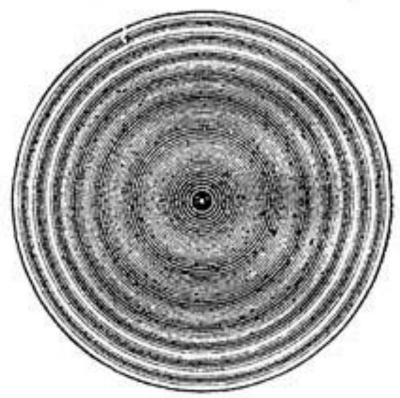
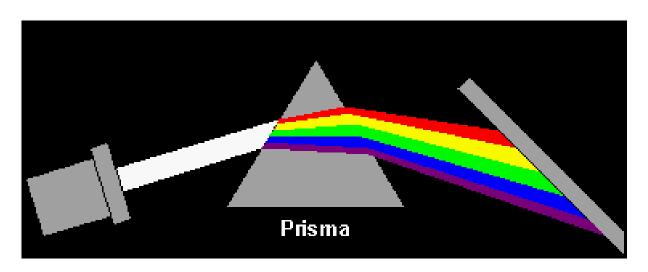
## Newtonsche Farbenringe

von Dr. Gabriel Foco



Newtons Farbenringe.

Es gibt zahlreiche Analogien zwischen Wasserwellen und elektromagnetischen Wellen. Beim einfachen Wurf eines Steines ins Wasser entsteht Dispersion und die dafür charakteristische Wellenpakete der Oberflächenwellen<sup>1</sup>. Analog entsteht bei der Brechung des Lichtes ein Wellenpaket<sup>2</sup>. Die Dispersion des sogenannten weißen d. h. einfärbigen Lichts (bei der Brechung durch ein Prisma) zeigt 7 Farben für die 7 Wellenlängen<sup>3</sup>.



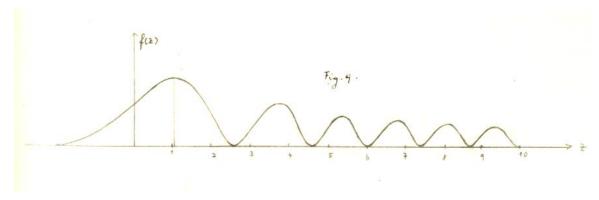
\_

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Bergmann/Schäfer I (1975) 469 f; Apolin 32 f; Stierstadt/Fischer, Teil I Mechanik, in: Bergmann/Schäfer I (1998) 713.

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> Bergmann/Schäfer I (1975) 469 f.

Eichler, Joachim: 2.Dispersion und Absorption des Lichtes, in: Bergmann/Schäfer III (1993) 203 ff; Gobrecht, Heinrich: II. Kapitel, Dispersion und Absorption des Lichtes, in: Bergmann/Schäfer III (1974) 199 f: "Die bisherigen Angaben über Brechzahlen gelten unter der stillschweigenden Voraussetzung, daß das benetzte Licht nur eine Frequenz oder Wellenlänge besitzt; denn jeder Stoff hat für die verschiedenen Wellenlängen des sichtbaren Gebietes eine andere Brechzahl. [...] Die genaue experimentelle Untersuchung dieser Erscheinungen verdankt man J. Newtons berühmten Arbeiten (1666-1672) über Optik. Läßt man durch eine kleine runde Öffnung O in der Wand eines verdunkelten Zimmers Sonnenlicht eintreten (Abb. II, 7), so entsteht auf der gegenüberliegenden Wand bei A ein weißer, runder Fleck. Bringt man in den Gang der Strahlen ein Glasprisma P mit horizontaler brechenden Kante, so erscheint statt des weißen Fleckens A ein vertikaler Farbstreifen RV, der die Reihe nach die Farben Rot, Orange, Gelb, Grün, Blau, Indigo und Violett enthält und dessen Breite gleich dem Durchmesser des vorher bei A entstandenen Fleckes ist. [...] Man nennt diese Zerlegung des weißen Lichtes Dispersion des Lichtes, das dabei auftretende Farbenband Spektrum, Die Farben Spektralfarben. Die einzelnen Farben des Spektrums können nicht weiter zerlegt werden; dies zeigte Newton in der Weise (Abb. II, 8), daß er das Spektrum auf einem Schirm S₁ auffing, der eine Öffnung O' enthielt, durch die z. B. gerade die gelben Strahlen hindurchtreten können. Hinter die Öffnung setzte Newton ein zweites Prisma P2, dessen brechende Kante derjenigen des ersten Prismas P1 parallel verlief. Dann wurden die durch P2 gehenden Strahlen auf dem zweiten Schirm S2 nicht wieder zu einem Farbband auseinandergezogen, sondern erzeugten dort lediglich einen runden gelben Fleck G'. Verdreht man das Prisma P1, so daß nur rote Strahlen durch die Öffnung O' gehen, so entsteht auf S<sub>2</sub> an der Stelle R' ein roter Fleck; sind die durch O' gehenden Strahlen violett, so werden sie zu einer bei V' liegenden violetten Fleck abgelenkt. Aus diesem Versuch folgt, daß die Spektralfarben nicht weiter zerlegbar sind, und das jeder Spektralfarbe eine bestimmte Wellenlänge und eine besondere Brechzahl zukommt; Licht einer Wellenlänge wird daher auch als einfarbig oder monochromatisch bezeichnet. [...] Wir haben bisher nur von einigen (sieben) Farben des Spektrums gesprochen."

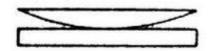
Dem analog brechen die Lichtstrahlen an runden Wassertropfen im Regentropfen und es entstehen die nämlichen 6/7 Farben<sup>4</sup>.



Außer der Anordnung des gebrochenen Lichtes in der Form einer geraden Linien hat Newton auch die Farbenzerlegung durch eine ringförmige Linse demonstriert, wobei statt den Linien kreisförmige farbige Ringe<sup>5</sup> entstanden sind.

"Newtons Farbenglas, eine Kombination einer ebenen Glasplatte und einer darauf gelegten schwach gekrümmten Linse [Abb. 1247]. Es entstehen durch die Interferenz der Lichtstrahlen, welche an der vordern und an der [266] hinter Fläche der zwischen beiden Gläsern befindlichen dünnen Luftschicht reflektiert worden, sind eine Reihe farbiger

Ringe *(Newtons Farbenringe)*, deren Mittelpunkt die Berührungsstelle der Gläser ist; in einfarbigem Licht zeigt sich der dunkle Fleck abwechselnd von hellen und dunkeln Ringen umgeben.<sup>w6</sup>



1247. Newtons Farbenglas

Die Farbringen Newtons sind sodann auch allgemein für elektromagnetischen Wellen nachgewiesen worden:

"Die Nobilischen Farbenringe bilden ein schätzbares Mittel, die Gesetze der Stromverzweigung in einem durch Zersetzung leitenden Körper experimentell zu studieren. Die Erzeugungsweise dieser Ringe ist folgende. Man übergießt eine Platte von Platin, vergoldetem Silber oder Neusilber mit einer Auflösung von Bleioxyd in concentrierter Kalilauge und lässt den Strom einer starken galvanischen Batterie durch die Spitze eines feinen in eine Glasröhre eingeschmolzenen Platindrahts in die Flüssigkeitsschicht ein- und durch die Platte austreten. Das Anion, Bleisuperoxyd nach Beetz, lagert sich dann auf der Metallplatte in einer zarten durchsichtigen Schicht ab, welche je nach der Entfernung von Eintrittspunkte des Stroms verschiedene Dicke besitzt, so dass die Platte nach Entfernung der Flüssigkeit Newton'sche Farbenringe zeigt. Aus diesen Farbenringen lässt sich dann

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup> Pirklbauer 5 ff, 32 ff; Raith, Elektromagnetismus, in: Bergmann/Schäfer II (1999) 384 f.

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup> Eichler, Joachim: 2.Dispersion und Absorption des Lichtes, in: Bergmann/Schäfer III (1993) 203 ff; Gobrecht, Heinrich: II. Kapitel, Dispersion und Absorption des Lichtes, in: Bergmann/Schäfer III (1974) 199 f

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup> Brockhaus' Kleines Konversations-Lexikon, Newtons Farbenglas, in: < URL >.

die relative Dicke der Schicht in verschiedenen Entfernungen bestimmen und hieraus mittelst des Faraday'schen Gesetzes, nach welchem die Menge der abgeschiedenen Substanz der durchgegangenen Electricitätsmenge allenthalben proportional sein muss, die Stromvertheilung beim Austritt aus der Flüssigkeit ableiten.

Der erste Versuch, die Stromvertheilung durch Rechnung zu bestimmen und das gefundene Resultat mit der Erfahrung zu vergleichen, ist von *E. Becquerel* gemacht worden. Derselbe hat vorausgesetzt, dass die Ausdehnung der Flüssigkeitsschicht gegen ihre Dicke als unendlich groß betrachtet werden dürfe, der Strom durch einen Punkt ihrer Oberfläche eintrete und sich nach den *Ohm*'schen Gesetzen in derselben ausbreite. Er glaubt nun bei diesen Voraussetzungen ohne merklichen Fehler die Strömungscurven als gerade Linien betrachten zu können und leitet aus dieser Annahme das Gesetz ab, dass die Dicke der niedergeschlagenen Schicht dem Abstande vom Eintrittspunkte umgekehrt proportional sein müsste, welches Gesetz er experimentell bestätigt habe.

