

Werk

Jahr: 1977

Kollektion: fid.geo

Signatur: 8 Z NAT 2148:

Werk Id: PPN1015067948_0043

PURL: http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PID=PPN1015067948_0043 | LOG_0127

Terms and Conditions

The Goettingen State and University Library provides access to digitized documents strictly for noncommercial educational, research and private purposes and makes no warranty with regard to their use for other purposes. Some of our collections are protected by copyright. Publication and/or broadcast in any form (including electronic) requires prior written permission from the Goettingen State- and University Library.

Each copy of any part of this document must contain these Terms and Conditions. With the usage of the library's online system to access or download a digitized document you accept the Terms and Conditions.

Reproductions of material on the web site may not be made for or donated to other repositories, nor may be further reproduced without written permission from the Goettingen State- and University Library.

For reproduction requests and permissions, please contact us. If citing materials, please give proper attribution of the source.

Contact

Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen
Georg-August-Universität Göttingen
Platz der Göttinger Sieben 1
37073 Göttingen
Germany
Email: gdz@sub.uni-goettingen.de

Ausbreitung von Rayleigh-Kanalwellen in Steinkohleflözen – Modellseismische Untersuchungen

S. Freystätter und L. Dresen

Institut für Geophysik der Ruhr-Universität Bochum, Postfach 102148, D-4630 Bochum 1,
Federal Republic of Germany

Propagation of Rayleigh Channel-Waves in Coal Seams – Modelseismic Investigations

Abstract. Antisymmetrical and symmetrical Rayleigh channel-waves have been investigated to explain their separation into wavegroups. The experiments imply that this separation is a property of point-source generated Rayleigh channel-waves. E.g. the beginning of the antisymmetrical Rayleigh channel-wave is strongly influenced by the leaking interface-wave. Furthermore the resonance of vertically travelling body-waves in the vicinity of the point-source is perceived to explain other significant parts of the Rayleigh channel-wave. Thus models with different body-wave velocity relations reveal a systematic coincidence between the maximum of the amplitude spectrum (being approximately represented by the minimum of the energy-flux) and the resonance of vertically travelling body-waves. In case of the symmetrical Rayleigh channel-wave this coincidence results in a predominant wavegroup. According to a relatively low amplitude decay caused by absorption along the path of propagation this wavegroup is considered to be used for the in-seam seismic detection of discontinuities.

Key words: Detection of discontinuities in deep coal mines – Rayleigh channel-waves – Resonance of vertically travelling body-waves in seismic channels – Model seismic experiments.

1. Einführung

1.1. Vorfelderkundung

Zu den geophysikalischen Methoden der untertägigen Vorfelderkundung von Steinkohleflözen zählen der Nachweis und die Ortung von Störungen mit Hilfe

seismischer Kanalwellen. Kanalwellen – im bergmännischen Sprachgebrauch auch Flözwellen genannt – sind die Informationsträger beim Durchschallungs- und Reflexionsverfahren (Krey, 1962, 1963, 1969). Auswertungen von serienmäßig durchgeführten Untertagemessungen ergaben beim Durchschallungsverfahren Reichweiten bis zu 1600 m. Beim Reflexionsverfahren konnten Störungen bis zu 250 m Entfernung vom Kohlestoß erkannt und lokalisiert werden (Brentrup, 1970, 1971; Arnetzl, 1971). Die Auswertungen ließen erkennen, daß eine Verbesserung der Aussagesicherheit des Flözwellenverfahrens notwendig ist. Dies ist jedoch allein mit Hilfe von Untertagemessungen aus geologischen, meßtechnischen, betriebstechnischen und wirtschaftlichen Gründen kaum möglich. Um das Flözwellenverfahren in der Durchschallungs- und Reflexionstechnik verbessern und zukünftig effektiver einsetzen zu können, bieten sich ergänzende und weiterführende modellseismische oder theoretische Untersuchungen über die prinzipiellen physikalischen Möglichkeiten und Grenzen des Flözwellenverfahrens an.

Ziel der im folgenden beschriebenen modellseismischen Untersuchungen ist es daher, die für die untertägige Anwendung wichtigen Eigenschaften der Kanalwelle zu erkennen und im Hinblick auf eine Erhöhung der Aussagesicherheit der bisherigen Flözwellentechnik zu diskutieren.

1.2. Rayleigh-Kanalwellen

Da die Geschwindigkeiten der elastischen Wellen (P- und S-Wellen) in der Kohle etwa halb so groß sind wie im Nebengestein, ist ein Kohleflöz aus geophysikalischer Sicht ein Kanal niedriger seismischer Geschwindigkeiten. Kanalwellen entstehen durch Raumwellen, die zwischen dem Hangenden und dem Liegenden vielfach reflektiert werden. Aufgrund der Kopplung von P-Wellen und solchen S-Wellen, die in der Reflexionsebene polarisiert sind (SV-Wellen), bilden diese beiden elastischen Wellen gemeinsam einen Kanalwellentyp, nämlich die Rayleigh-Kanalwelle. Ein zweiter Kanalwellentyp, die Love-Kanalwelle, wird von solchen S-Wellen gebildet, die senkrecht zur Reflexionsebene polarisiert sind (SH-Wellen). Beide Kanalwellentypen sind dispergierende Wellen und breiten sich in isotropen und in transversalisotropen Medien unabhängig voneinander aus (Anderson, 1961). Wegen der verwendeten zweidimensionalen Modelle beschränken wir uns in dieser Arbeit auf die Rayleigh-Kanalwelle.

Jede Mode der Rayleigh-Kanalwelle kann in einen verlustbehafteten und einen verlustfreien Teil aufgetrennt werden. Der verlustbehaftete Teil (auch Leaky-Mode bzw. Leaking-Mode oder PL-Mode genannt) ist dadurch gekennzeichnet, daß unterkritische Reflexionen im Kanal existieren und somit seismische Energie in das Nebengestein in Form von Raumwellen abgestrahlt wird. Der verlustfreie Teil der Rayleigh-Kanalwelle (auch Normalmode genannt) enthält Geschwindigkeiten zwischen denen der SV-Wellengeschwindigkeit im Nebengestein β_1 und der SV-Wellengeschwindigkeit im Flöz β_2 . Sowohl die PL-Moden als auch die Normalmoden erleiden einen Energieverlust bedingt durch

die Absorption seismischer Energie im Flöz und im Nebengestein. Da Modelle von symmetrischen Kanälen niedriger seismischer Geschwindigkeiten verwendet wurden, hat die Rayleigh-Kanalwelle zwei unterschiedliche Amplituden-Tiefenverteilungen, die Grundlagen zweier Definitionen sind: Bei den als „symmetrisch“ definierten Moden verhalten sich die Komponenten der Verschiebung in Ausbreitungsrichtung u_x (Abb. 1, Spur 3 der Seismogrammunterschiede) symmetrisch zur Flözmittenebene. Die Komponente der Verschiebung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung u_z ist antisymmetrisch zur Flözmittenebene, d.h. $u_z=0$ in der Flözmittenebene (Abb. 1, Spur 4). Bei den als „antisymmetrisch“ definierten Moden der Rayleigh-Kanalwelle sind die Verschiebungen in Ausbreitungsrichtung u_x antisymmetrisch (Abb. 1, Spur 8) und die Verschiebungen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung u_z symmetrisch zur Flözmittenebene, d.h. $u_z \neq 0$ in der Flözmittenebene (Abb. 1, Spur 7) (Krey, 1963; Klußmann, 1964; Freystätter, 1974).

Aufgrund von in-situ Messungen (Krey, 1963, 1976a, b) und modellseismisch gewonnenen Kanalwellen-Seismogrammen (Klußmann, 1964; Freystätter, 1974) ist bekannt, daß zur Interpretation von Meßergebnissen die Theorie der freien Moden genügt. Weiterhin genügt es, bei den in Westeuropa gegebenen mittleren Mächtigkeiten der abbauwürdigen Flöze (ca. 1 m bis 3 m) allein die Grundmoden zu betrachten (Freystätter und Dresen, 1977).

1.3. Problemstellung

Sowohl Untertagemessungen (Rüter und Schluckebier, 1973a und b) als auch modellseismische Messungen (Klußmann, 1964; Freystätter, 1974; Dresen und Freystätter, 1976) zeigten, daß das registrierte Kanalwellensignal in Wellengruppen eingeteilt werden kann. Die Bildung dieser Wellengruppen führt zu folgenden Fragen, deren Beantwortung für die Praxis von Bedeutung ist, um Kanalwellen optimal erzeugen, registrieren und bearbeiten zu können:

1. Ist die Auftrennung des Signals in Wellengruppen meßtechnisch bedingt, oder ist sie eine physikalische Eigenschaft der von einer Punktquelle erzeugten Kanalwelle?

2. Welche Parameter, deren numerische Werte sich aus den elastischen Eigenschaften der Schichtenfolge Nebengestein – Flöz – Nebengestein errechnen, erlauben eine Vorhersage der Frequenz-, Phasengeschwindigkeits- und Gruppengeschwindigkeitsbereiche, denen die für die praktische Anwendung geeigneten Wellengruppen entsprechen?

Um diese Fragen zu beantworten, werden wir zunächst in Abschnitt 2 die Bildung von antisymmetrischen und symmetrischen Kanalwellen und deren Untergliederung in Wellengruppen mit Hilfe von Seismogrammen qualitativ erläutern. Überlegungen zur quantitativen Auswertung in Abschnitt 3 leiten über zur Interpretation der Meßergebnisse in Abschnitt 4. Eine zusammenfassende Wertung der modellseismisch gewonnenen Kenntnisse hinsichtlich der Anwendung der Rayleigh-Kanalwellen für Untertagemessungen findet sich in Abschnitt 5.

