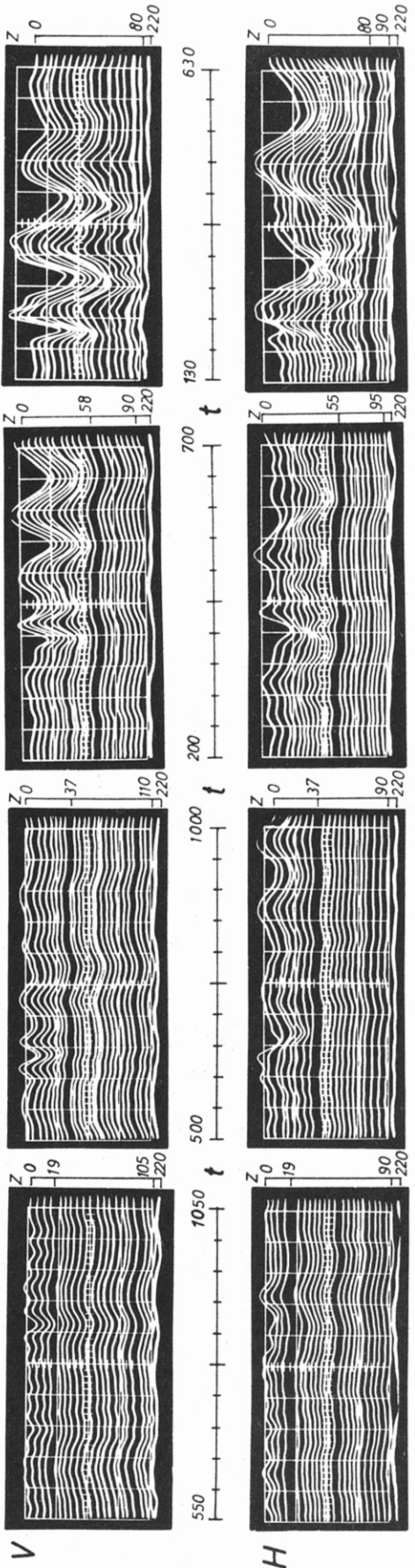
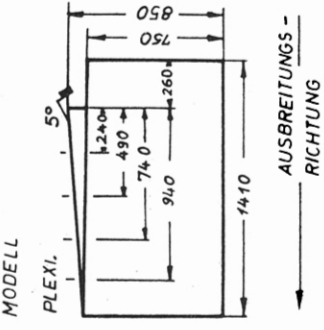