Herr *Du-Bois-Reymond* hat dagegen in einem vor der physikalischen Gesellschaft zu Berlin gehaltenen Vortrage gezeigt, dass bei Voraussetzung gerader Strömungslinien die Dicke der in ihrem Endpunkte abgeschiedenen Substanz vielmehr dem Cubus ihrer Länge umgekehrt proportional sich ergibt und dadurch Herrn *Beetz* zu einer Reihe von dem Anschein nach bestätigenden Versuchen veranlasst, welche in Poggendorff's Annalen Bd. 71, S. 71 beschrieben sind und viel Vertrauen erwecken.

Die genaue Rechnung indessen lehrt, dass die Voraussetzung gerader Strömungslinien unzulässig ist und ein ganz falsches Resultat liefert. Allerdings sind die Strömungslinien, wenigstens bei größerer Entfernung ihres Austrittspunktes (da sie zwischen zwei sehr nahen Parallel-Linien liegen und höchstens einen Wendepunkt besitzen), in dem mittleren Theile ihres Laufes in beträchtlicher Ausdehnung sehr wenig gekrümmt; hieraus aber darf man keineswegs schließen, dass sie ohne merklichen Fehler durch gerade von ihrem Eintrittspunkte nach ihrem Austrittspunkte gehende Linien ersetzt werden können. Ich werde zunächst die bei genauer Rechnung aus den Voraussetzungen der Herren *E. Becquerel* und *Du-Bois-Reymond* fließenden Folgerungen entwickeln und schließlich auf die Versuche des Herrn *Beetz* zurückzukommen mir erlauben.

Ich nehme an, dass der Eintritt des Stromes in die durch zwei horizontale Ebenen begrenzte Flüssigkeitsschicht in einem Punkte stattfinde, und bezeichne für einen Punkt derselben den Horizontalabstand von Einströmungspunkt durch r, die Höhe über der unteren Grenzfläche durch z, die Erhebung seiner Spannung über die Spannung an der oberen Seite dieser Grenzfläche durch u. Ferner sei die Stärke des ganzen Stromes S, der specifische Leitungswiderstand der Flüssigkeit w, im Einströmungspunkt , an der Oberfläche . Es muss nun u als Function von r und z bestimmt werden; die Stromintensität im Punkte (r, 0), welcher nach dem Faradayschen Gesetz die gesuchte Dicke der dort niedergeschlagenen Schicht proportional sein muss, ist dann gleich dem Werthe von — in diesem Punkte.

Wird zunächst vorausgesetzt, dass die Ausdehnung der Flüssigkeitsschicht gegen ihre Dicke als unendlich groß betrachtet werden dürfe, so sind die Bedingungen zur Bestimmung von u

(1) für

<del>_</del> - <del>_</del> ;
(2) für , , ;
(3) für , ,— ;
(4) für , , endlich
(5) für , ,
oder ————————————————————————————————————
stetigen Function von <i>r</i> , <i>z</i> , je nachdem der Einströmungspunkt im Innern oder in der Oberfläche liegt.  Diesen Bedingungen genügt
oder wenn man zur Vereinfachung — annimmt:
Setzt man
so wird für ein gerades <i>n</i> der Coefficient und für ein ungerades
In letzterem Integral kann statt auch geschrieben werden. Führt
man für <i>t</i> als Veränderliche <i>tri</i> ein, so erhält man
<u> </u>
also
über all positiven ungeraden Werthe von <i>n</i> ausgedehnt.

Nimmt man an, dass die Flüssigkeit bei r=c begrenzt sei und zwar beispielshalber durch einen Nichtleiter, so muss für — werden und also zu dem oben erhaltenen Werth von u, der durch bezeichnet werden möge, noch eine Function hinzufügt werden, welche folgenden Bedingungen genügt

(1) für , ———————————————————————————————————
(3) für , ,— ;  (4) für , ,— —;  und überall stetig ist.  Den Bedingungen (1) bis (3) zufolge muss ebenfalls in der Form  — — — — —  darstellbar sein, und zwar fließt aus (1) für die Bedingung  — — — — — — — — — — — — — — — — — — —
(3) für , ,— ;  (4) für , ,— —;  und überall stetig ist.  Den Bedingungen (1) bis (3) zufolge muss ebenfalls in der Form  — — — — —  darstellbar sein, und zwar fließt aus (1) für die Bedingung  — — — — — — — — — — — — — — — — — — —
(4) für , , — —;  und überall stetig ist.  Den Bedingungen (1) bis (3) zufolge muss ebenfalls in der Form  — — — — —  darstellbar sein, und zwar fließt aus (1) für die Bedingung  — — — — — — —  Eine particuläre Lösung dieser Gleichung ist, wie schon bekannt,  — — — — — — — — — — — — — — — — — — —
und überall stetig ist.  Den Bedingungen (1) bis (3) zufolge muss ebenfalls in der Form  — — — — — — — — — — — — — — — — — — —
Den Bedingungen (1) bis (3) zufolge muss ebenfalls in der Form  — — — — — — — darstellbar sein, und zwar fließt aus (1) für die Bedingung  — — — — — — — — — — — — — — — — — — —
Eine particuläre Lösung dieser Gleichung ist, wie schon bekannt,  — —————
——————————————————————————————————————
eine andere erhält man, wenn man dasselbe Integral zwischen -1 und 1 nimmt; die allgemeinste ist
also, wenn und Constanten bedeuten,  — — — — — — — — — — — — — — — — — — —
oder wenn man
durch , durch
bezeichnet:
Die Entwicklung nach steigenden Potenzen von gibt
es wird also für unendlich und damit für $r = 0$ stetig bleibe, muss sein; ergibt sich

dann aus (4) gleich

	<del>_</del> _
	<del></del>
	<del>_</del>
mithin	
	<del></del>
	<del>-</del>
über positiven ungeraden Werthe von <i>n</i>	ausgedehnt.
	können für große Werthe von <i>q</i> die halbconvergenten
Reihen	Konnerral grose werthe verry die halbeerwergenten
Kellell	
	_
	<u> </u>
benutzt werden, welche indes ihren Wei	rth nur bis auf Bruchtheile von der Ordnung der Größe
geben; genügt diese Genauigkeit nicht,	so ist es wohl am zweckmäßigsten die Entwicklungen nach
steigenden Potenzen von q anzuwende	n.
Für hinreichend große Werthe v	von – erhält man also mit Vernachlässigung von Größen von
der Ordnung der Größe	
	<del></del> _
	<del></del>
und die Dicke der Schicht proportional	<ul><li>oder proportional</li></ul>
_	_
<del></del>	<u> </u>
	<del></del>
	<del></del>
Dieses Resultat bleibt im Allgemeinen a	uch richtig, wenn statt des Einströmungspunktes eine
beliebige Umdrehungsfläche als Kathod	le angenommen wird; denn für Werthe von $r$ zwischen $c$ und
demjenigen Werthe, bis zu welchem die	Bedingungen (1) bis (3) gültig bleiben, muss <i>u</i> auch dann
durch eine Reihe von der Form	
_	
	<del>_</del>
dargestellt werden. Eine Ausnahme wür	rde nur eintreten, wenn würde.
adigostoni moraoni Enio / taonamilo War	as har shareton, worm wards.

Die von Herrn *E. Becquerel* gemachte und von Herrn *Du-Bois-Reymond* in Wesentlichen beibehaltene specielle Voraussetzung ist die, dass die Kathode ein Punkt der Oberfläche, also sei; in diesem Falle ist, wie die geführte Rechnung zeigt, die Dicke der Schicht für große Werthe von – weder der Entfernung von Einströmungspunkte, wie Herr *Becquerel*, noch ihrem Cubus, wie Herr *Du-Bois-Reymond* gefunden hat, umgekehrt proportional, sondern sie nimmt mit wachsenden – vielmehr ab, wie eine Potenz mit dem Exponenten –, so dass

sich einem festen G	Grenzwerthe -	- schliesslich bis	zu jedem Gra	ıde nähert. Dageç	gen ist das Gesetz
des Herrn Du-Bois-	Reymond nicht	t bloß näherungsv	weise für groß	Se Werthe von –,	sondern strenge
richtig, wenn	ist, da sich als	sdann			
			<del>_</del>		=
auf					
und folglich					
		_		=	

reduciert. Die Vermuthung aber, aus welcher derselbe dieses Resultat abgeleitet hat, dass nämlich die Strömungslinien als gerade betrachtet werden dürften, bestätigt sich keineswegs. Die Gleichung der Strömungslinien ist

und zwar ist die Constante, multipliziert mit — wenn man das Integral so nimmt, dass es für r = 0 verschwindet, gleich dem innerhalb der Umdrehungsfläche (v = const.) fließenden Theile des Stromes. In unserem Falle also sind die Strömungslinien die in der Gleichung

enthaltenen Linien, welche Linien für alle größeren Werthe der const. Beträchtlich von einer geraden abweichen. Da *Herr Du-Bois-Reymond* zwar die Annahme macht, dass der Einströmungspunkt in der Oberfläche liege, seine ferneren Schlüsse aber nicht wesentlich auf diese Annahme stützt, so liegt wohl die Vermuthung nahe, dass bei den Versuchen des Herrn *Beetz*, welche eine nicht zu verkennende Annäherung an das Gesetz der Cuben ergeben, die Forderung des Herrn *Du-Bois-Reymond*, dass die Oberfläche der Flüssigkeit durch den Einströmungspunkt gehe, nicht berücksichtigt worden ist, sondern dass Herr *Beetz*, was zweckmäßiger sein dürfte, größere Flüssigkeitsmengen anwandte, so dass in der Reihe für —

die späteren Glieder oder doch ihre Summe gegen das erste vernachlässigt werden konnten. In diesem Falle würden die hübschen Versuche des Herrn *Beetz* wirklich als ein Beweis anzusehen sein, dass die Stromvertheilung nahezu nach den vorausgesetzten Gesetzen erfolgt. Sollte aber diese Vermuthung irrig sein, so wäre aus Herrn *Beetz* 's Versuchen zu schließen, dass noch andere Umstände bei der Berechnung der Stromvertheilung in Betracht zu ziehen sind, deren Ermittlung einer neuen experimentellen Untersuchung obliegen würde."<sup>7</sup>