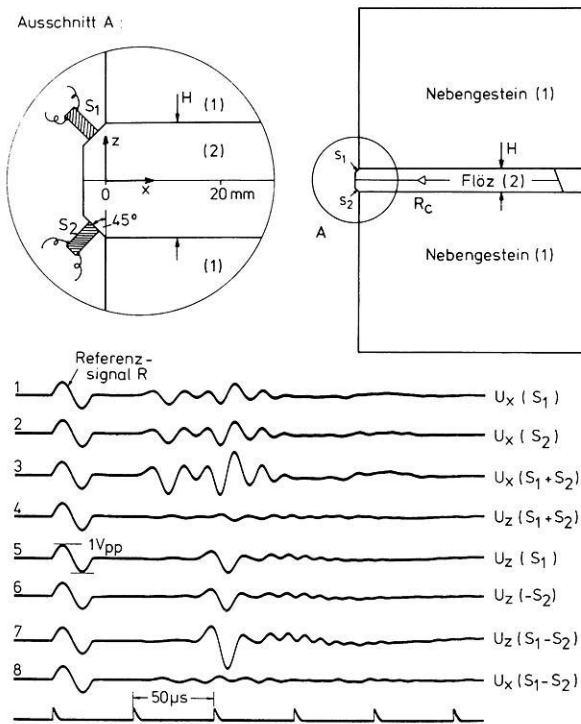


Abb. 1. Zweidimensionales Modell sowie Beispiel der Überlagerung zweier Quellsignale zur getrennten Anregung von antisymmetrischen und symmetrischen Rayleigh-Kanalwellen. S_1, S_2 Geber; R_c Empfänger; U Verschiebung

2. Seismogrammontagen

2.1. Meßtechnik

Zweidimensionale Modelle repräsentieren einen bankrechten Schnitt durch die zu untersuchende Schichtenfolge Nebengestein – Flöz – Nebengestein. Der Vorteil zweidimensionaler Modelle besteht darin, daß sie die Beobachtung der seismischen Wellen an jedem beliebigen Punkt des Wellenfeldes zulassen. In Abbildung 1 (oberer Teil) ist ein zweidimensionales Modell dargestellt; an diesem Modell kann die Kanalwelle von der Quelle ab entlang ihres Laufweges innerhalb und außerhalb des Flözes gemessen werden.

Zur Modellierung verschiedener Geschwindigkeitsverhältnisse wurden die in Tabelle 1 aufgeführten Materialien verwendet. Aluminium, Epoxidharz und Araldit sind Materialien mit isotropen elastischen Eigenschaften, wohingegen Novotex und Pertinax eine transversalisotrope Geschwindigkeitsverteilung aufweisen.

An die Kante des Modellflözes, die dem Kohlestoß bei Untertagemessungen entspricht, wurden jeweils zwei Geber S_1 und S_2 im Winkel von 45° zur Flözmittenebene befestigt (Abb. 1, Ausschnitt A). Werden diese Geber gleichphasig angeregt, dann wird bevorzugt die symmetrische Rayleigh-Kanalwelle erzeugt (Spuren 3 und 4 der Seismogrammontage in Abb. 1). Bei gegenphasiger Anregung der Geber wird vorzugsweise die antisymmetrische Kanalwelle erzeugt (Spuren 7 und 8). Sämtliche in Abbildung 1 dargestellten seismischen

Tabelle 1. Eigenschaften der Modellmaterialien; c_{13} nach Anderson (1961)

Material- bezeichnung	P-Wellen- geschwindigkeit parallel zur Schichtung α [km/s]	P-Wellen- geschwindigkeit senkrecht zur Schichtung $\bar{\alpha}$ [km/s]	SV-Wellen- geschwindigkeit β [km/s]	Elastizitäts- modul c_{13}/ρ [(km/s) ²]	Dichte ρ [g/cm ³]
Aluminium	5,44	5,44	3,13	10,00	2,70
Pertinax	4,01	3,53	2,22	4,20	1,55
Novotex	2,96	2,81	1,58	2,40	1,43
Epoxidharz	2,02	2,02	1,17	1,34	1,17
Araldit	2,02	2,02	1,13	1,53	1,15

Signale wurden in der Flözmittenebene beobachtet. Die modellseismisch beobachteten Signale können dann auf Untertage-Verhältnisse übertragen werden, wenn unter Annahme gleicher elastischer Eigenschaften für Modell und Natur die Gleichung

$$f_{\text{Modell}} \cdot H_{\text{Modell}} = f_{\text{Natur}} \cdot H_{\text{Natur}}$$

verwendet wird (f = Frequenz, H = Flözmächtigkeit).

Der von uns untersuchte $f \cdot H$ -Bereich bis zu oberen Werten von ca. 2300 kHz · mm (gleichbedeutend mit Hz · m) umfaßt den für die Praxis wichtigen Teil der symmetrischen bzw. antisymmetrischen Grundmode.

Die modelltechnischen Möglichkeiten erlauben es nicht, an einem einzigen Modell ein solches Kanalwellensignal zu erzeugen, das dem gesamten Wertebereich von $f \cdot H$ entspricht. Es wurde daher für drei charakteristische Geschwindigkeitsverteilungen jeweils eine Serie von Modellen untersucht. Die Gesamtheit der an allen Modellen für eine bestimmte Registrierentfernung gemessenen Signale repräsentiert das bei Untertagemessungen von einer Punktquelle (δ -Impuls) erzeugte Kanalwellensignal. Die einzelnen Modelle unterscheiden sich voneinander in der vorherrschenden Frequenz des anregenden Signals und/oder der Mächtigkeit des Modellflözes und/oder der Durchlaßbreite des Bandpaßfilters. Die drei von uns untersuchten Geschwindigkeitsverteilungen sind:

$$\alpha_1 > \alpha_2 > \beta_1 > \beta_2 \quad (\text{Modelle 1.1 bis 1.6})$$

$$\alpha_1 > \beta_1 > \alpha_2 > \beta_2 \quad (\text{Modelle 2.1 bis 2.5})$$

$$\alpha_1 > \beta_1 \gg \alpha_2 > \beta_2 \quad (\text{Modelle 3.1 bis 3.6})$$

In Tabelle 2 sind die Daten für alle untersuchten Modelle angegeben. Es wurden P-Wellengeschwindigkeitskontraste $\alpha_1/\alpha_2 = 1,5, 2,0$ und $2,7$ modelliert. Entsprechend den Untersuchungen von Schwaetzer und Desbrandes (1965) umfaßt der Bereich von $1,5 \lesssim \alpha_1/\alpha_2 \lesssim 2,7$ die in der Natur am häufigsten vorkommenden Geschwindigkeitskontraste. Die Kanalwelle wurde entlang eines Profiles beobachtet, das in der Natur der Flözmittenebene entspricht. Die Seismogramme (Abb. 2 und 3) wurden nach der Methode der reduzierten Laufzeiten montiert. Die Reduktionsgeschwindigkeit v_r wurde für jede Meßreihe so gewählt, daß die Verbindungslinien der jeweils interessierenden Phasen nahezu senkrecht zur

Tabelle 2. Angaben zu den Modellen, α = P-Wellengeschwindigkeit, v_G = Geschwindigkeit der Grenzflächenwelle

Modell- kennung	Materialkombination	Mächtigkeit des Modell- flözes H [mm]	Länge des Modell- flözes [mm]	-6 dB Bereich des Bandpaß- filters [kHz]	Hauptfrequenz des seismischen Quell- signals [kHz]	
					antisym. Anregung	sym. Anregung
1.1	Novotex	11	555	2 - 30	24	24
1.2	(Nebengestein) und	11	555	20 - 120	34	44
1.3	Epoxidharz (Flöz)	11	555	20 - 120	68	63
1.4	($\alpha_1/\alpha_2 = 1,5$)	25,5	560	2 - 120	44	29
1.5	$v_G = 1,52$ km/s)	25,5	560	2 - 120	49	59
1.6		25,5	560	20 - 200	44	59
2.1	Pertinax	8,3	605	2 - 120	34	54
2.2	(Nebengestein) und	8,3	605	2 - 120	54	54
2.3	Epoxidharz (Flöz)	16,3	600	2 - 120	34	44
2.4	($\alpha_1/\alpha_2 = 2,0$)	24,5	600	2 - 120	49	44
2.5	$v_G = 2,06$ km/s)	24,5	600	30 - 120	54	78
3.1	Aluminium	3,45	900	2 - 120	30	30
3.2	(Nebengestein) und	10,7	780	2 - 120	34	44
3.3	Araldit (Flöz)	10,7	640	2 - 120	83	54
3.4	($\alpha_1/\alpha_2 = 2,7$)	10,7	640	2 - 130	93	59
3.5	$v_G = 2,84$ km/s)	24,6	645	2 - 60	39	29
3.6		24,6	645	40 - 120	59	68

Zeitmarkenlinie stehen. In jedes Seismogramm ist als Abriß ein Referenzsignal R eingblendet. Alle Referenzsignale besitzen denselben Wert der elektrischen Geberspannung. Da die Seismogramme mit gleich großer maximaler Amplitude registriert wurden, vermittelt die Zunahme der Amplitude des Referenzsignals einen Eindruck von der Abnahme der wahren Amplitude des seismischen Signals.

Zur Registrierung ist eine der üblichen modellseismischen Anlagen verwendet worden (O'Brien und Symes, 1971; Behrens und Waniek, 1972). Spezielle Details der verwendeten Anlage finden sich bei Dresen und Freystätter (1976).

2.2. Modellserie mit einem Verhältnis der P-Wellengeschwindigkeiten in Nebengestein und Flöz von 2:1

2.2.1. Antisymmetrische Rayleigh-Kanalwelle.

Mit Hilfe der im folgenden beschriebenen Modellserie wird die Ausbildung des Kanalwellensignals im Bereich der Grundmode exemplarisch dargestellt. Wir haben als Beispiel den P-Wellengeschwindigkeitskontrast 2:1, also eine Geschwindigkeitsverteilung $\alpha_1 > \beta_1 > \alpha_2 > \beta_2$ gewählt, weil dieser Fall in der Natur der wahrscheinlichste ist.

Zur Demonstration der Signalform der antisymmetrischen Rayleigh-Kanalwelle in der Grundmode sind die Seismogrammontagen für die Modelle 2.1 bis 2.5 in Abbildung 2 dargestellt. Die am Modell 2.1 gewonnenen Seismogramme wurden mit einer Geschwindigkeit $v_r = 2,22$ km/s laufzeitreduziert aufgetragen.