RAYLEIGH - WELLE IN EINEM ALUMINIUM - PLEXIGLAS - MODELL

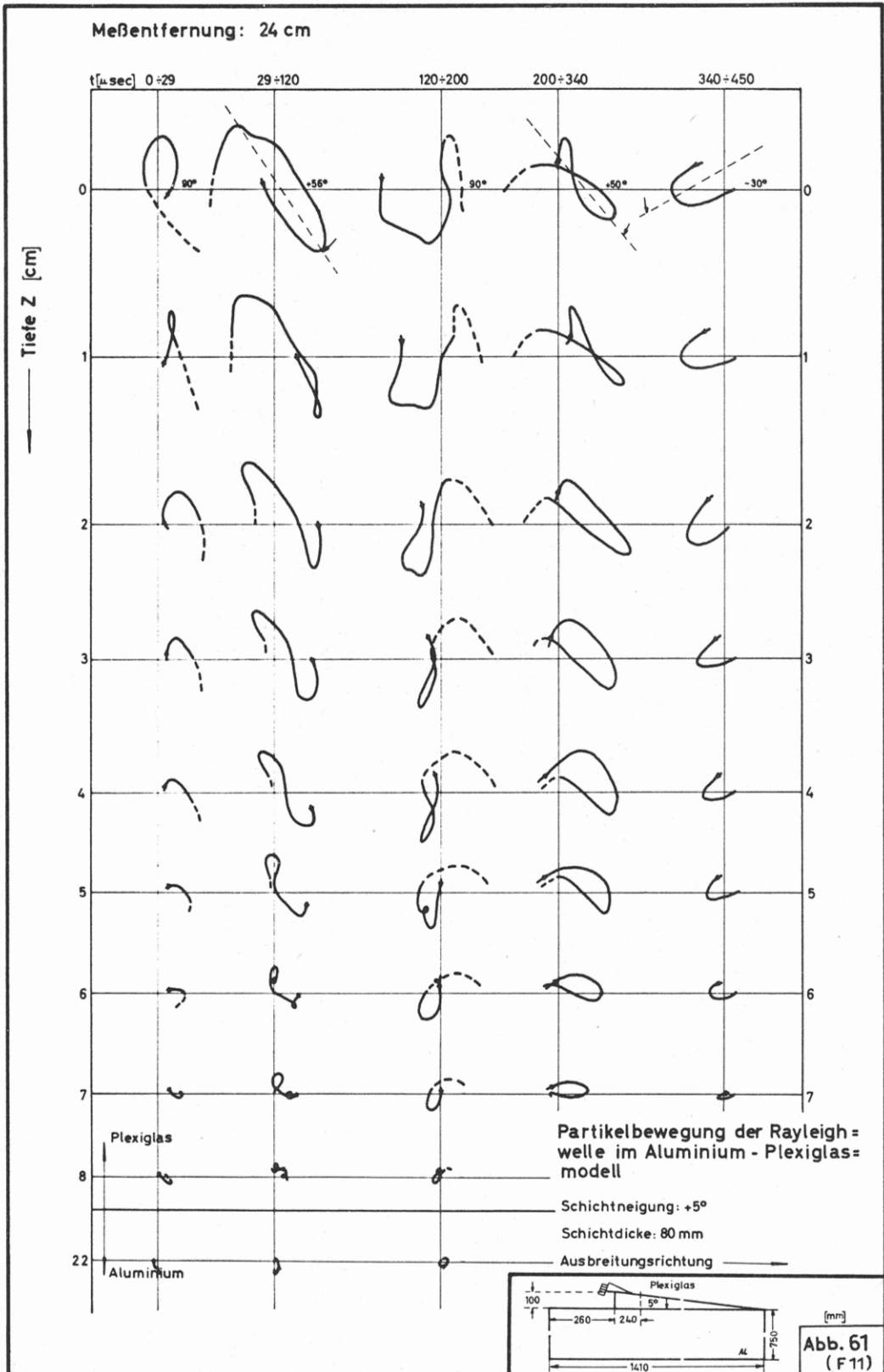
E=Messentfernung in mm  
 d=Schichtdicke in mm  
 z=Tiefe in mm  
 t=Zeit ( $\perp$  50) in  $\mu$ s  
 H=Horizontalkomponente  
 V=Vertikalkomponente