Es sind in Riemann, Gesammelte mathematische Werke 63 ff Anmerkungen:

#### "Anmerkungen.

- (1) (Zur Seite 56) Es ist hier die Voraussetzung gemacht, dass die Spannung (das Potential) in der begrenzten Platte constant sei, oder, was damit gleichbedeutend ist, dass die Strömung über all senkrecht gegen die Grenzfläche erfolgt. Da die begrenzte Platte in den Versuchen von Metall ist, dessen Leitungsfähigkeit gegen die Flüssigkeit außerordentlich groß ist, so ist diese Annahme statthaft. Ein Bedenken dagegen würde nur dann zu erheben sein, wenn die Metallplatte sehr dünn wäre. (Vgl. eine Mitteilung des Herausgebers ,Ueber stationäre Strömung der Elektrizität in Platten' in den Nachrichten der Göttinger Gesellschaft der Wissenschaften 1889 Nr. 6.)
- (2) (Zu Seite 58.) Die Umformung

beruht auf dem Satze, dass bei der Integration einer Function complexen Arguments der Integrationsweg geändert werden darf, wenn dabei kein singulärer Punkt überschritten wird.

(3) (Zu Seite 59.) Die Reihenentwicklung für die Funktion f(q) und  $\phi(q)$  lassen sich auf elementarem Wege folgendermaßen ableiten.

Die beiden Funktionen

sind particuläre Lösungen der Differentialgleichung (auf Seite 58)

Integriert man diese Differenzialgleichung durch eine nach steigenden Potenzen von q fortschreitende Reihe, so erhält man, wenn man eine constanten Faxtor durch bestimmt,

<sup>&</sup>lt;sup>7</sup> Riemann, Zur Theorie der Nobili'schen Farbenringe, < URL > 1-8; Riemann, Gesammelte mathematische Werke, 55-62.

wenn man sich des Gaußschen Zeichens bedient, das für ein ganzzahliges m für die Bedeutung oder m! hat.
Eine zweite particuläre Lösung findet sich nun, wenn man  —
setzt und für u eine Potenzreihe von der Form
aus der Differentialgleichung ableitet.
Für die Coefficienten am erhält man die Recursionformel  —
und folglich, wenn man den ersten unbestimmt gebliebenen Coefficienten setzt,
<del>-</del>
worin die von Gauß eingeführte Function —— ist. (Gauss, Didq. circa ser. inf Werke Bd. III Seite 153.)
Setzt man also
so muss, wenn A, B, noch zu bestimmende Constanten sind,
sein. Die Werthe dieser Constanten erhält man aus q = 0. Es ist nämlich
und durch partielle Integration:
also

Also erhält man A = 1, B = 0 und in Uebereinstimmung mit der Formel des Textes f(q) = F(q).

(4) (Zu Seite 59.) Von beiden Seiten nach fallenden Potenzen von q fortschreitenden (halbconvergenten) Reihen erhält man die erste, einschließlich der Genauigkeitsgrenze, aus dem Integralausdruck

<del></del>
<del>-</del>
durch Entwicklung von — nach steigenden Potenzen von t nach dem Taylor'schen
Lehrsatz mit Rücksicht auf das Restglied. Die zweite dieser Formeln aber bot Schwierigkeiten,
die beide H. Hankel in seiner Arbeit über die Cylinderfunkctionen (Bd. I der Mathem. Annalen)
hervorhob. Zur Aufklärung sollen mit Bezugnahme auf eine Abhandlung des Herausgebers
(Zur Theorie der Bessel'schen Functionen, Mathem. Annalen Bd. XXXVII, S. 404) die folgende
Bemerkung hier Platz finden.
Definiert man mit Benutzung einer jetzt üblichen Bezeichnung zwei Functionen des
complexen Arguments x
_
wobei, um eindeutig zu bestimmen, – für reelle positive Werthe von x reell und die x-
Ebene durch einen längs des negativen Theils der reellen Achse verlaufenden Schnitt
begrenzt angenommen sei, so wird, indem wie q als reell und positiv voraussetzen,
begrenzt angenommen sei, so wird, indem wie q als reeli und positiv voraussetzen,
- <del>-</del>
In der oben erwähnten Arbeit sind zwei Functionen
<del>-</del>
<u> </u>
definiert, durch die sich , und folglich auch , ausdrücken lassen:
<del>-</del>
<del>-</del>
Nun folgt aug Art. V der genannten Abbendlung, dess wenn
Nun folgt aus Art. X der genannten Abhandlung, dass, wenn , durch
die endliche Reihen

ersetzt werden, der Fehler für ein reelles positives  ${\bf q}$ , sofern  ${\bf n}$  < 4 ${\bf q}$  und nicht zu klein ist, etwa von der Größe

oder, wenn man mit der willkürlichen Zahl n möglichst nahe an 4q herangeht,

\_

ist. Mit gleicher Genauigkeit kann man also auch

\_ \_

durch dieselbe Ausdrücke darstellen, in Uebereinstimmung mit den Formeln des Textes.

Es darf hier natürlich der Begriff der halbconvergenten Reihe nicht in dem beschränktem Sinne gebraucht werden, wonach die Summe der n echten Glieder einem bestimmten Werthe so sich nähert, dass der Unterschied immer kleiner ist als das zuletzt hinzugefügte Glied. Eine divergente Reihe mit nur positiven Gliedern kann selbstverständlich jeden positiven Werth in dem Sinne genähert darstellen, dass der Werth der Summe den darzustellenden Werth durch Hinzufügung eines weiteren Gliedes überschreitet, und dass also, wenn man unmittelbar vor oder nach diesem Gliede abbricht, der Fehler kleiner ist als dies Glied, und dann wieder fortwährend wächst. Es kommt also nur darauf an, die am zweckmäßigsten anzuwendende Gliederzahl und die ungefähre Größe des letzten dieser Glieder zu ermitteln. In dem vorliegenden Fall ist dieser Zweck erreicht, wenn man die Gliederzahl n möglichst nahe an 4g heranrückt."8

#### ..Nobilis

Farbenringe, schöne, verschiedenfarbige Gürtel, [\* 3] welche man nach Nobili (1826) erhält, wenn man eine horizontal auf den Boden eines Gefäßes gelegte, mit dem positiven Pol einer galvanischen Batterie verbundene Silberplatte (silberplattierte Kupferplatte) mit einer Lösung von essigsaurem Blei [\* 4] (Bleizucker) übergießt und in die Lösung einen mit dem negativen Pol verbundenen vertikalen Platindraht eintaucht; der Sauerstoff, welcher sich durch Elektrolyse [\* 5] an der positiven Platte abscheiden sollte, oxydiert das Blei der Lösung zu Bleisuperoxyd, welches sich auf der Platte als dünner, durchsichtiger Überzug absetzt, der unmittelbar unter dem negativen Platindraht am dicksten ist und von da, ringsum nach außen hin dünner werdend, in immer weitern Kreisen sich ausbreitet.

Diese dünne Schicht zeigt nun Interferenzfarben (Farben dünner Blättchen, Newtons [\* 6] Farbenringe), welche, weil jeder andern Dicke ein andrer Farbenton entspricht, als bunte, kreisförmige Ringe den durch den Platindraht bezeichneten Mittelpunkt konzentrisch umgeben. Man benutzt solche mit Interferenzfarben prangende Überzüge, um allerlei kleine Metallgegenstände, wie Aschenbecher, Tischglocken etc., durch Elektrolyse zu schmücken, und nennt dieses Verfahren Galvanochromie oder Metallochromie (s. Galvanische [\* 7] Färbung). In neuester Zeit hat Guébhard kompliziert derartige

<sup>&</sup>lt;sup>8</sup> Riemann, Gesammelte mathematische Werke, 63-66.

Ringsysteme dargestellt, indem er der verschiedenartig begrenzten Metallplatte Pole in verschiedener Anzahl und Gruppierung gegenüberstellte. Die farbigen Kurven, die man jedesmal erhält, sind die Linien gleicher Dichte der aus der Flüssigkeit in die Metallplatte eintretende Strömung; sie sind in ihrem Aussehen ähnlich den Linien gleicher Spannung (gleichen Potenzials), welche sich in der Metallplatte ergeben würden, wenn die Poldrähte unmittelbar auf dieselbe ausgesetzt würden.