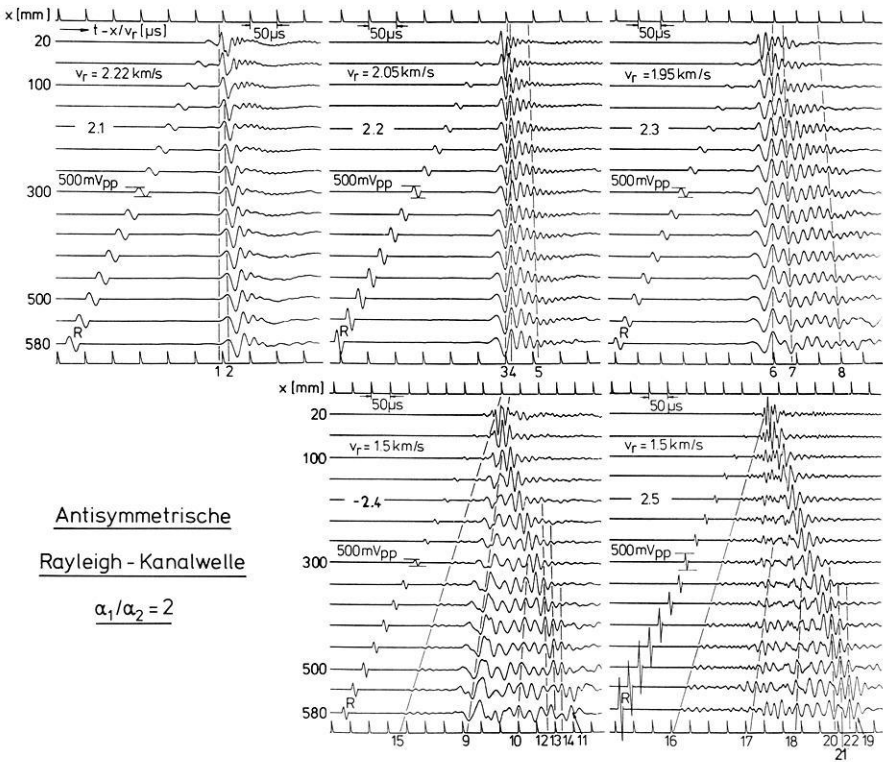


Abb. 2. Seismogrammontagen antisymmetrischer Rayleigh-Kanalwellen gemessen an Modellen mit einem P-Wellengeschwindigkeitskontrast $\alpha_1/\alpha_2 = 2$; R Referenzsignal

Der Ersteinsatz der antisymmetrischen Kanalwelle wird durch eine senkrechte Verbindungslinie (1)¹ markiert. Der Ersteinsatz hat eine Phasengeschwindigkeit $C_R = 2,22$ km/s, während die Phasengeschwindigkeit des ersten Extremums (2) kleiner als β_1 ist. Das gesamte Kanalwellensignal gehört somit zum Normalmodenbereich. Den niederfrequenten Schwingungen mit großen Amplituden schließen sich hochfrequente Schwingungen mit sehr kleinen Amplituden an.

Bei der am Modell 2.2 gewonnenen Seismogrammontage wurde $v_r = 2,05$ km/s gewählt. Es zeigt sich, daß die Phasengeschwindigkeit der Phasen mit den größten Amplituden (3, 4) ca. 2,05 km/s beträgt. Eine deutliche Trennung der niederfrequenten (3, 4) von den hochfrequenten Schwingungen (5) – wie am Modell 2.1 möglich – ist hier nicht gegeben.

Die Seismogrammontage für Modell 2.3 mit $v_r = 1,95$ km/s zeigt wiederum einen deutlichen Unterschied zwischen den Schwingungen am Signalbeginn (6) und den daran anschließenden Schwingungen (7, 8). Die untere Grenze der Phasengeschwindigkeit der relativ niederfrequenten Schwingungen (6) am Signalbeginn liegt bei $C_R \approx v_r = 1,95$ km/s.

Die Seismogramme für Modell 2.4 wurden mit $v_r = 1,5$ km/s montiert. Wiederum lassen sich die niederfrequenten Schwingungen am Signalbeginn (9)

¹ Die eingeklammerten Zahlen beziehen sich auf die in Abbildung 2 bzw. Abbildung 3 numerierten Verbindungslinien einzelner Phasen

von den daran anschließenden Schwingungen unterscheiden. Hinzu kommt eine hochfrequente Wellengruppe, deren abschätzbare Gruppengeschwindigkeit (11) sehr viel kleiner ist als ihre Phasengeschwindigkeiten (12, 13, 14).

Bislang gehörte das gesamte beschriebene Kanalwellensignal zum Normalmodenbereich. Bei Modell 2.4 erscheint nun vor der bislang schnellen Wellengruppe (9) eine weitere Wellengruppe mit deutlich höherer Phasen- und Gruppengeschwindigkeit (15). Für diese Wellengruppe wurde eine Phasengeschwindigkeit größer als β_1 ermittelt. In Anlehnung an die Literatur (Phinney, 1961) werden wir diese Wellengruppe als PL-Welle bezeichnen.

In Modell 2.5, dessen Seismogramme ebenfalls mit $v_r = 1,5$ km/s zusammengestellt wurden, ist diese PL-Welle deutlich erkennbar (16). Der Beginn der ersten zum Normalmodenbereich gehörenden Wellengruppe – z.B. (9) bei Modell 2.4 – verschwindet nun aufgrund der großen $f \cdot H$ -Werte des Quellsignals. Stattdessen werden Schwingungen beobachtet, die zur ersten höheren Mode gehören (17). Daran schließen sich die bereits am Modell 2.4 diskutierten Schwingungen der ersten Wellengruppe in der Grundmode an (18). Die Phasen der Wellengruppe mit sehr niedriger Gruppengeschwindigkeit (19) sind hier deutlich zu erkennen (20, 21, 22).

2.2.2. Symmetrische Rayleigh-Kanalwelle. Zur Darstellung der Grundmode der symmetrischen Rayleigh-Kanalwelle sind die Seismogrammontagen für die Modelle 2.1 bis 2.5 in Abbildung 3 gezeigt. Die Seismogramme von Modell 2.1 wurden wiederum mit $v_r = 2,22$ km/s laufzeitreduziert aufgetragen. Die schnellste Wellengruppe hat Phasengeschwindigkeiten deutlich größer als v_r und ist daher eine PL-Welle (1). Das erste Extremum (2) der darauf folgenden Wellengruppe ergibt eine Phasengeschwindigkeit $C_R \approx v_r = \beta_1$ und gehört folglich zum Normalmodenbereich.

In Modell 2.2 ($v_r = 2,05$ km/s) ist lediglich eine Zunahme von Schwingungen mit höheren Frequenzen zu beobachten (3, 4). Auch im Modell 2.3 ($v_r = 1,95$ km/s) ergibt sich für die beiden Wellengruppen (5, 6) keine prinzipielle Änderung. Auffällig ist, daß das Referenzsignal R in den Modellen 2.2 und 2.3 sehr unterschiedlich mit zunehmender Registrierentfernung zunimmt. Somit ist die Abnahme der Amplituden des zum Normalmodenbereich gehörenden Signals für Phasen mit Phasengeschwindigkeiten von ca. 2,05 km/s (Modell 2.2 (4)) deutlich größer als für Phasen mit Phasengeschwindigkeiten von ca. 1,95 km/s (Modell 2.3 (6)). Dies gilt auch für Modell 2.4 ($v_r = 1,7$ km/s).

Am Modell 2.4 zeigt sich neben der PL-Welle (7) und der bereits beobachteten zum Normalmodenbereich gehörenden Wellengruppe (8) eine weitere sehr hochfrequente Wellengruppe (9). Die Phasengeschwindigkeiten der niederfrequenten Wellengruppe (8) sind deutlich größer als $v_r = 1,7$ km/s; die der hochfrequenten Wellengruppe (9) annähernd $v_r = 1,7$ km/s. Modell 2.5 ($v_r = 1,5$ km/s) zeigt andeutungsweise eine höhere PL-Mode (10) sowie Phasen, die zum Beginn der 1. höheren Mode des Normalmodenbereiches gehören (11). Die bereits genannte niederfrequente Wellengruppe (12) hat hier klar erkennbar eine Gruppengeschwindigkeit $U_R = v_r = 1,5$ km/s. Die daran anschließende hochfrequente Wellengruppe hat im Bereich maximaler Amplituden (13) Phasengeschwindigkeiten oberhalb von v_r . Erst das Ende dieser Wellengruppe (14) hat Phasengeschwindigkeiten $C_R \approx v_r = 1,5$ km/s.

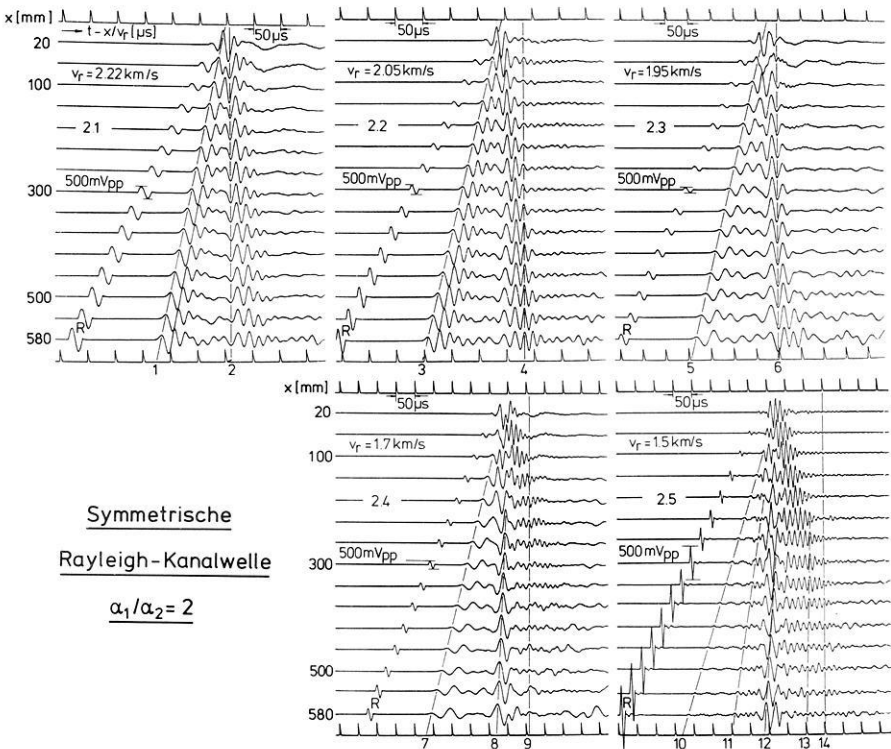


Abb. 3. Seismogrammontagen symmetrischer Rayleigh-Kanalwellen gemessen an Modellen mit einem P-Wellengeschwindigkeitskontrast $\alpha_1/\alpha_2 = 2$; R Referenzsignal

2.2.3. *Aussage der qualitativen Darstellung.* Bei den oben beschriebenen Versuchen war gewährleistet, daß der in jedem Modell vom Quellsignal erzeugte $f \cdot H$ -Bereich sich mit dem $f \cdot H$ -Bereich des vorhergehenden und des folgenden Modells überlappte. Dennoch lassen die durch die gewählten Bandpaßfilter nicht beeinflußten Seismogramme der antisymmetrischen und der symmetrischen Grundmode der Rayleigh-Kanalwelle erkennen, daß Lücken im Phasengeschwindigkeits- bzw. $f \cdot H$ -Bereich des Kanalwellensignals existieren. Somit muß für die Bildung von Wellengruppen eine physikalische und nicht eine meßtechnische Begründung gefunden werden.