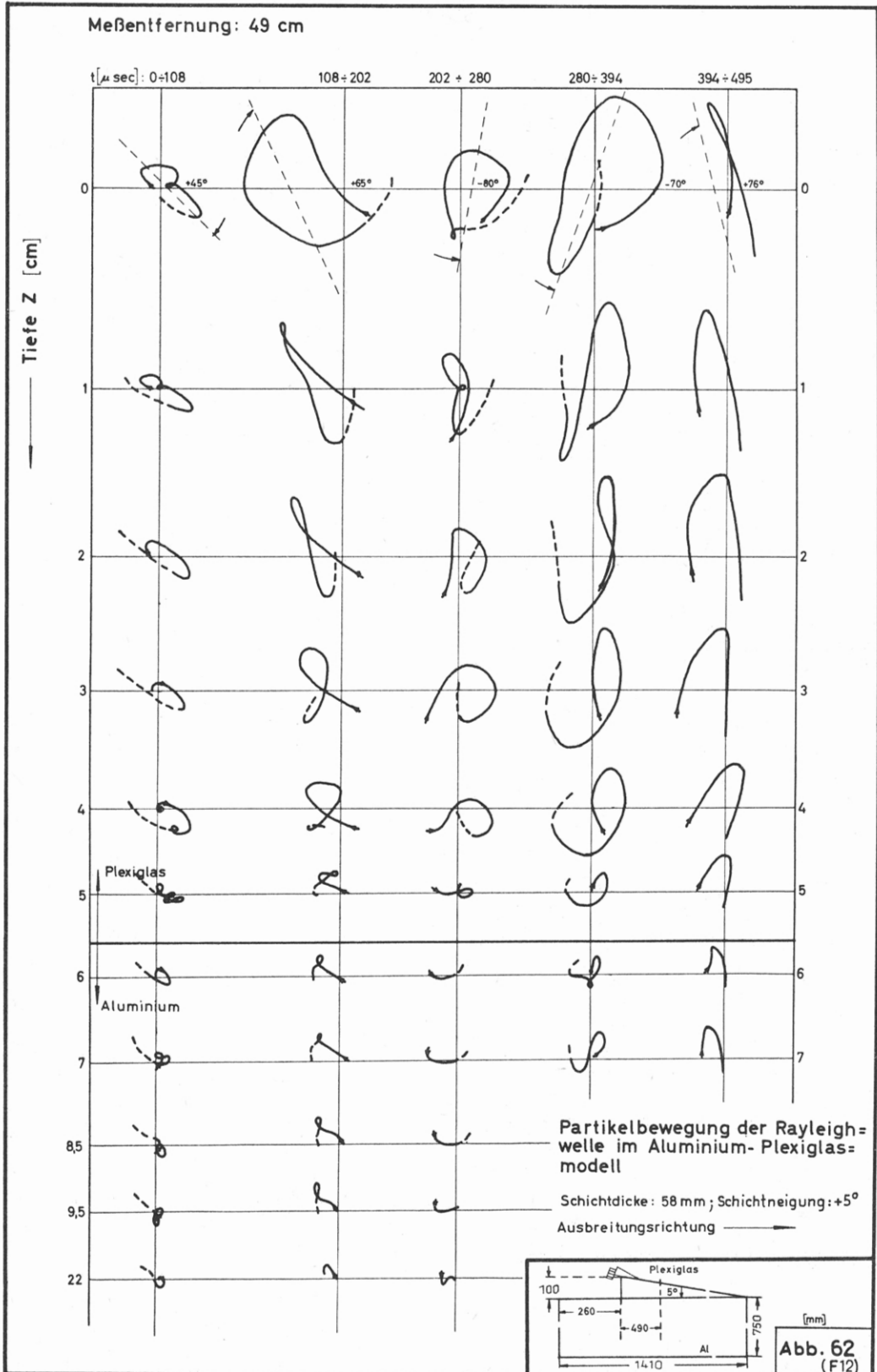


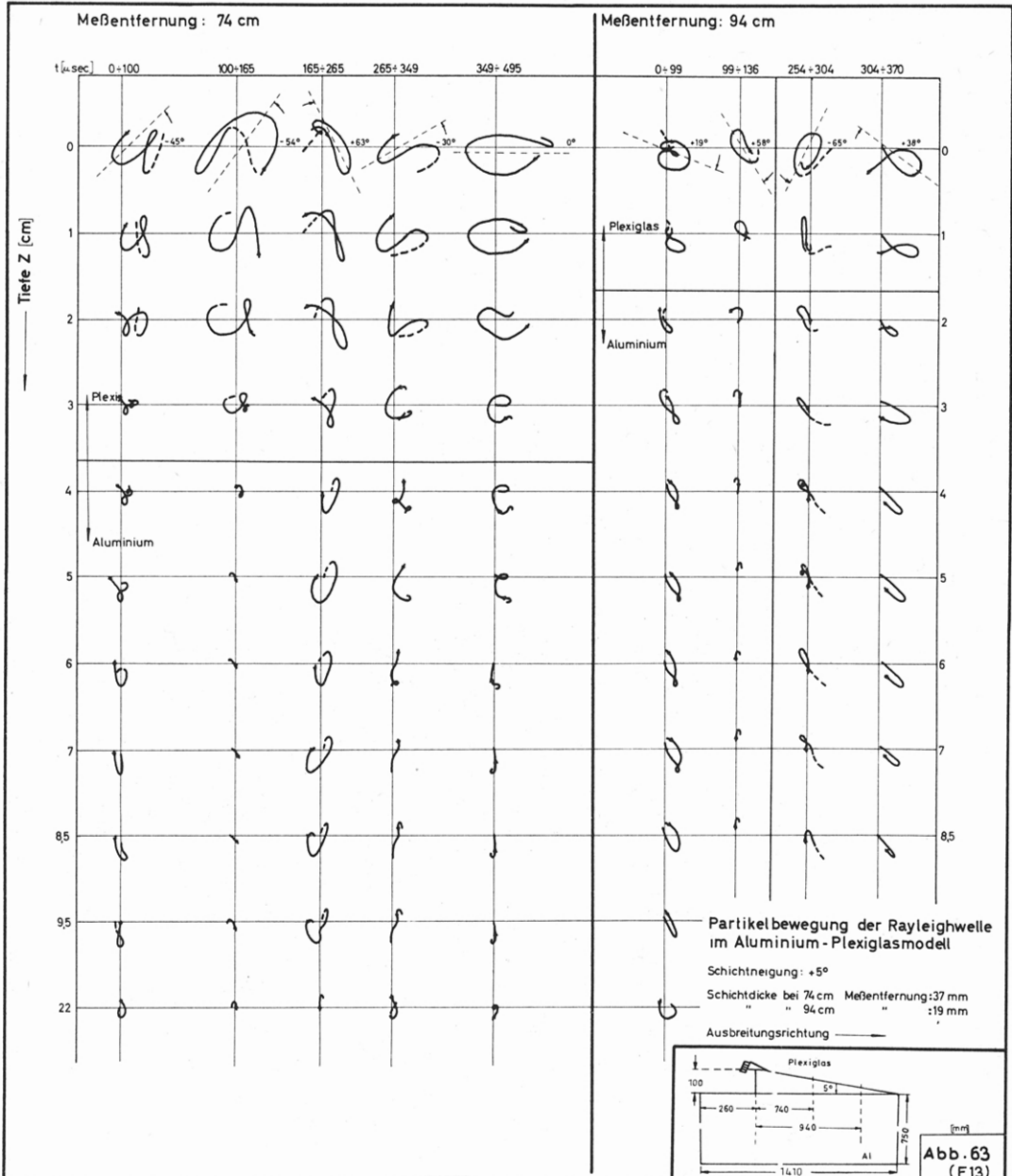
BF 13    E= 940;    BF 11    E= 240;  
           d= 19;                    d= 80;