Ende Nobilis Farbenringe weiter

gegenüberstellte. Die farbigen Kurven, die man jedesmal erhält, sind die Linien gleicher Dichte der aus der Flüssigkeit in die Metallplatte eintretende Strömung; sie sind in ihrem Aussehen ähnlich den Linien gleicher Spannung (gleichen Potenzials), welche sich in der Metallplatte ergeben würden, wenn die Poldrähte unmittelbar auf dieselbe ausgesetzt würden."

Die Nobilis Farbenringe sind also analog den Newtonschen Farbenringen und ahmen diese nach, ähnlich wie die Farbenringe die Entsprechung der Farbenstreifen bei der Brechung des Lichtes durch die Prisma – in einer Linie – sind<sup>10</sup>.

"Newton Abbot - Newtonsche Farbenringe

\_

<sup>&</sup>lt;sup>9</sup> Meyers Lexikon '88: Nobilis Farbenringe, Seite 12.204, in: < URL >.

<sup>&</sup>lt;sup>10</sup> Göbrecht, Heinrich: II. Kapitel, Dispersion und Absorption des Lichtes, in: Bergmann/Schäfer III (1974) 199 f: "Die genaue experimentelle Untersuchung dieser Erscheinungen verdankt man J. Newtons berühmten Arbeiten (1666-1672) über Optik. Läßt man durch eine kleine runde Öffnung O in der Wand eines verdunkelten Zimmers Sonnenlicht eintreten (Abb. II, 7), so entsteht auf der gegenüberliegenden Wand bei A ein weißer, runder Fleck. Bringt man in den Gang der Strahlen ein Glasprisma P mit horizontaler brechenden Kante, so erscheint statt des weißen Fleckens A ein vertikaler Farbstreifen RV, der die Reihe nach die Farben Rot, Orange, Gelb, Grün, Blau, Indigo und Violett enthält und dessen Breite gleich dem Durchmesser des vorher bei A entstandenen Fleckes ist."

fremder Hand, jedoch mit seiner Zustimmung, veröffentlicht (Lond. 1711). Hinsichtlich des Streits, in
den R. 1712 mit Leibniz über die Erfindung des Infinitesimalkalküls geriet, steht jest fest, daß jeder unabhängig von dem andern auf seine Methode ge-kommen ist. Die Briefe, worin jeder das frühere Dasein seiner Erfindung behauptet hat, sind in dem »Commercium epistolicum « (Lond. 1712) gesammelt. Auch über chronologische Gegenstände hat n. scharf= finnige Untersuchungen angestellt und ein eignes Werk verfaßt, welches unter dem Titel: »The chronology of ancient kingdoms amended « (Lond. 1728; beutsch, hildburgh. 1745) erschien. Bon geringerer Bedeutung find seine metaphysischen Sypothesen. In seinen »Ad Danielis prophetae vaticinia, nec non S. Johannis Apocalypsin observationes« (1736) ver-irrte sich sein klarer Geist in mystische Träumereien; überhaupt waren religiöse Betrachtungen in ben fpa= tern Lebensjahren eine von Newtons hauptbeschäftigungen. Seit dem Berluft seines Laboratoriums und eines Teils seiner Manustripte durch eine Feuersbrunft scheint er den Wiffenschaften entfremdet worben zu fein, und es finden fich aus diefer Beit eigent= lich nur brei neue Arbeiten von ihm, nämlich eine Abhandlung über Temperatur (1701), eine Entwickelung ber Ibeen, welche Sablen nachher burch feinen Spiegelsextanten realisiert hat, und endlich eine Auflösung des von Joh. Bernoulli vorgelegten Problems über die Brachistochrone oder die Linie der fürzesten Fallzeit. Er ftarb 31. März 1727. Sein Leichnam ward in ber Bestminfterabtei beigesett. Seine Familie ließ ihm 1731 ein prächtiges Denkmal errichten; im Trinity College zu Cambridge wurde 1755 feine Marmorstatue aufgestellt. Seine Berke wurden lateinisch von Horsley (Lond. 1779—85, 5 Bbe.) herzausgegeben. Sein Leben beschrieb Brewster (Lond. 1832, neue Ausg. 1881; deutsch, Leipz. 1833), der auch die »Memoirs of the life, writings and discoveries of Sir I. N. «(2. Aust., Sdinb. 1860) herausgab. Sodlestone veröffentlichte feine »Correspondence« (Lond. 1850).

2) Charles Thomas, engl. Archaolog, geb. 1816, ward in Shrewsbury und Oxford gebildet und war 1840—52 in der archäologischen Abteilung des Bri-tischen Museums angestellt. In letterm Jahr ließ er sich, um im Archipel und an den Küsten von Kleinasien Ausgrabungen zu machen, als Bizekonsul nach Mytilene versetzen. Nach einigen Jahren der Forsichung entdeckte er bei Budrun das Mausoleum der Artemisia und machte Ausgrabungen auf Knidos und zu Branchidä in den Jahren 1856—59, die für das Britische Museum eine reiche Ausbeute ergaben. Im Mai 1860 ward er jum britischen Konful in Rom, 1861 zum Inspektor ber römischen und griechischen Altertumer am Britischen Museum ernannt. Er veröffentlichte: »Discoveries at Halicarnassus, Er veroffentlichte: »Discoveries at Halicarnassus, Cnidus and Branchidae« (20nd. 1862); »Travels and discoveries in the Levant« (1865, 2 Bde.); »The antiquities of Cyprus, discovered by L. Palma di Cesnola« (1873); »Description of the Castellani collection« (1874); »Essays on art and archaeology« (1880; darauß überfeht von Imelmann: »Die griechischen Inschrießen, hannon. 1881).

Newton Abbot (fpr. njuht'n abbott), Stadt in Devon-shire (England), 20 km südlich von Exeter, hat Gisen-

bahnwerkstätten und (1881) 9826 Einw.

Newton Death (fpr. njuht'n hibth), Fabrifftadt in Lancashire (England), dicht bei Manchester, mit Seiben- und Baumwollwarenfabriken, chemischen Fabri-ken, Kattundruckereien und (1881) 29,189 Einw.

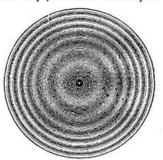
Newton in Materfield (fpr. njuht'n in mehterfild), Fa=

brifftabt in Lancashire (England), 8 km nördlich von Warrington, hat Gisengießereien, Zudersiedereien, Bapiermühlen, große Werkstätten der Nordwestbahn und (1881) 10,580 Einw.

Rewtoniche Farbenringe (Farben bunner Blätt: den). Gießt man ein wenig Terpentinöl auf Waffer, so breitet es sich zu einem dunnen, in prachtvollen Farben spielenden häutchen aus; ähnliche Farben beobachtet man an alten, durch Berwitterung blind geworbenen Fenfterscheiben, besonders schön aber an Seifenblasen. Sie zeigen sich überhaupt an dünnen burchfichtigen Schichten jeder Art und werben baber Farben dünner Blättchen genannt. Fallen Lichts strahlen auf eine dünne Schicht, so wird ein Teil ders selben an der Obersläche zurückgeworsen, ein großer Teil aber dringt in das Blättchen ein und wird an der untern Fläche ressektiert. Die an der Hinter-fläche zurückgeworsenen Strahlen folgen den an der Vorderfläche reflektierten nach und vereinigen sich mit ihnen in unserm Auge. Jene aber haben, indem fie die Dide des Blättehens hin und gurud durchliefen, eine Berzögerung erlitten und zwar eine um so größere, je dicker das Blättigen ist. Nun weiß man, daß das Light in einer Wellenbewegung befteht; zwei zusammentreffende Lichtstrahlen werden sich baher gegenseitig aufheben ober verstärken, je nachdem ihr Gangunterschied eine ungerade ober ge= naddem ihr Sangunterschied eine ungerade der gerade Anzahl von halben Wellenlängen ausmacht. Man weiß aber ferner, daß die Wellenlängen der im weißen Licht enthaltenen Farben verschieden sind. Ist nun die Dicke des Blättchens z. B. derart, daß der Gangunterschied anderthalb Wellenlängen des grünen Lichts beträgt, fo werden die längern roten Wellen nur um eine, die fürzern violetten Wel-Ien aber um zwei Bellenlängen verzögert. Die grünen Strahlen lofden fich baber gegenseitig aus, bie roten und violetten aber nicht, und bas Blätichen

zeigtunserm Augeeine aus Rot und Biolett gemischte Purpurfar= be. Je nach ber Dicke bes Blättchens wer: ben immer andre Farben aus bem zurück= geworfenen Licht ge= tilgt und baburch bie mannigfaltigften

Farbenmischungen hervorgebracht. Ift baher die durchsichtige Schicht nicht überall gleich dick, so erscheint



Newtons Farbenringe.

fie vielfarbig gestreift; bei einer Seifenblase z. B. fieht man ihre oberfte bunnfte Stelle von Ringen umgeben, welche im lebhaftesten Farbenschimmer er-glänzen. Man kann diese Newtonschen Farben = ringe dauernd hervorrufen, wenn man eine flache Konverlinse auf eine ebene Glasplatte legt und etwas anpreßt (Newtons Farbenglas); man erhält so zwischen den beiden Gläsern eine dünne Luftschicht, welche vom Berührungspunkt nach außen an Dicke allmählich zunimmt und um diesen Punkt herum die farbigen Ringe in regelmäßiger Anordnung zeigt (j. Figur). In der Mitte erscheint im ressettierten Licht ein schwarzer Fleck, welcher von konzentrischen farbigen Ringen umgeben ift, die nach außen hin immer ichmaler und matter werben. Die gum erften, zweiten, britten 2c. Ring gehörigen Farben bezeichnete Newton als Farben erster, zweiter, britter 2c. Ordnung. Diese Farben sind:

#### Newtonsche

**Farbenringe** (Farben dünner Blättchen). Gießt man ein wenig Terpentinöl auf Wasser, so breitet es sich zu einem dünnen, in prachtvollen Farben spielenden Häutchen aus; ähnliche Farben beobachtet man an alten, durch Verwitterung blind gewordenen Fensterscheiben, besonders schön aber an Seifenblasen. Sie zeigen sich überhaupt an dünnen durchsichtigen Schichten jeder Art und werden daher Farben dünner Blättchen genannt. Fallen [\* 5] Lichtstrahlen auf eine dünne Schicht, so wird ein Teil derselben an der Oberfläche zurückgeworfen, ein großer Teil aber dringt in das Blättchen ein und wird an der untern Fläche reflektiert.