Ziel der nun folgenden quantitativen Darstellung der Meßergebnisse ist es, Parameter der Rayleigh-Kanalwelle zu finden, die für eine Vorhersage von Wellengruppen geeignet sind.

3. Überlegungen zur quantitativen Interpretation der Messungen

3.1. Vorbemerkungen

Bei der Erzeugung von dispergierenden Wellen durch Punktquellen entstehen gleichzeitig auch nichtdispergierende Wellen, nämlich Raumwellen und verlust-

behaftete Grenzflächenwellen (Gilbert, Laster, Backus und Schell, 1962; Gupta und Martel, 1971). Es ist bekannt, daß Raumwellen die Signalform der dispergierenden Wellen beeinflussen (Phinney, 1961). Es wird vermutet, daß in relativ dünnen Kanälen die nichtdispergierende verlustbehaftete Grenzflächenwelle ebenfalls die Signalform der Kanalwelle beeinflußt (Klußmann, 1964). Wir haben daher die Geschwindigkeit dieser Grenzflächenwelle v_G experimentell ermittelt (Tabelle 2), um ihren Einfluß auf die Bildung von Wellengruppen abschätzen zu können.

Hudson und Douglas (1975) erläutern empirisch einen Zusammenhang zwischen dem Minimum der Gruppengeschwindigkeit, dem Maximum des Amplitudenspektrums einer von einer Punktquelle erzeugten dispergierenden Welle sowie Raumwellenresonanzerscheinungen am Quellort in geschichteten Medien. Wir wollen diese Überlegung auf den Fall eines Kanals niedriger seismischer Geschwindigkeiten übertragen, um festzustellen, inwieweit dieser empirisch gefundene Zusammenhang auch für die Flözwellenseismik gilt und eine Vorhersage von Wellengruppen gestattet. Zur Erläuterung dieses empirischen Zusammenhangs soll kurz auf die Berechnung von Raumwellenresonanzstellen am Quellort – also im Flöz – sowie auf die Abschätzung des Amplitudenspektrums einer dispergierenden Welle vom Rayleigh-Typ mit Hilfe der Energiefluß-Frequenzkurve eingegangen werden.

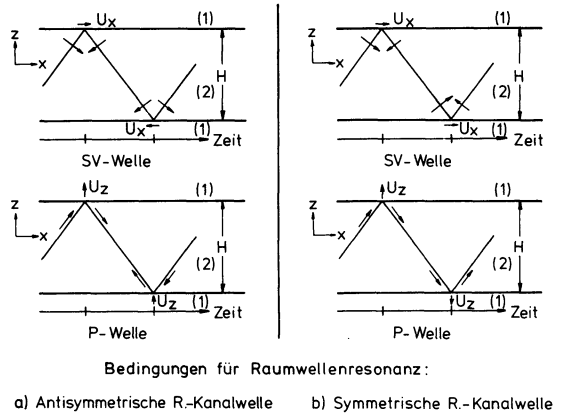
3.2. Resonanzerscheinungen in Quellnähe in einem Kanal niedriger seismischer Geschwindigkeiten

Nach Hudson und Douglas (1975) hat man sich eine Raumwellenresonanz folgendermaßen vorzustellen: Die von der seismischen Punktquelle in der Schicht (Flöz) auf die nächstgelegenen Schichtgrenzen (Hangendes und Liegendes) *senkrecht* einfallende P-Welle wird mehrfach zwischen diesen Schichtgrenzen hin und her reflektiert. Dadurch erfährt das ursprüngliche Amplitudenspektrum des Quellsignals bei bestimmten Frequenzen eine Amplitudenüberhöhung. Der Quellbereich selbst wird gewissermaßen als Ort einer Quelle mit ausgeprägten Maxima im Amplitudenspektrum angesehen.

Überträgt man diese Vorstellung auf das Problem der Erzeugung von Kanalwellen unter Tage, dann ist zusätzlich zu beachten, daß die Punktquelle an eine freie Oberfläche – den Kohlestoß – gekoppelt ist. Die Abstrahlcharakteristik der Punktquelle gleicht deshalb dem Schlag auf den Halbraum. Die experimentell gewonnene Abstrahlcharakteristik eines Schlages auf den Halbraum (Dresen, 1969) zeigt, daß Resonanzerscheinungen sowohl bedingt durch vielfach reflektierte P-Wellen als auch durch vielfach reflektierte SV-Wellen zu beachten sind. Da sowohl die antisymmetrische als auch die symmetrische Rayleigh-Kanalwelle Verschiebungen parallel und senkrecht zur Ausbreitungsrichtung aufweisen, wird sich im Amplitudenspektrum beider Kanalwellentypen auch der Einfluß der Resonanz von P- und SV-Wellen bemerkbar machen.

In Abbildung 4 (links) sind die Verschiebungen u_x und u_z der antisymmetrischen Rayleigh-Kanalwelle in den Grenzflächen Flöz (2) zu Nebengestein (1) dargestellt. Durch die SV-Welle können Resonanzüberhöhungen der Verschie-

Abb. 4. Prinzipskizze zur Erläuterung der Raumwellenresonanzbedingungen für die antisymmetrische und die symmetrische Rayleigh-Kanalwelle. In den Grenzflächen muß die aus einfallender und reflektierter Raumwelle resultierende Verschiebung in Phase sein mit den Verschiebungen der Kanalwelle. U Verschiebung; 1 Nebengestein; 2 Flöz



bungen parallel zur Ausbreitungsrichtung u_x auftreten. Für Wellenlängen $\lambda_{SV} \leq H$ gilt:

$$\beta_2 \cdot T \cdot n_\beta = H \quad \text{d.h.} \quad \lambda_{SV} = H/n_\beta \quad \text{mit} \quad n_\beta = 1, 2, 3 \dots$$

Für Wellenlängen $\lambda_{SV} > H$ gilt:

$$\beta_2 \cdot T = H \cdot (2n_\beta + 1) \quad \text{d.h.} \quad \lambda_{SV} = H \cdot (2n_\beta + 1) \quad \text{mit} \quad n_\beta = 1, 2, 3 \dots$$

Da uns der $f \cdot H$ -Bereich interessiert, stellen wir die Formeln für die SV-Wellenresonanzstellen unter Benutzung von $\lambda_{SV} = \beta_2/f$ um:

$$\left. \begin{aligned} f \cdot H &= \beta_2 \cdot n_\beta && \text{für } \lambda_{SV} < 2H \\ f \cdot H &= \beta_2 \cdot (2n_\beta + 1) && \text{für } \lambda_{SV} > 2H \end{aligned} \right\} n_\beta = 1, 2, 3 \dots$$

Durch die von der Punktquelle abgestrahlte P-Welle können Resonanzüberhöhungen der Verschiebungen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung u_z auftreten. Für Wellenlängen $\lambda_P \leq 2H$ gilt:

$$\alpha_2 \cdot T/2 \cdot (2n_\alpha + 1) = H \quad \text{d.h.} \quad \lambda_P = 2H/(2n_\alpha + 1) \quad \text{mit} \quad n_\alpha = 0, 1, 2 \dots$$

Für Wellenlängen $\lambda_P > 2H$ gilt:

$$\alpha_2 \cdot T/2 = H \cdot (2n_\alpha + 1) \quad \text{d.h.} \quad \lambda_P = 2H \cdot (2n_\alpha + 1) \quad \text{mit} \quad n_\alpha = 1, 2, 3 \dots$$

Daraus folgt für die P-Wellenresonanzstellen wegen $\lambda_P = \alpha_2/f$:

$$\left. \begin{aligned} f \cdot H &= \alpha_2/2 \cdot (2n_\alpha + 1) && \text{für } \lambda_P \leq 2H \\ f \cdot H &= \alpha_2/2 \cdot (2n_\alpha + 1) && \text{für } \lambda_P \geq 2H \end{aligned} \right\} n_\alpha = 0, 1, 2 \dots$$

In Abbildung 4 (rechts) sind die Verschiebungen u_x , u_z der symmetrischen Rayleigh-Kanalwelle in den Grenzflächen Flöz zu Nebengestein dargestellt. Analog der vorhergehenden Ableitung folgen aus Abbildung 4 (rechts) für die Komponente parallel zur Ausbreitungsrichtung u_x die Bedingungen für SV-

Wellenresonanzstellen:

$$\left. \begin{array}{l} f \cdot H = \beta_2/2 \cdot (2n_\beta + 1) \quad \text{für } \lambda_{sv} \leq 2H \\ f \cdot H = \beta_2/2 \cdot (2n_\beta + 1)^{-1} \quad \text{für } \lambda_{sv} \geq 2H \end{array} \right\} n_\beta = 0, 1, 2 \dots$$

Und für die Komponente senkrecht zur Ausbreitungsrichtung u_z existieren folgende P-Wellenresonanzstellen:

$$\left. \begin{array}{l} f \cdot H = \alpha_2 \cdot n_\alpha \quad \text{für } \lambda_p < 2H \\ f \cdot H = \alpha_2 \cdot (2n_\alpha + 1)^{-1} \quad \text{für } \lambda_p > 2H \end{array} \right\} n_\alpha = 1, 2, 3 \dots$$

Damit sind sämtliche Bedingungen für solche $f \cdot H$ -Werte gegeben, bei denen das Amplitudenspektrum des Quellsignals aufgrund der Ankopplung der Quelle an einen Kohlestoß eine Resonanzüberhöhung aufweisen kann. Wir werden untersuchen, inwieweit derartige Resonanzstellen innerhalb von Bereichen liegen, in denen das Kanalwellensignal relativ große Amplituden hat, d.h. für die Anwendung von Interesse ist.