BF 12    E= 740;    BF 11  
           d= 37;                    d= 58;

Abb.60

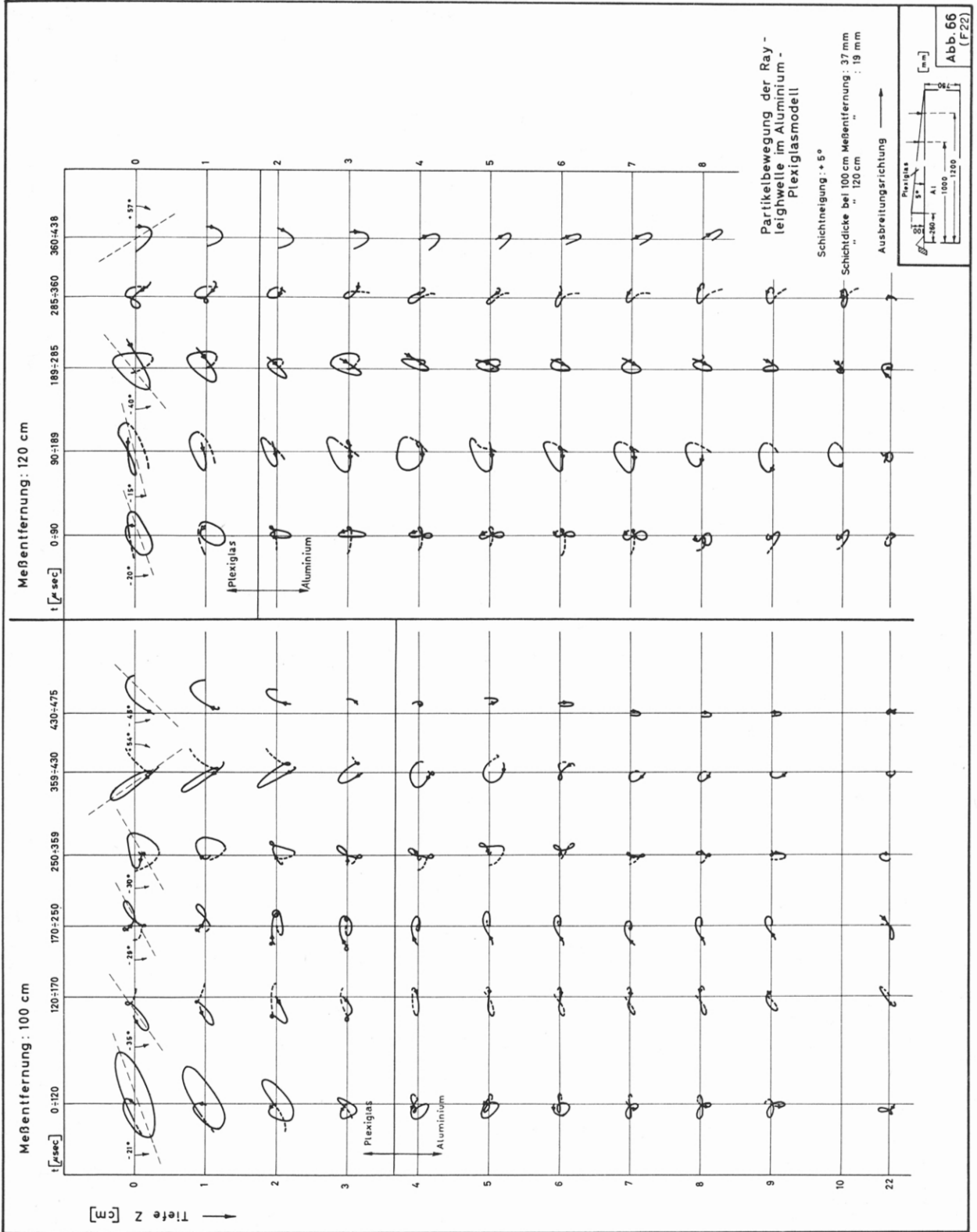












Diese Arbeit wurde unter Anleitung von Herrn Professor Dr. K. Strobach, dem ich großen Dank schulde, in den Jahren 1961 - 1964 in Hamburg geschrieben.

Herrn Professor Dr. H. Menzel und den Herren seines Institutes, Herrn Dr. Gutdeutsch und Herrn Dr. Klusmann bin ich für ihre Hilfe und für ihren Rat zu großem Dank verpflichtet.

Herrn Professor Berckhemer, vorm. Stuttgart und Herrn Dr. Baule, Bochum danke ich für die Einsichtnahme in die Ultraschallapparaturen ihrer Institute.

Für Unterstützung danke ich weiterhin den Herren Stecker und Buro der Fa. VALVO, Hamburg, Herrn Dr. Ahrends und Herrn Ing. Kühn der Fa. ELAC, Kiel, Herrn Dr. Krautkrämer, i.Fa., Köln sowie der Entwicklungsabteilung der Fa. PHOENIX, Harburg.

Mein besonderer Dank gebührt der Deutschen Forschungsgemeinschaft, die durch die großzügige Bereitstellung der Mittel die Voraussetzung für die Anfertigung der vorliegenden Arbeit schuf.



## LEBENS LAUF

Name : Joachim Steinbeck

geboren : am 7.2.1927 in Liegnitz

Staatsangehörigkeit : deutsch

Schulbildung : 4 Jahre Grundschule, 6 Jahre Oberschule in Goldberg (Reifevermerk)

Wehrdienst und russische Kriegsgefangenschaft : Von September 1943 bis September 1947, Verwundung im Mai 1945

Hochschulstudium : 1948 Besuch des Kriegsteilnehmer-Sonderlehrganges, Erlangung der Hochschulreife  
(Fachrichtung Bergbau) Studium (Fachrichtung Bergbau) an der Bergakademie Clausthal, begonnen am 24.10.1950, beendet am 1.8.1955 (Diplom-Hauptprüfung)

Praktische Ausbildung : 4jährige Praxis im Bergbau vor dem Studium und während der Semesterferien auf insgesamt 12 Schachtanlagen des Steinkohlen-, Braunkohlen-, Erz- und Kalibergbaues; weitere Praxis in der Gießerei der HANOMAG

Anstellung in der Industrie : Vom 1.10.1955 ) Konstrukteur im Konstruktionsbüro für Groß-  
bis 30. 9.1956 ) transportanlagen WESERHÜTTE Otto Wolf,  
GmbH, Bad Oeynhausen

Vom 1.10.1956 ) Anstellung beim Steinkohlenbergbauverein in  
bis 28. 2.1957 ) Essen, Abteilung für mechanische Kohlengewinnung

Vom 1. 3.1957 ) Mechanisierungsingenieur der Schachtanlagen  
bis 30. 4.1960 ) "Minister Stein/Fürst Hardenberg" in Dortmund

Hochschulstudium : Vom 2. 5.1960 ) Universität München  
(Fachrichtung Geophysik) bis 30. 7.1960 )

Vom 1.11.1960 ) Universität Hamburg  
bis 30. 4.1962 )

Tätigkeit an der Universität : Seit dem 1.1.1962 wissenschaftlicher Mitarbeiter bei Professor Dr. K. Strobach an den Instituten für Meteorologie und Geophysik der Universität Hamburg und der Freien Universität Berlin

Diese Arbeit erschien 1965 im Verlag von Dietrich Reimer in Berlin  
als Band I / Heft 1 der Geophysikalischen Abhandlungen des Institutes  
für Meteorologie und Geophysik der Freien Universität Berlin