Die an der Hinterfläche zurückgeworfenen Strahlen folgen den an der Vorderfläche reflektierten nach und vereinigen sich mit ihnen in unserm Auge. [\*6] Jene aber haben, indem sie die Dicke des Blättchens hin und zurück durchliefen, eine Verzögerung erlitten und zwar eine um so größere, je dicker das Blättchen ist. Nun weiß man, daß das Licht [\*7] in einer Wellenbewegung [\*8] besteht; zwei zusammentreffende Lichtstrahlen werden sich daher gegenseitig aufheben oder verstärken, je nachdem ihr Gangunterschied eine ungerade oder gerade Anzahl von halben Wellenlängen ausmacht.

Man weiß aber ferner, daß die Wellenlängen der im weißen Licht enthaltenen Farben verschieden sind. Ist nun die Dicke des Blättchens z. B. derart, daß der Gangunterschied anderthalb Wellenlängen des grünen Lichts beträgt, so werden die längern roten Wellen [\* 9] nur um eine, die kürzern violetten Wellen aber um zwei Wellenlängen verzögert. Die grünen Strahlen löschen sich daher gegenseitig aus, die roten und violetten aber nicht, und das Blättchen zeigt unserm Auge eine aus Rot und Violett gemischte Purpurfarbe. Je nach der Dicke des Blättchens werden immer andre Farben aus dem zurückgeworfenen Licht getilgt und dadurch die mannigfaltigsten Farbenmischungen hervorgebracht.

Ist daher die durchsichtige Schicht nicht überall gleich dick, so erscheint sie vielfarbig gestreift; bei einer Seifenblase z. B. sieht man ihre oberste dünnste Stelle von Ringen umgeben, welche im lebhaftesten Farbenschimmer erglänzen. Man kann diese Newtonschen Farbenringe dauernd hervorrufen, wenn man eine flache Konvexlinse auf eine ebene Glasplatte legt und etwas anpreßt (Newtons Farbenglas); man erhält so zwischen den beiden Gläsern eine dünne Luftschicht, welche vom Berührungspunkt nach außen an Dicke allmählich zunimmt und um diesen Punkt herum die farbigen Ringe in regelmäßiger Anordnung zeigt (s. *Figur*). In der Mitte erscheint im reflektierten Licht ein schwarzer Fleck, welcher von konzentrischen farbigen Ringen umgeben ist, die nach außen hin immer schmäler und matter werden. Die zum ersten, zweiten, dritten etc. Ring gehörigen Farben bezeichnete Newton als Farben erster, zweiter, dritter etc. Ordnung. Diese Farben sind:

#### [\* 2] ^[Abb.: Newtons Farbenringe.] ¶

Fortsetzung Newtonsche Farbenringe: weiter

24 Feb 2007,

\* 10 Seite 12.119.

1. Ordnung: schwarz, blaßblau, weiß, gelb, orange, rot.

2. – violett, blau, gelblichgrün, gelbrot.

- 4. bläulichgrün, gelblichrot, schwach rot.
- 5. schwach grün, weiß, schwach rot.

Im durchfallenden Licht zeigt das Farbenglas ebenfalls ein Ringsystem, dessen Farben jedoch weniger gesättigt sind; seine Mitte ist weiß, und die Farben der Ringe sind der Reihe nach komplementär zu denjenigen der reflektierte Ringe. Letztere entstehen durch die Interferenz je zweier Strahlen, von denen der eine an der vordern, der andre an der hintern Grenzfläche der zwischen Linse [\*11] und Glasplatte enthaltenen Luftschicht reflektiert worden ist

#### Newtonsche

Farbenscheibe (Farbenkreisel), eine kreisförmige Scheibe, welche in sieben Kreisausschnitte geteilt ist, die derartig mit den Farben des Spektrums bemalt sind, daß diese in derselben Reihenfolge erscheinen und dieselbe Fläche einnehmen wie im Spektrum. Wird diese Scheibe in sehr schnelle Rotation versetzt, so erscheint sie grauweiß, weil die von jedem Lichteindruck herrührende Lichtempfindung auf der Netzhaut des Auges einige Zeit nachdauert und mithin derselbe Effekt erzielt wird, als wenn die Farben des Spektrums vereint auf die Netzhaut fielen. Nach der Theorie sollte man reines Weiß erhalten, indes zeigen die anzuwendenden Farbstoffe niemals ganz reine Farben, und es ist auch nicht möglich, sie genau in dem Verhältnis wie im Spektrum aufzutragen. Bei abweichender Auswahl und Verteilung der Farbstoffe erhält man Mischfarben.

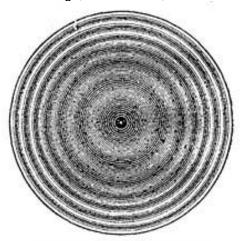
"Nobilis\*

Wie aus früheren Mittheilungen erhellt, hatte Du

Furbtnriiig\* m

Bois-Reymond (2) eine mathematische Ableitung der Nobili'schen Farbenringe gegeben, woraus sich, unter Voraussetzung gerader Strömungslinien, ergab, dafs die Dicken der niedergeschlagenen Schichten sich umgekehrt wie die dritten Potenzen der Längen jener Strömungslinien verhalten, dann wenigstens, wenn die Polspitze fein genug gewählt wurde. Messende Versuche von Beetz (3) hatten eine gute Uebereinstimmung mit diesem Näherungsgesetze ergeben. Es hat nun Riemann (4) den Gegenstand aufs [...] Neue theoretisch behandelt , dabei die vereinfachende An-[...]nahme gerader Strömungslinien nicht gemacht, vielmehr gezeigt, dafs die Strömungslinien durch die Gleichung: [...]ausgedrückt sind, worin er die Lage des von dem Einströmungspunkt auf die horizontale Platte gefällten Perpendikels, z die auf diesem gezählte Abscisse, r die zu dieser Abscisse gehörige Ordinate

<sup>&</sup>lt;sup>11</sup> Meyers Lexikon '88: Newtons Farbenringe, Seite 12.118, in: < URL >:



Newtons Farbenringe.

bezeichnet. Nimmt man die Richtung von r in horizontalem Sinne beliebig, so gehört die obige Gleichung einer Umdrehungsfläche an, welche sich sehr merklich von den von Du Bois angenommenen geraden Kegelflächen unterscheidet In dem Falle, wenn der Kathodenpunkt in der Oberfläche der Flüssigkeit liegt, erhält man nach Riemann für größere Werthe von der Dicken der Schichte nicht den dritten [...] Potenzen ihrer Entfernung vom Einströmungspunkt umgekehrt proportional, wie nach Du Bois, sondern man findet, dafs dieselben mit wachsendem abnehmen, wie eine Potenz mit dem Exponenten, so dafs der Logarithme der Schichtendicke dividirt durch diesen Exponenten einem festen Grenzwerthe : ^- schliefslich beliebig nahe kommt. Dafs nun die Versuche von Beetz, ungeachtet jener abweichenden Gesetze, der DuBois-Reymond'schen Theorie so genau entsprechen, hält Riemann für ein zufälliges Zusammentreffen, indem Beetz wahrscheinlich die von Du Bois geforderten Bedingungen nicht erfüllt habe. - Beetz (1) weist in einer Erwiderung, in welcher er die gröfsere Vollkommenheit der Theorie übrigens anerkennt, nach, dafs unter den Umständen,

- (1) Pogg. Ana. XCVIi, 22.
- |36 Physik und physikalische Chemie.

unter welchen er experimentirte, nämlich dann, wenn die Einströmungsspitze in einem sehr kleinen, in den Formeln zu vernachlässigenden Abstand von der Platte sich befand, beide Theorieen fast identische Werthe der Ringhalbmesser liefern, mit Ausnahme allein des änfsersten Ringes; dafs aber bei gröfserem Abstand der Polspitze von der Platte der nachtheilige Einflufs der Vernachlässigung der gekrümmten Gestalt der Strömungslinien sich merklicher geltend mache. Die Versuchsresultate von Beetz für diesen letzten Fall schliefsen sich sehr gut an die Riemann'sche Theorie, und nur unvollkommen an diejenige von Du Bois-Reymond an.