3.3. Das Amplitudenspektrum der Rayleigh-Kanalwelle

Hudson und Douglas (1975) haben gezeigt, daß das Amplitudenspektrum erzwungener Moden der dispergierenden Wellen vom Rayleigh-Typ relativ große Amplituden in dem Frequenzbereich aufweist, in welchem der Energiefluß in Ausbreitungsrichtung der Welle (EF_x als Funktion der Frequenz) minimale Werte aufweist. Umgekehrt treten im Amplitudenspektrum dort minimale spektrale Amplituden auf, wo die entsprechenden EF_x -Werte relativ groß sind.

Wie Hudson und Douglas ebenfalls gezeigt haben, ist auch für freie Moden die Berechnung der Energiefluß-Frequenzkurve möglich. Dabei ist zur Festlegung der freien Lösung eine weitere Bedingung zu stellen: Analog zu Hudson und Douglas haben wir die Verschiebungen u_x , u_z in der Flözmittenebene (Abb. 1) konstant gesetzt.

Für die antisymmetrische Kanalwelle gilt:

$$u_x(0) = 0 \text{ (nach Definition) sowie } u_z(0) = 1 \text{ (Bedingung).}$$

Für die symmetrische Kanalwelle gilt:

$$u_z(0) = 0 \text{ (nach Definition) sowie } u_x(0) = 1 \text{ (Bedingung).}$$

Da bei zwei Modellserien das Nebengestein transversalisotrope Eigenschaften hat, wurde für den Energiefluß EF_x gemittelt über eine Periode die Formel:

$$EF_x = -g/T \int_0^{T+\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (p_{xx} \cdot v_x + p_{zx} \cdot v_z) \cdot dz \cdot dt$$

verwendet (Cete, 1968).

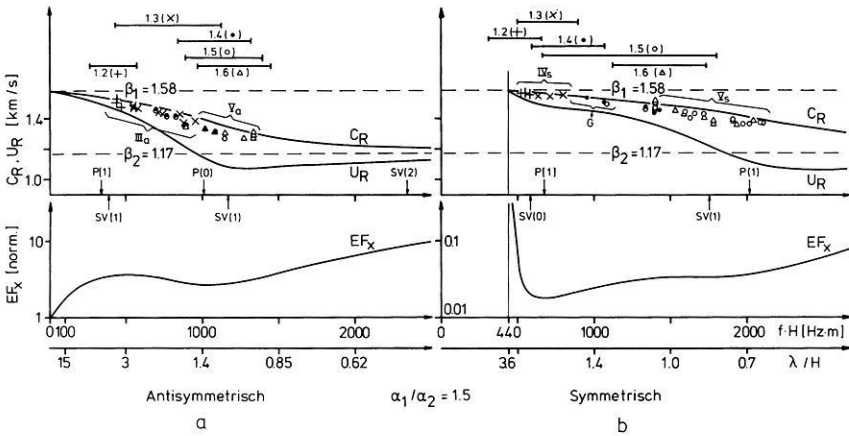


Abb. 5a und b. Meßergebnisse für die antisymmetrische (a) und die symmetrische (b) Rayleigh-Kanalwelle gewonnen an den Modellen 1.2 bis 1.6. Erläuterungen im Text

Dabei lauten die Ausdrücke für die Spannungen folgendermaßen:

$$p_{xx} = c_{11} \cdot \partial u_x / \partial x + c_{13} \cdot \partial u_z / \partial z$$

$$p_{zx} = c_{44} \cdot (\partial u_x / \partial z + \partial u_z / \partial x).$$

Die Größen v_x , v_z sind die Teilchengeschwindigkeiten. Die Elastizitätsmoduln c_{11} , c_{13} , c_{44} sind entsprechend der Loveschen Nomenklatur gewählt worden (Anderson, 1961), g ist eine Konstante.

Um die Abhängigkeit des Energieflusses von der Phasengeschwindigkeit zeigen zu können, wurden die EF_x -Werte mit dem für die Grenzfrequenz in der Dispersionskurve gefundenen EF_x -Wert normiert.

Nach Berechnung der Gruppengeschwindigkeitsdispersionskurve, der normierten Energiefluß-Frequenzkurve und der Raumwellenresonanzstellen können wir nun untersuchen, ob der in Abschnitt 3.1 dargestellte Zusammenhang auch für Rayleigh-Kanalwellen gilt (Abb. 5 – 7).

4. Meßergebnisse

4.1. Darstellungsformen

In den Abbildungen 5a u. b bis 7a u. b sind berechnete Kurven und Meßergebnisse eingetragen. Im oberen Teil jeder Abbildung ist für jedes Modell derjenige $f \cdot H$ -Bereich eingezeichnet, in welchem die spektrale Amplitude des Quellsignals um nicht mehr als 3 dB abnimmt. Die Summe der für die einzelnen Quellsignale geltenden $f \cdot H$ -Werte überdeckt im antisymmetrischen Fall bei der 1. Modellserie den Bereich 260 Hz·m bis 1450 Hz·m, bei der 2. Modellserie den Bereich 200 Hz·m bis 1660 Hz·m und bei der 3. Modellserie den Bereich von 140 Hz·m bis 2040 Hz·m. Im symmetrischen Fall wird bei der 1. Modellserie der $f \cdot H$ -

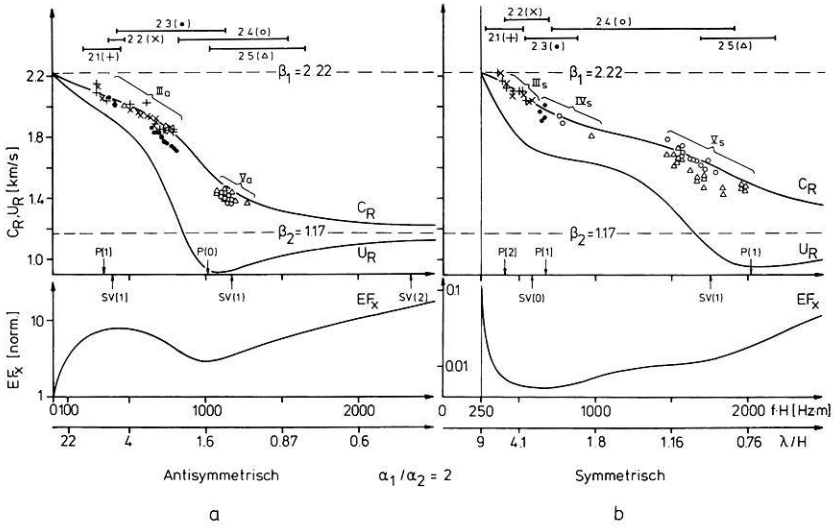


Abb. 6a und b. Meßergebnisse für die antisymmetrische (a) und die symmetrische (b) Rayleigh-Kanalwelle gewonnen an den Modellen 2.1 bis 2.5. Erläuterungen im Text

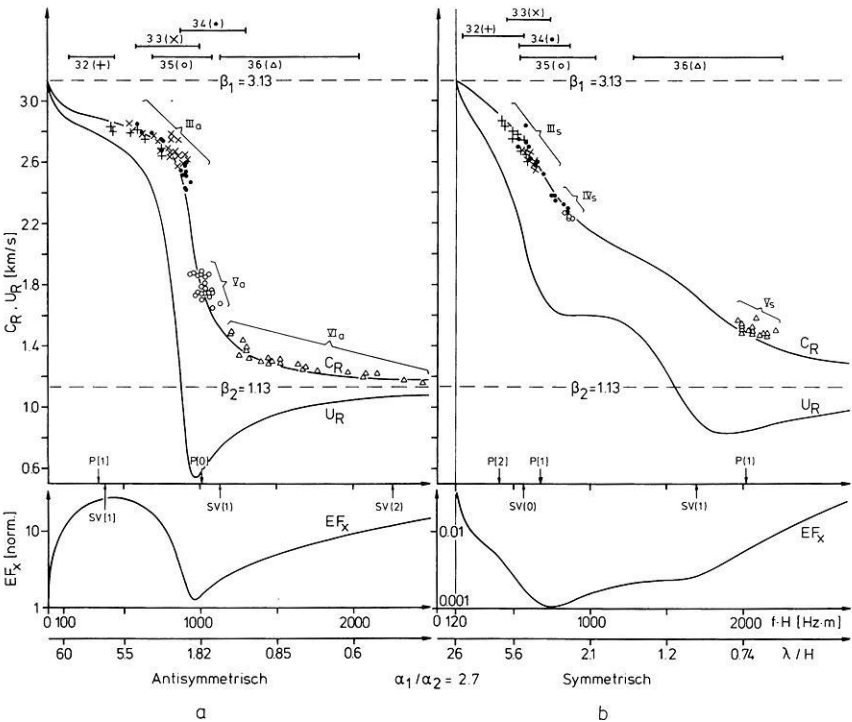


Abb. 7a und b. Meßergebnisse für die antisymmetrische (a) und die symmetrische (b) Rayleigh-Kanalwelle gewonnen an den Modellen 3.2 bis 3.6. Erläuterungen im Text

Wertebereich von $310 \text{ Hz} \cdot \text{m}$ bis $1810 \text{ Hz} \cdot \text{m}$, bei der 2. Modellserie der Bereich von $270 \text{ Hz} \cdot \text{m}$ bis $2180 \text{ Hz} \cdot \text{m}$ und bei der 3. Modellserie der Bereich von $160 \text{ Hz} \cdot \text{m}$ bis $2260 \text{ Hz} \cdot \text{m}$ überdeckt.

In die Dispersionskurve der Phasengeschwindigkeit C_R sind die Meßergebnisse eingetragen und durch unterschiedliche Symbole für jedes Modell kenntlich gemacht. Die Phasengeschwindigkeiten wurden mit Hilfe der „peak und trough“ Methode bestimmt; die zugehörigen Frequenzen wurden aus dem dispergierten Wellenzug ermittelt. Es sei an dieser Stelle nochmals darauf hingewiesen, daß für jede Registrierentfernung die Gesamtheit aller an den einzelnen Modellen gemessenen Signale ein von einer Explosionspunktquelle erzeugtes Kanalwellensignal repräsentiert; somit entspricht das Signal an dem die größten Phasengeschwindigkeiten gemessen wurden dem Beginn eines untertägig registrierten Kanalwellensignals. Die Dispersionskurve der Gruppengeschwindigkeit U_R ist ebenfalls eingetragen.

Die $f \cdot H$ -Werte der P- und SV-Wellenresonanzstellen sind mit Pfeilen unterhalb der Dispersionskurven eingetragen. Die eingeklammerten Zahlen geben den Wert für n_α bzw. n_β an. Dabei wurden eckige Klammern für den Fall λ_p bzw. $\lambda_{sv} > 2H$ verwendet und runde Klammern für den Fall λ_p bzw. $\lambda_{sv} \leq 2H$.

Die nach der in Abschnitt 3.3 angegebenen Formel berechnete Energiefluß-Frequenzkurve ($EF_x(f \cdot H)$) ist im unteren Teil jeder Abbildung in normierten Einheiten eingetragen. Zusätzlich zur $f \cdot H$ -Abszisse wurde eine weitere Abszisse mit dem Verhältnis Wellenlänge der Kanalwelle λ zu Flözmächtigkeit H eingetragen.

4.2. Antisymmetrische Grundmode

Die Ergebnisse für die antisymmetrische Grundmode sind in Abbildung 5a (1. Modellserie), 6a (2. Modellserie) und 7a (3. Modellserie) dargestellt. Deutlich zeigt sich, daß die theoretischen Phasengeschwindigkeitsdispersionskurven durch die Meßpunkte nicht völlig überdeckt werden und daß in der 2. und 3. Modellserie von $1,7 \text{ km/s}$ bis $1,5 \text{ km/s}$ bzw. $2,4 \text{ km/s}$ bis $1,9 \text{ km/s}$ keine Phasengeschwindigkeiten gemessen werden konnten.

Beginn der Dispersionskurve. Für den als Wellengruppe III_a bezeichneten Signalanteil sind die kleinsten aus dem Kanalwellensignal bestimmten $f \cdot H$ -Werte (vgl. Abb. 2, Verbindungslinien 1, 2, 3, 4 und 6) größer als die kleinsten aus dem Quellsignal bestimmten $f \cdot H$ -Werte. So beginnt z.B. für die 2. Modellserie der $f \cdot H$ -Wertebereich des Quellsignals bei $200 \text{ Hz} \cdot \text{m}$ während der $f \cdot H$ -Wertebereich der Wellengruppe III_a bei $290 \text{ Hz} \cdot \text{m}$ liegt (Abb. 6). Im Falle der 1. und 3. Modellserie sind diese Unterschiede noch größer (Abb. 5 und 7). Aus dieser Beobachtung folgt, daß die Kenntnis vom Beginn des $f \cdot H$ -Wertebereichs des Quellsignals nicht ausreicht, um die erste deutlich meßbare Schwingung des Kanalwellensignals bestimmen zu können. Es muß folglich eine Ursache gefunden werden, die den Beginn der Wellengruppe III_a bestimmt und somit seine Vorhersage zuläßt. Gleichzeitig muß die Frage geklärt werden, warum das Kanalwellensignal – wie in Abschnitt 2.2.1 beschrieben – für die genannten

$f \cdot H$ -Werte derart große Amplituden hat. Wir untersuchen daher, welche der drei in Abschnitt 3 dargestellten Beziehungen – Einfluß nichtdispersierender Wellen, Einfluß von Raumwellenresonanzen oder Einfluß des Energieflußminimums – den beobachteten Verlauf der Wellengruppe III_a erklären könnte. Die jeweils für die 1. Schwingung mit großer Amplitude gemessene Phasengeschwindigkeit beträgt für Kanalwellensignale der 1. Modellserie 1,53 km/s, für die 2. Modellserie 2,15 km/s und für die 3. Modellserie 2,83 km/s. Diese Werte liegen deutlich unter der jeweils gültigen Geschwindigkeit der SV-Welle im Nebengestein (Tabelle 1), stimmen aber mit der Geschwindigkeit der verlustbehafteten Grenzflächenwelle v_G von 1,52 km/s für die 1. Modellserie, 2,06 km/s für die 2. Modellserie und 2,84 km/s für die 3. Modellserie (s.a. Tabelle 2) überein.

Wir finden weiterhin, daß die $f \cdot H$ -Werte der Resonanzstellen $P[1]$ und $SV[1]$ nahezu mit dem Beginn des gemessenen $f \cdot H$ -Wertebereichs übereinstimmen. $P[n_\alpha]$ und $SV[n_\beta]$ für n_α bzw. n_β gleich oder größer 2 haben noch niedrigere $f \cdot H$ -Werte und können somit nicht zur Deutung des gemessenen Kanalwellensignals beitragen. Der Verlauf der Energiefluß-Frequenzkurve zeigt in allen drei Fällen ein Maximum in dem betrachteten $f \cdot H$ -Wertebereich, d.h. der Einfluß des Verlaufs des die Wellengruppe III_a bestimmenden Amplitudenspektrums der Kanalwelle kann nicht diese relativ großen Amplituden erklären.

Das bedeutet aber, daß die relativ großen Amplituden am Beginn der Wellengruppe III_a bedingt sind durch einen dominierenden Anteil der verlustbehafteten Grenzflächenwelle. Qualitativ wird dies auch durch die Form des Signalbeginns (Abb. 2, Verbindungslinien 1, 2, 3 und 4) bestätigt, die auf eine sehr geringe Dispersion schließen läßt. Zusätzlich können auch die Resonanzstellen $P[1]$ und $SV[1]$ zu einer Erklärung der relativ großen Amplitude beitragen.

Bereich um das Gruppengeschwindigkeitsminimum. In allen drei Modellserien finden wir Phasengeschwindigkeitswerte, die dem Bereich des Gruppengeschwindigkeitsminimums zugeordnet werden können. Nur für die 1. Modellserie, die den geringsten Raumwellengeschwindigkeitskontrast ($\alpha_1/\alpha_2 = 1,5$) aufweist, geht die zuvor diskutierte und mit der verlustbehafteten Grenzflächenwelle gekoppelte Wellengruppe III_a kontinuierlich in die jetzt diskutierte Wellengruppe V_a über.

Die mit Hilfe der 2. und 3. Modellserie gewonnenen Meßwerte zeigen dagegen eine Lücke im Phasengeschwindigkeitsbereich am Ende der Wellengruppe III_a . Da die im Anschluß an diese Lücke folgende Wellengruppe V_a relativ große Amplituden hat (Abb. 2, Verbindungslinien 12, 13 und 14 sowie 20, 21 und 22) sollen zu deren Erklärung erneut die in Abschnitt 3 genannten Beziehungen erörtert werden:

Die für die Wellengruppe V_a gemessenen Phasengeschwindigkeiten überdecken den Bereich von 1,35 km/s bis 1,25 km/s (1. Modellserie), von 1,45 km/s bis 1,35 km/s (2. Modellserie) und von 1,9 km/s bis 1,65 km/s (3. Modellserie). Da innerhalb dieser Geschwindigkeitsbereiche keine Geschwindigkeiten der nichtdispersierenden Wellen liegen (s. Tabelle 1 und Tabelle 2) beeinflussen weder eine Raumwelle noch die verlustbehafteten Grenzflächenwellen die Wellengruppe V_a .

Die $f \cdot H$ -Werte der Resonanzstellen $P(0)$ und $SV(1)$ korrelieren in allen drei Modellserien mit dem $f \cdot H$ -Wertebereich der Wellengruppe V_a . Weiterhin ist eine Korrelation der Wellengruppe V_a mit dem Bereich um das Minimum der Energiefluß-Frequenzkurve – d.h. Maximum im Amplitudenspektrum – vorhanden. Wir können folglich diese Wellengruppe mit relativ großen Amplituden sowohl mit Raumwellenresonanzstellen als auch mit dem Verlauf des Amplitudenspektrums der Kanalwelle deuten.

Da die Wellengruppe V_a weiterhin dem Bereich um das Minimum der Gruppengeschwindigkeit zugeordnet ist, liegt hier für alle drei Modellserien der Fall der Koinzidenz von Resonanzstellen, Energieflußminimum und Gruppengeschwindigkeitsminimum vor, den Hudson und Douglas (1975) aufgrund ihrer empirisch gefundenen Ergebnisse als generell gültig für eine dispergierende Welle vom Rayleigh-Typ vermuten.

Neben den bislang besprochenen Wellengruppen III_a und V_a haben wir am Modell 3.6 einen invers dispergierenden Signalanteil beobachtet (Wellengruppe VI_a). Da diese Wellengruppe für die untertägige Praxis ohne jede Bedeutung ist, wird auf ihre Diskussion verzichtet.

4.3. Symmetrische Grundmode

Die Ergebnisse für die symmetrische Grundmode sind in Abbildung 5b (1. Modellserie), 6b (2. Modellserie) und 7b (3. Modellserie) dargestellt. Wie im Fall der antisymmetrischen Grundmode zeigt sich auch hier, daß die theoretischen Phasengeschwindigkeitsdispersionskurven durch die Meßpunkte nicht völlig überdeckt werden; in der 2. und 3. Modellserie wurden Lücken im $f \cdot H$ -Wertebereich von 1000 Hz · m bis 1450 Hz · m bzw. 900 Hz · m bis 1950 Hz · m festgestellt.