#### tt 2352£.

Jamin (1) beschreibt einen von ihm sogenannten Interferencialrefractor, dessen Einrichtung auf dem Princip der Farben dicker Platten beruht. Eine Parallelplatte aus ganz reinem Glase wird in zwei Theile zerschnitten, der eine Theil wird auf einem Gestelle befestigt und damit ein Bündel paralleler Strahlen aufgefangen. Die an der Vorderfläche und die nach einmaligem Durchgang an der Hinterfläche reflectirten Strahlenantheile, welche mit a und a x bezeichnet werden sollen, werden, nachdem sie auf eine gewisse Ent- fernung durch die Luft gegangen, mit dem zweiten Theil der Glasplatte, welche der ersteren parallel gerichtet ist, aufgefangen; a spaltet sich in zwei Theile b und b', welche an der Vorder- und Hinterfläche der zweiten Platte reflectirt werden, ebenso a, in zwei Theile b t und b',. Die Strahlen b' und b x decken sich nach der zweiten Reflexion nicht nur in Richtung, sondern sind auch an Intensität einander gleich; sie haben gleiche Dicken in Luft und Glas durchlaufen und befinden sich demnach in gleicher Phase.

Neigt man aber die beiden Platten, welche bis jetzt parallel angenommen wurden, gegeneinander mehr und

(1) Compt rend. XLH, 482; Instit. 1856, 97; Arch. ph. nat. XXXII, 66; Pogg. Ann. XCVm, 846; Cimento m, 138.

#### Optik. 137

mehr, so decken sich jene beiden Strahlen nicht mehr genau, and man beobachtet, wenn die Oesammtheit des von der zweiten Platte reflectirten Lichtes mit dem Auge aufgefangen wird, abwechselnd helle und dunkle Streifen. Dieses Interferenzphänomen erfordert keine Begrenzung des auffallenden Lichtbüschels (man kann mit der ersten Platte Wolkenlicht auffangen), noch sonstige Apparate und Vor- kehrungen; es besteht aus beliebig breiten, fest an den Platten haftenden Streifen, und kann mit Bequemlichkeit zu einer Menge interessanter Untersuchungen gebraucht werden\*

Läfst man auf das erste Glas durch ein geeignetes Diaphragma ein paralleles Lichtbüschel fallen, so verdoppelt sich dieses zu zwei an der ersten und der zweiten Fläche der Platte reflectirten Bündeln, welche man nun durch zwei getrennte Röhren von beliebiger Länge gehen lassen kann, und die sich dann nach der Reflexion an der zweiten Platte decken und Fransen geben. Man kann auch in der Bahn der interferirenden Büschel zwischen den beiden Spiegeln irgend eine geraderandige Platte inmitten eines flüssigen oder gasförmigen Mediums anbringen, so dafs einer der Strahlen die Platte streift, der andere davon entfernt bleibt £8 verräth dann eine Verschiebung der Fransen am Rande des von dem opaken Körper geworfenen Schattens, ob in der Nähe der Platte eine physische oder chemische Modification des flüssigen oder gasförmigen Mediums stattgefunden hat.

Jamin zählt einige Beispiele der Anwendung auf. Wenn man in die Bahn des Lichtes einen Trog mit parallelen Wänden mit Wasser gefüllt stellt und in das Wasser einen löslichen festen Körper eintaucht , so ' findet im ersten Augenblick eine Verringerung der Geschwindigkeit des den Rand jenes Körpers streifenden Lichtes statt. So kann man den Effect selbst der Lörfichkeit von Zink, Blei und Eisen in lufthaltigem Wasser wahrnehmen. Bei der Electrolyse ändert sich die Dichtigkeit und Lichtgeschwindigkeit

I&twftarentUtofraetor.

|36 Physik und physikalische Chemie.

uSüSSÜ. an der Fläche der Electroden. In Kupfervitriollösung z. B. nimmt die Dichte am positiven Pol zu, am negativen ab. — Die geringste Temperaturveränderung z. B. des Wassers durch den Strom eines Ruhmkor ff sehen Apparates, erregt durch Ein B uns en'sches Element, verräth sich durch eine Abänderung der Fransen. — Wenn man zwei fast bis zur Berührung genäherte Armaturen eines Electromagneten in eine Lösung von Eisenvitriol taucht, so erfolgt eine Abänderung der Fransen im Augenblicke, in welchem der Strom eingeleitet wird, weil die Theile des Eisensalzes von den Polen angezogen werden, das Wasser abgestofsen wird. — Ein Krystall eines Salzes in eine Lösung desselben Salzes gebracht, zieht nach Ja min die Salztheile aus beträchtlicher Entfernung an und concentrirt (?) die Lösung, und nur unmittelbar an seiner Oberfläche erschöpft er die Lösung durch fortwährende Kristallisation.

In einer folgenden Abhandlung theilt Jamin (1) eine weitere Anwendung mit, welche er von dem Interferentialrefractor gemacht hat. Er bemerkt, dafs die Emissionstheorie des Lichtes verlange, dafs die brechende Kraft eines Mittels, dividirt durch die Dichte, das sogenannte speeifisebe Brechungsvermögen, bei Aenderungen der Dichte, wie sie z. B. die Erhöhung der Temperatur mit sich bringt, constant bleibe, während nach der Undulationstheorie zwar die Brechungscoefficienten sich mit der Temperatur ändern müssen, ohne dafs aber ein bestimmtes Gesetz dieser Aenderung aus der Theorie folge. Bei den Gasen, wo die Dichte so grofse Aenderungen zuläist, sind die Brechungscoefficienten an sich so gering, dafs es schwer ist, dieselben genau genug zu bestimmen, um über das Stattfinden der erwähnten Gesetzmäfsigkeiten entscheiden zu können. Bei den tropfbarflüssigen und starren Körpern

(1) Compt. rend. XLTII, 1191; Instit. 1856, 458; Arch. ph. nat. XXXIV, 299; Pogg. Ann. C, 478.

steht dagegen die geringe Veränderlichkeit dar Dichte im tUMW) tort Wege\* Das Wasser ist» wie Ja min bemerkt, am Meisten zu die obige Frage entscheidenden Versuchen geeignet, weil es bei 4° ein Maximum der Dichte besitzt, und diesem demnach, wenn das specifische Brechungsvermögen unveränderlich sein sollte, ein Maximum des Brechungscoefficienten entsprechen müfste. Versuche mit dem Interferentialrefractor, bei welchen die beiden interferirenden Strahlenbü&chel durch Wassersäulen geleitet wurden, deren eine allmälig von auf 30° erwärmt wurde, während die Temperatur der andern bei 0° erhalten wurde, ergaben, dafs die Brechungscoefficienten des Wassers mit zunehmender Temperatur regelmässig abnahmen, ohne dafs sich bei 4° etwas Besonderes darbot Folgende Interpolationsformel schliefst sich an die Werthe der Brechungscoefficienten im bezeichneten Temperaturintervall an:

n t bs n. - (0,000012678) t - (0,000001929) t 1 .

Der Brechungscoefficient des Eises ist merklich geringer, als derjenige des Wassers, und der Uebergang ist, wie Ja min gefunden zu haben angiebt, ein continuirlicher, so dafs das Wasser einen Maximumspunkt auch der Brechungscoefficienten hat, nur dafs dieser bei 0° anstatt bei 4° liegt. Auf keinen Fall bewährt sich die Gonstanz des specifischen Brechungsvermögens."12

Das Thema findet in unseren Tagen neue Aufmerksamkeit aufgrund der praktischen Anwendbarkeit der Newtonringe bei der Vermessung und Justierung von Hohlspiegeln.

,,

### Interferogramm im Krümmungsmittelpunkt oder in RoC = Radius of Curvature

Einen guten Autokollimations-Spiegel zu bekommen, ist nicht leicht, und zudem sehr, sehr teuer, wenn man dazu ein Certifikat haben möchte. Und selbst wenn das alles stimmt, dann kann man die Genauigkeit dieses Spiegels über eine falsche Lagerung deutlich beeinflussen. Da glaubte vor langer Zeit ein Astro-Händler - - damals Gräfelfing, er könnte den Planspiegel mit drei Punkten auf einer Holzplatte fixieren, was ihm aber die Holzplatte verübelte ...

Um dieses Manko zu beseitigen, testet man ohne Kollimations-Spiegel im RoC eines Rotations-Paraboloids, (was auch eine Ellipse oder Hyperbel sein könnte) und braucht dazu aber dann exakt den Radius auf der Achse, und genauso exakt den opt. wirksamen Spiegeldurchmesser. Und das nützt auch nur wieder, wenn das Igramm kanten-scharf ist, weil bereits ein Pixel den Strehl

<sup>&</sup>lt;sup>12</sup> Liebig/Kopp, Jahresbericht Über die Fortschritte der Chemie, in: < URL >.

verändern kann. Und genau diese Probleme erschweren die RoC-Auswertung wieder und machen sie unscharf. Der dabei jedoch auftretende Hauptfehler ist der Astigmatismus, als "Strehl-Killer" Nr. 1. Deswegen kann es sehr sinnvoll sein, sich mit diesem Astigmatismus etwas eingehender zu befassen.