Das Signal der symmetrischen Grundmode zeichnet sich bei allen drei Modellserien durch eine Besonderheit aus, die an der antisymmetrischen Grundmode nicht zu beobachten ist: Es enthält einen Signalanteil IV_s , der trotz eines deutlich dispersiven Charakters eine waveletähnliche Form besitzt (Abb. 3, Verbindungslinien 6, 8 und 12) (vgl. auch Klußmann, 1964; Freystätter, 1974). Dieser Signalanteil IV_s wird am Modell 2.3 als einziger zum Normalmodenbereich gehörender Signalanteil gemessen. Wie aus der Änderung des Referenzsignals für Modell 2.3 mit zunehmender Registrierentfernung hervorgeht, hat dieser Signalanteil im Vergleich zum übrigen zum Normalmodenbereich gehörenden Signal die geringste Amplitudenabnahme (Abb. 3).

Wir wollen zunächst das Verhalten dieses Signalanteils IV_s erörtern, um die Systematik der Wellengruppeneinteilung der symmetrischen Grundmode verständlich zu machen.

Waveletförmiger Signalanteil. Um die Ursache für die relativ große Amplitude des waveletförmigen Signalanteils erklären zu können, wollen wir – wie im Fall der antisymmetrischen Grundmode – die in Abschnitt 3 dargestellten Beziehungen anwenden.

Einer Kopplung der Wellengruppe IV_s mit nichtdispargierenden Wellen widersprechen die an der 1. und 3. Modellserie gemessenen Phasengeschwindigkeiten (vgl. Abb. 5b und 7b). Diese Wellengruppe kann also nicht mit einer direkt im Flöz gelaufenen P-Welle bzw. einer kritisch reflektierten P-Welle (SV-P Wechselwelle) erklärt werden. An allen drei Modellserien können wir aber eine Korrelation der Wellengruppe IV_s mit zwei Resonanzstellen, $SV(0)$ und $P[1]$, sowie mit dem Energieflußminimum feststellen. Wie die Abbildungen 5b, 6b und 7b zeigen, bestimmt die Wellengruppe IV_s bei geringen Geschwindigkeitskontrasten (z.B. 1. Modellserie) praktisch den Beginn des gemessenen zum Normalmodenbereich gehörenden Kanalwellensignals. Jedoch rückt mit zunehmendem Geschwindigkeitskontrast der Beginn des Kanalwellensignals zu kleineren $f \cdot H$ -Werten.

Da die Wellengruppe IV_s nicht dem Bereich um das Gruppengeschwindigkeitsminimum zugeordnet werden kann, ist die von Hudson und Douglas (1975) als generell gültig vermutete Koinzidenz von Raumwellenresonanzstellen, Energieflußminimum und Gruppengeschwindigkeitsminimum für die symmetrische Grundmode nicht erfüllt.

Beginn der Dispersionskurve. Wie im Fall der antisymmetrischen Grundmode sind auch hier die kleinsten aus dem Kanalwellensignal bestimmten $f \cdot H$ -Werte (vgl. Abb. 3, Verbindungslinie 2) größer als die kleinsten aus dem Quellsignal bestimmten $f \cdot H$ -Werte. Entsprechend den vorhergehenden Aussagen bestimmt bei der 1. Modellserie die Wellengruppe IV_s den Signalbeginn. Bei der 2. Modellserie stimmt die höchste Phasengeschwindigkeit überein mit der Geschwindigkeit der refraktierten SV-Welle $\beta_1 = 2,22$ km/s; dagegen liegt bei der 3. Modellserie die höchste Phasengeschwindigkeit $C_R = 2,87$ km/s nahe der Geschwindigkeit der verlustbehafteten Grenzflächenwelle $v_G = 2,84$ km/s. Im Gegensatz zur antisymmetrischen Mode ist nach diesen Meßergebnissen eine eindeutige Zuweisung zwischen einer nichtdispargierenden Welle und der schnellsten zum Normalmodenbereich gehörenden Wellengruppe III_s nicht möglich. Allerdings kann man für die 2. und 3. Modellserie den Beginn der Wellengruppe III_s stets einer Raumwellenresonanzstelle $P[2]$ zuordnen.

Bereich um das Gruppengeschwindigkeitsminimum. Neben den bisher erwähnten Wellengruppen III_s und IV_s wird die relativ hochfrequente Wellengruppe V_s beobachtet. Allerdings kann die Wellengruppe V_s nur annähernd mit dem Bereich um das Gruppengeschwindigkeitsminimum in Beziehung gebracht werden. Eine bessere Korrelation besteht dagegen mit zwei Resonanzstellen $SV(1)$ und $P(1)$.

Wie in Abbildung 3 (Verbindungslinien 8 und 9, 12, 13 und 14) erkennbar, ist für die Wellengruppe V_s die Amplitudenabnahme mit zunehmender Registrierentfernung sehr viel größer als für die Wellengruppe IV_s .

Wie bereits erwähnt, existiert im Fall der 2. und 3. Modellserie eine Lücke in den gemessenen $f \cdot H$ -Werten zwischen den Wellengruppen IV_s und V_s (Abb. 6b und 7b). Diese Lücke ist bei der 1. Modellserie nicht feststellbar (Abb. 5b). Stattdessen werden Phasengeschwindigkeiten zwischen 1,53 km/s und 1,49 km/s gemessen. Möglicherweise handelt es sich hierbei um die verlustbehaftete Grenz-

Tabelle 3. Meßergebnisse für die antisymmetrischen und symmetrischen PL-Wellen sowie korrespondierende Resonanzstellen

Modell	C_R [km/s] (gemessen)	$f \cdot H$ [Hz · m] (gemessen)	Resonanzstellen (berechnet)	
			Typ	$f \cdot H$ [Hz · m]
<i>Antisymmetrische PL-Wellen</i>				
1.5	2,76 – 2,55	2360 – 2550 } 2090 – 2300 }	SV(2)	2340
1.6	2,88 – 2,64			
2.5 niederfreq.	4,12 – 4,03	1200 – 1370	SV(1)	1170
2.5 hochfreq.	4,04 – 3,78	1860 – 2350	SV(2)	2340
3.4	5,41 – 5,23	1180 – 1210 } 1110 – 1160 } 1230 – 1300 }	SV(1)	1130
3.5	5,25 – 4,95			
3.6	5,32 – 5,13			
<i>Symmetrische PL-Wellen</i>				
1.2	2,90 – 2,82	495 – 525 } ≈ 605 }	SV(0)	585
1.3	2,87 – 2,69			
2.1	3,79 – 3,70	415 – 525 } 475 – 575 } 555 – 610 }	P[2]	400
2.2	3,83 – 3,65		SV(0)	585
2.3	3,85 – 3,48			
3.2	5,37 – 4,77	415 – 545 } 490 – 535 } 505 – 590 }	P[2]	400
3.3	5,32 – 4,62		SV(0)	565
3.4	5,22 – 4,67			

flächenwelle deren Geschwindigkeit 1,52 km/s beträgt. In der Abbildung 5b wurden die entsprechenden Meßwerte mit „G“ gekennzeichnet.

4.4. PL-Wellen

Da bei der Beschreibung des zum Normalmodenbereich gehörenden Signals eine Beziehung der Mehrzahl der Signalanteile zu Raumwellenresonanzstellen beobachtet wurde und – wie im folgenden Abschnitt erläutert wird – dieser Beziehung hinsichtlich der Anwendung eine wesentliche Bedeutung zukommt, soll nun untersucht werden, inwieweit auch der $f \cdot H$ -Wertebereich der PL-Wellen Raumwellenresonanzstellen entspricht. Wie Tabelle 3 zeigt ist dies sowohl für die antisymmetrischen Moden als auch für die symmetrischen Moden der Fall.

Den bei Untertagemessungen stets beobachteten symmetrischen niederfrequenten PL-Wellen mit relativ großen Amplituden (Arnetzl, 1971; Rüter und Schluckebier, 1973a, b) entsprechen nach unseren Modellmessungen die Resonanzstellen P[2] und SV(0) (Abb. 3, Verbindungslinien 1, 3, 5, 7 und 10).

Bei Anwendung dieses Ergebnisses auf Untertagemessungen ist es möglich, mit Hilfe der an die refraktierte P-Welle gekoppelten PL-Welle nicht nur die P-Wellengeschwindigkeit im Nebengestein parallel zur Ausbreitungsrichtung, sondern auch Raumwellengeschwindigkeiten im Flöz abzuschätzen.

5. Zusammenfassung und Wertung der Ergebnisse

Die hier beschriebenen Untersuchungen sollten die aufgrund von Untertage- und Modellmessungen entstandene Frage beantworten, inwieweit die Aufteilung des Kanalwellensignals in Wellengruppen meßtechnisch oder physikalisch bedingt ist. Meßtechnische Gründe für eine Gruppenbildung wurden bei den hier diskutierten Modellmessungen dadurch vermieden, daß eine Reihe von Quellsignalen mit verschiedenartigen Amplitudenspektren den für die Praxis interessanten $f \cdot H$ -Bereich von ca. 200 Hz·m bis ca. 2300 Hz·m kontinuierlich überdeckten und das Kanalwellensignal praktisch ungefiltert registriert wurde.

Dennoch zeigte sich eine deutliche Aufteilung sowohl des antisymmetrischen als auch des symmetrischen Kanalwellensignals in Wellengruppen. Bei der Diskussion der möglichen physikalischen Ursachen für die Gruppenbildung konnte gleichzeitig die zweite Frage geklärt werden, nämlich in welcher Weise diese Wellengruppen bzw. ihre Schwingungsanteile mit relativ großen Amplituden vorhergesagt werden können. Sowohl die das Kanalwellensignal überlagernden nichtdispargierenden Wellen (Raumwellen und verlustbehaftete Grenzflächenwellen) als auch die dispersiven Eigenschaften der Rayleigh-Kanalwelle (d.h. der Verlauf der Gruppengeschwindigkeitsdispersionskurve) konnte die Gruppenbildung nur teilweise erklären. Vor allem zeigte sich, daß im Fall der symmetrischen Grundmode ein Signalanteil mit relativ großen Amplituden (Wellengruppe IV_s) nicht den Bereich um das Gruppengeschwindigkeitsminimum repräsentiert, d.h. keine Airy-Phase enthält. Vielmehr korreliert diese Wellengruppe mit dem Energieflußminimum bzw. dem Maximum im Amplitudenspektrum der von einem δ -Impuls erzeugten Rayleigh-Kanalwelle. Zusätzlich wurde in Anlehnung an Hudson und Douglas (1975) eine Beziehung zwischen der Bildung von Wellengruppen und der Existenz von Raumwellenresonanzstellen in seismischen Kanälen untersucht. Dabei zeigt sich, daß den verschiedenen Wellengruppen unabhängig von der untersuchten Modellserie bzw. dem untersuchten Geschwindigkeitskontrast jeweils gleiche Raumwellenresonanzstellen zugeordnet werden können. Dem relativ schmalen $f \cdot H$ -Bereich der für die Anwendung wichtigen Wellengruppe IV_s können in allen drei Modellserien die „symmetrischen“ Raumwellenresonanzstellen SV(0) und P[1] nahezu exakt zugeordnet werden.