Bei großen und dünnen Spiegeln kumulieren sich also alle die gerade aufgezählten Probleme, und so geht

man freiwillig in den RoC Testaufbau, um zunächst auf Astigmatismus zu prüfen. Und weil der ja über die

Lagerung induziert/eingeführt werden kann, dreht man den Newton f/4 Spiegel und erkennt, daß sich der

Astigmatismus mitdreht - ein sicheres Zeichen, daß er zum Spiegel gehört. In der Pos 0 verformen sich

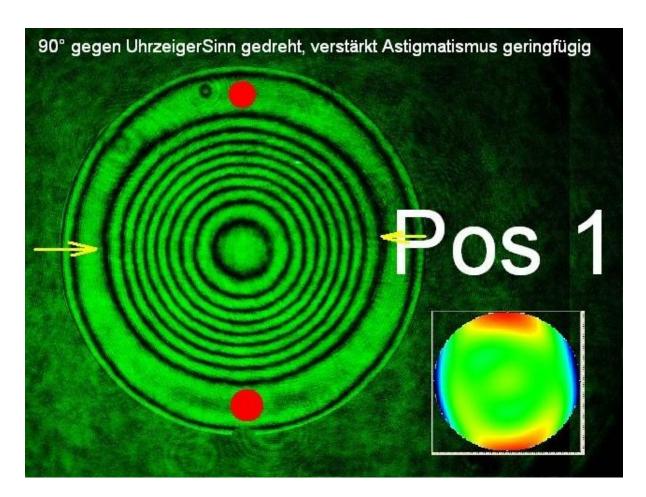
die Ringe horizontal-elliptisch (extrafokal) in Pos 1 vertikal-elliptisch (extrafokal) Dabei überlagert sich

jedoch der lagerungs-bedingte Astigmatismus mit dem spiegel-eigenen Astigmatismus.

Astigmatismus: in Pos 0 horizontal Astigm = L/5.8 oder Strehl = 0.979 also vergleichweise gering, aber nachweisbar.



Astigmatismus: in Pos 1 Vertikal = L/2.3 oder Strehl = 0.874 und damit deutlicher: Beide über AtmosFringe ermittelt.



Dünne Spiegel fallen wie ein Pizza in sich zusammen, indem sie der Schwerkraft folgen. Wenn nur der

spiegelbedingte Astigmatismus so liegt, daß die Punkte 09:00 und 15:00 Uhr hervorspringen, dann

kompensiert dieses Zusammenfallen diesen Astigmatismus mit Gegendruck, wie man in der Abbildung

Pos 0 sehen kann. Dieser Vorgang läßt sich zusätzlich dadurch variieren, indem man die beiden

120° Lagerungs-Punkte nach vorne zur Spiegelkante schiebt. Dadurch "fällt" der Spiegel mit seinem

Eigengewicht nach hinten, wo er mit einer kleinen Kraft oben gegen die Rückwand drückt, die zusätzlich

gegen den Astigmatismus drückt. In einem solchen Fall bekommt man als Astigmatismus L/6.2 PV

oder einen Strehl von 0.981, also noch etwas geringer, als er ohnehin in dieser Pos 0 im Gleichgewicht

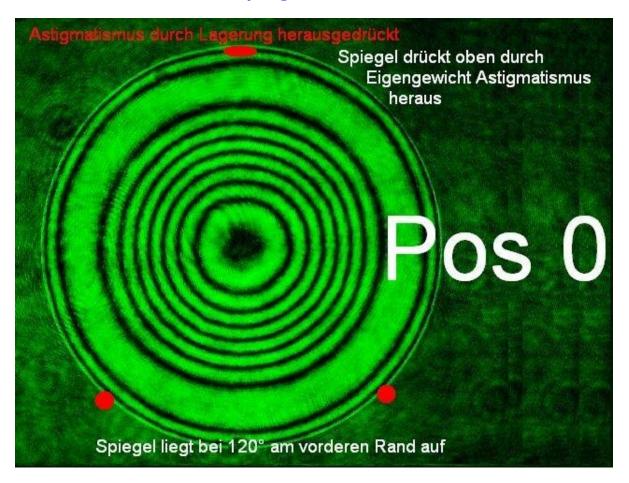
hat. In Pos 1 beobachtet man den umgekehrten Vorgang: der Astigmatismus wird ein wenig verstärkt.

Natürlich kann man diesen von einigen als "Knick-Astigmatismus" titulierten Lager-Astigm heraus-

rechnen, was ja vor einiger Zeit im Rahmen der mrr-Aktion große Diskussionen verursachte. Im heutigen

Fall ging es mir um die Reproduzierbarkeit in der Praxis, und die Frage, wie sicher man den Astigmatismus isoliert mit AtmosFringe messen kann.

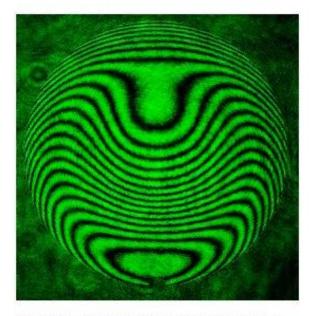
Die kleine eingeblendete Wellenfront-Darstellung jeweils rechts unten läßt nur einen tendentiellen Vergleich zu. Man erkennt aber eindeutig, daß sich der Astigmatismus gedreht hat, wobei die rote Einfärbung anzeigt, daß hier die Fläche "hervorspringt".



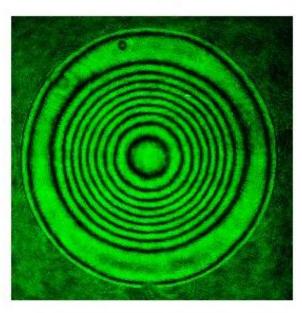
Mit folgendem Schau-Bild wäre die Systematik erklärt, wie dieser Sachverhalt entsteht.

### Test auf Astigmatismus + Gegendruck-Lagerung

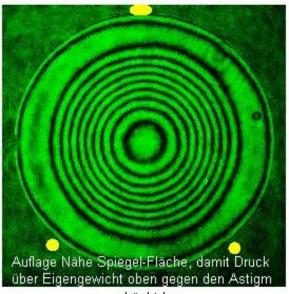
- Schritt: Spiegel im Gleichgewicht, IMeter Einstellung wie im Bild
- Schritt: Extrafokal auf Astigmasitmus prüfen wenn vertikal, dann Spiegel um 90! drehen



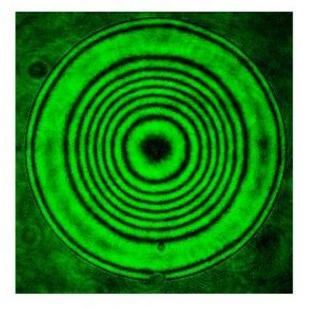
Schritt, Prüfung, ob Astigmatismus mitdreht, andernfalls wie im Bild lagern



 Schritt: Astigmatismus durch "Zusammen fallen des Spiegels herausgedrückt



drückt!



Um also überprüfen zu können, ob AtmosFringe einen simulierten Astigmatismus richtig berechnet folgen

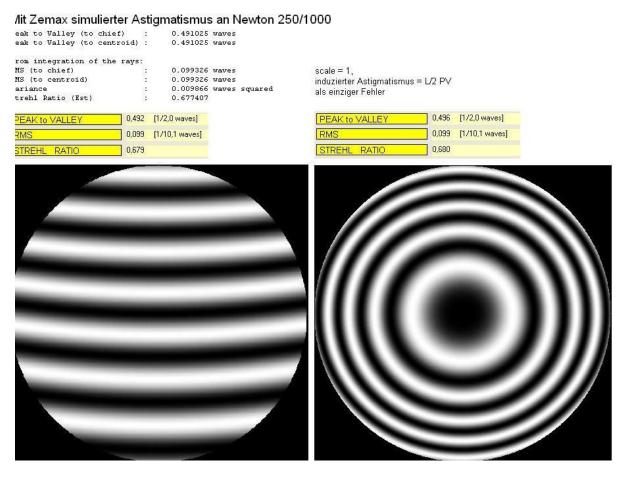
zwei Beispiele mit "Newton-Ringen", wie man sie mit dem optical Design Programm Zemax erzeugen kann.

Die erste Simulation entstand an einem Newton-Spiegel, dem eine torische BK7 Platte vorgeschaltet wurde.

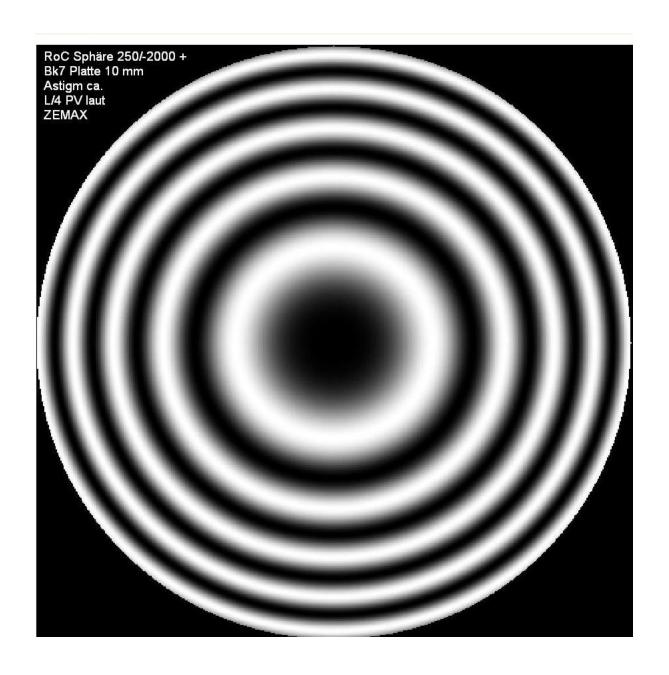
Damit kann man einen "reinen" Astigmatismus 1. Ordnung simulieren mit L/2 PV. Im folgenden Bild oben