Nun sind für die untertägige Anwendung von Kanalwellen zwei Ergebnisse von wesentlicher Bedeutung:

1. Mit Hilfe von drei Modellserien bzw. drei verschiedenen Geschwindigkeitskontrasten wurde festgestellt, daß die Einteilung der Kanalwelle in Wellengruppen unabhängig vom jeweiligen Geschwindigkeitskontrast ist.

2. Es existieren empirisch gefundene Beziehungen zwischen den $f \cdot H$ -Wertebereichen von Wellengruppen und den $f \cdot H$ -Werten von Raumwellenresonanzstellen.

Das folgende Beispiel zeigt, wie die hier diskutierten Ergebnisse auf Untertagemessungen angewendet werden können:

Bei Untertagemessungen – bei denen im allgemeinen aufgrund praktischer Erfahrung eine symmetrische Kanalwelle angeregt und registriert wird – ist die PL-Welle stets identifizierbar. Üblicherweise wird aus dem Beginn der PL-Welle

die P-Wellengeschwindigkeit im Nebengestein parallel zur Ausbreitungsrichtung ermittelt. Entsprechend unseren Meßergebnissen kann nun zusätzlich mit Hilfe des Frequenzbereiches der PL-Welle (Tabelle 3) die P-Wellengeschwindigkeit im Flöz senkrecht zur Ausbreitungsrichtung unter Beachtung der „symmetrischen“ Resonanzstelle P[2] abgeschätzt werden. Dabei ist zu beachten, daß möglicherweise anstatt P[2] bei relativ dünnen Flözen ($H < 1$ m) die Resonanzstelle P[3] und bei relativ mächtigen Flözen ($H > 3$ m) die Resonanzstelle SV(0) verwendet werden muß. (Dieses Problem kann nur mit Hilfe der bei Untertagemessungen gesammelten Erfahrungen gelöst werden.) Im letzteren Fall wäre anstelle der P-Wellengeschwindigkeit im Flöz die SV-Wellengeschwindigkeit im Flöz abschätzbar. Erzeugt man – was bislang nicht üblich ist – zusätzlich die antisymmetrische Grundmode, dann können aus ihrem Signalbeginn (III_a, Abb. 5a–7a) die Geschwindigkeit der verlustbehafteten Grenzflächenwelle sowie mit Hilfe der „antisymmetrischen“ Resonanzstellen P[1] und SV[1] die bereits genannten P- und SV-Wellengeschwindigkeiten im Flöz ebenfalls abgeschätzt werden.

Zusätzlich erlaubt die Kenntnis der Geschwindigkeit der verlustbehafteten Grenzflächenwelle auch eine Abschätzung der SV-Wellengeschwindigkeit im Nebengestein.

Die Kenntnis der P- und SV-Wellengeschwindigkeit im Flöz ermöglicht die Abschätzung der $f \cdot H$ -Werte bzw. des Frequenzbereiches der Wellengruppe IV_s unter Verwendung der „symmetrischen“ Resonanzstellen SV(0) und P[1]. Somit ist ohne wesentlich mehr Aufwand als bei den bisherigen Untertagemessungen die Vorhersage desjenigen Frequenzbereiches möglich, welchem nach unseren Meßergebnissen eine nahezu waveletförmige Wellengruppe mit relativ großen Amplituden entspricht. Diese Wellengruppe IV_s ist unter bestimmten Bedingungen für das Reflexionsverfahren geeignet (Dresen und Freystätter, 1976). Auch die $f \cdot H$ -Werte der näherungsweise zum Bereich des Gruppengeschwindigkeitsminimums (Airy-Phase) gehörenden Wellengruppe V_s kann mit Hilfe der „symmetrischen“ Resonanzstellen SV(1) und P(1) abgeschätzt werden. Entsprechend den hier vorgelegten Meßergebnissen erscheint jedoch die Verwendung der Wellengruppe V_s für das Flözwellenverfahren keine Vorteile zu bringen, da ihre durch Absorption bedingte Amplitudenabnahme mit zunehmender Registrierentfernung erheblich größer ist als die entsprechende Amplitudenabnahme der Wellengruppe IV_s.

Danksagung. Wir danken Herrn Dr. A. Cete für anregende Diskussionen und Herrn Dr. U. Casten für die kritische Durchsicht des Manuskripts. Die Untersuchungen wurden im Rahmen einer DFG-Sachbeihilfe Az.: Dr. 110/4 ausgeführt.

Literatur

- Anderson, D.L.: Elastic Wave Propagation in Layered Anisotropic Media. *J. Geophys. Res.* **66**, 2953–2963, 1961
- Arnetzl, H.: Seismische Messungen unter Tage. In: Mensch und Maschine im Bergbau. Tagungsber. Gesellschaft Deutscher Metallhütten- und Bergleute, 133–141, 1971
- Behrens, J., Waniek, L.: Modellseismik. *Z. Geophys.* **38**, 1–44, 1972
- Brentrop, F.-K.: Seismische Vorfelderkundung zur Ortung tektonischer Störungen im Steinkohlenbergbau. *Glückauf* **106**, 933–938, 1970

- Brentrup, F.-K.: Flözdurchschallung aus Tiefbohrlöchern. Glückauf **107**, 685–690, 1971
- Cete, A.: Theoretische Untersuchungen zum Energietransport in Rayleigh-Wellen. Dissertation, TU Clausthal, 1968
- Dresen, L.: Das Schwingungsverhalten modellseismischer Geber und das von ihnen erzeugte seismische Wellenfeld in zweidimensionalen Modellen. Dissertation, TU Clausthal, 1969
- Dresen, L., Freystätter, S.: Rayleigh Channel-Waves for the In-Seam Seismic Detection of Discontinuities. *J. Geophys.* **42**, 111–129, 1976
- Freystätter, S.: Modellseismische Untersuchungen zur Anwendung von Flözwellen für die untertägige Vorfelderkundung im Steinkohlenbergbau. Berichte des Institutes für Geophysik der Ruhr-Universität Bochum Nr. 3, 1974
- Freystätter, S., Dresen, L.: The Influence of Oblique-Dipping Discontinuities on the Use of Rayleigh Channel-Waves for the In-Seam Seismic Reflection Method. *Geophys. Prospecting* **24**, 1977 (in press)
- Gilbert, F., Laster, S.J., Backus, M.M., Schell, R.: Observation of Pulses on an Interface. *Bull. Seismol. Soc. Am.* **52**, 847–868, 1962
- Gupta, S.K., Martel, L.: Onde amortie de type Rayleigh à l'interface de deux milieu solides à fort contrast de densités et de vitesses. *Geophys. Prospecting* **19**, 412–429, 1971
- Hudson, J.A., Douglas, A.: Rayleigh Wave Spectra and Group Velocity Minima, and the Resonance of P-Waves in Layered Structures. *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.* **42**, 175–188, 1975
- Klußmann, J.: Untersuchungen über die Ausbreitung elastischer Wellen im flözartigen Schichtverband. Dissertation, TH Clausthal, 1964
- Krey, T.C.: Reflexionsseismisches Verfahren zur Ermittlung von Verwerfungen und Störungen in Lagerstätten und Schichten unter Tage. Deutsches Patentamt 1174519 vom 7.3.1962, Zusatz 1184099 vom 8.9.1962
- Krey, T.C.: Channel Waves as a Tool of Applied Geophysics in Coal Mining. *Geophysics* **28**, 701–714, 1963
- Krey, T.C.: Kanalwellen als Werkzeug der angewandten Geophysik im Kohlenbergbau. *Prakt. Seismos*, Hannover 1969
- Krey, T.C.: In-Seam Seismic Exploration Techniques. Vortrag, International Coal Exploration Symposium, London, 1976a
- Krey, T.C.: Possibilities and Limitations of In-Seam Seismic Exploration. Vortrag, Coal Seam Discontinuity Symposium, Pittsburgh, 1976b
- O'Brien, P.N.S., Symes, M.P.: Model Seismology. *Reports on Progress in Physics* **34**, 697–764, 1971
- Phinney, R.A.: Leaking Modes in the Crustal Waveguide—Part 1: The Oceanic PL-wave. *J. Geophys. Res.* **66**, 1445–1469, 1961
- Rüter, H., Schluckebier, F.: Bericht über die Messungen zur Bestimmung des Frequenzinhaltes von Flözwellen im Flöz Gudrun, Schachanlage Prosper IV. Inst. f. Geophysik, Schwingungs- und Schalltechnik, Westf. Berggewerkschaftskasse Bochum (Interner Bericht), 1973a
- Rüter, H., Schluckebier, F.: Bericht über Messungen zur Bestimmung des Frequenzinhaltes von Flözwellen im Flöz O der Schachanlage Auguste Victoria im Auftrag des Steinkohlenbergbauvereins. Institut für Geophysik, Schwingungs- und Schalltechnik, Westf. Berggewerkschaftskasse Bochum (Interner Bericht), 1973b
- Schwaetzer, T., Desbrandes, R.: Divergences constatées dans la mesure de la vitesse des ondes acoustiques longitudinales du charbon. *Revue Inst. Française Pétrole* **20**, 3–26, 1965

Eingegangen am 8. Juni 1977; in revidierter Fassung am 25. August 1977