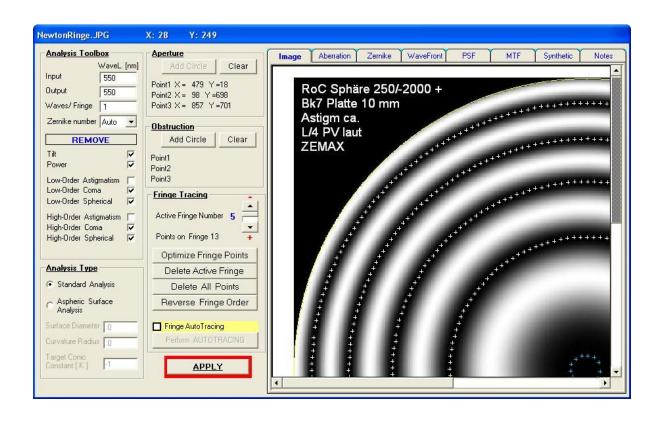
die ZEMAX Werte, darunter links das übliche Streifen-Interferogramm mit AtmosFringe-Auswertung und

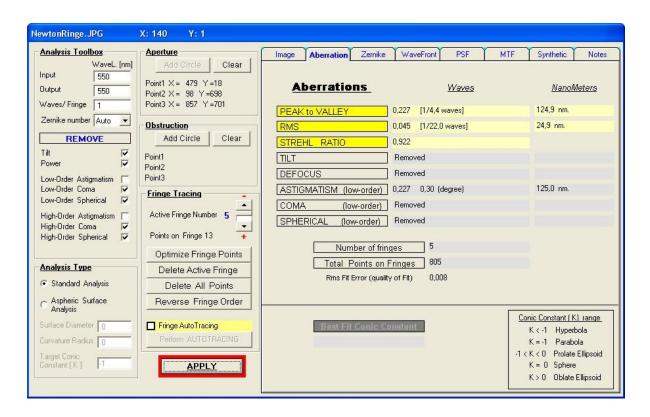
# rechts daneben die Newton-Ring-Darstellung, ebenfalls mit AtmosFringe ausgewertet. In beiden Fällen nahezu das gleiche Ergebnbis.

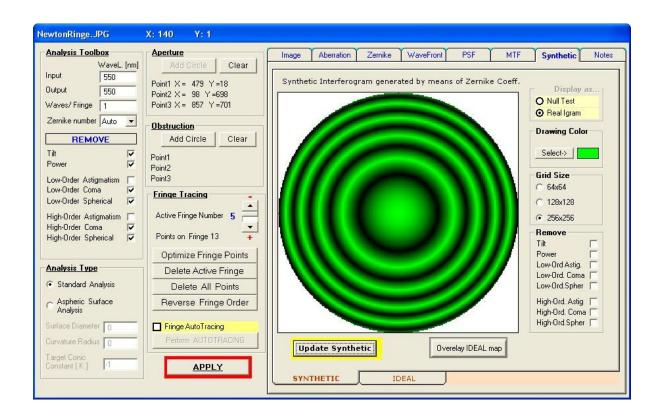


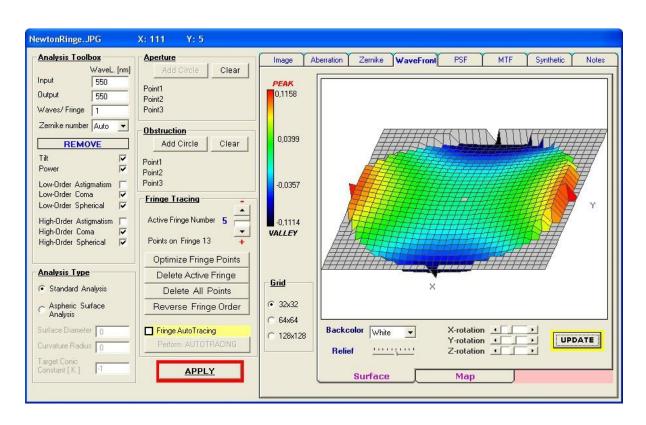
Eine zweite Simulation zeigt einen RoC Testaufbau mit einem torisch verformten L/4 PV verformten Kugelspiegel, mit ähnlich genauer Auswertung über AtmosFringe.

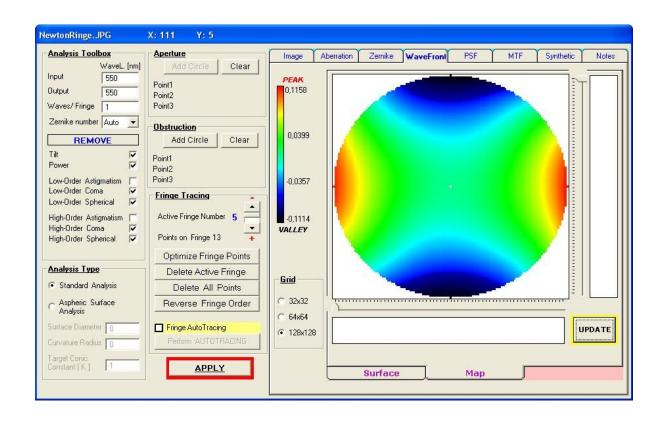


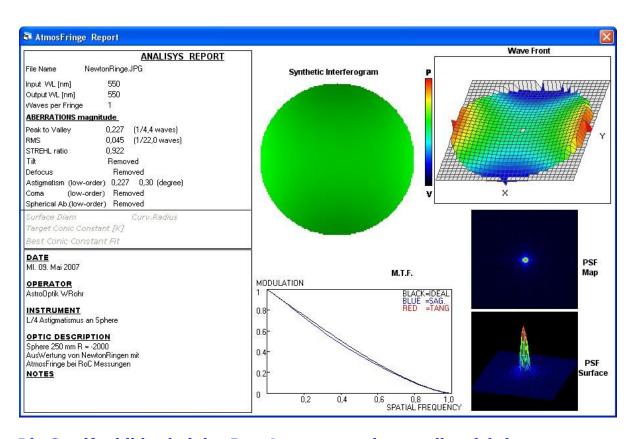












Die Streifenbilder bei der Roc-Auswertung lassen die wichtigsten Abblidungsfehler nahezu nicht erkennen. Also sucht man über den Umweg der Newton-Ringe, die bei der Defokussierung entstehen, den Astigmatismus dazustellen und isoliert zu berechnen. Natürlich immer in Zusammenhang mit dem lagerungsbedingten

Astigmatismus. Auf diese Art bekommt man eine gewisse Sicherheit bei dem nicht ganz einfachen RoC-

Auswert-Verfahren. Da man Coma grundsätzlich deaktivieren kann, verbleiben neben Zonenfehlern und abfallender Kante in der Hauptsache die Über- oder Unterkorrektur. Und damit steigt die Sicherheit, einen Newton-Spiegel in RoC einigermaßen sicher zu messen. Bei große Spiegeln empfiehlt sich die Gegenkontrolle am Stern über ein Ronchi-Gitter oder den Roddier-Test,



Herzlichen Gruß! Wolfgang Rohr ICQ-Nr.200281996 SkypeName: codiac\_75<sup>\*13</sup>

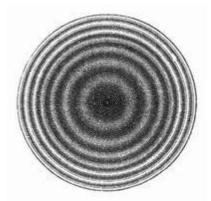
Es fällt im letzten Bild oben auf, dass zwischen den beiden Kernen der Ringe sich insgesamt 14 = 2 \* 7 Ringe befinden.

"Newtonsche <u>Farbenringe</u>. Gießt man ein wenig <u>Terpentinöl</u> auf Wasser, so breitet es sich zu einem dünnen, in prachtvollen <u>Farben</u> spielenden Häutchen aus; ähnliche <u>Farben</u> beobachtet man an alten, durch <u>Verwitterung</u> blind gewordenen Fensterscheiben, besonders schön aber an Seifenblasen. Sie zeigen sich überhaupt an dünnen, durchsichtigen <u>Schichten</u> jeder Art und werden daher <u>Farben dünner Blättchen</u> genannt. Fallen Lichtstrahlen auf eine dünne <u>Schicht</u>, so wird ein Teil an der Oberfläche zurückgeworfen, ein großer Teil aber dringt in das <u>Blättchen</u> ein und wird an der untern <u>Fläche</u> reflektiert. Die an der Hinterfläche

-

<sup>&</sup>lt;sup>13</sup> Rohr, Wolfgang: Interferogramm im Krümmungsmittelpunkt oder in RoC = Radius of Curvature, 10.05.2007, 21:42, *Geändert von Rohr* (11.05.2007 um 19:54 *Uhr*), in: < http://www.astro-foren.de/showthread.php?t=8488 >.

zurückgeworfenen Strahlen folgen den an der Vorderfläche reflektierten nach und vereinigen sich mit ihnen in unserm Auge. Jene aber haben, indem sie die Dicke des Blättchens hin und zurück durchliefen, eine Verzögerung erlitten, und zwar eine um so größere, je dicker das Blättchen ist. Nun weiß man, daß das Licht in einer Wellenbewegung besteht; zwei zusammentreffende Lichtstrahlen werden sich daher gegenseitig aufheben oder verstärken, je nachdem ihr Gangunterschied eine ungerade oder gerade Anzahl von halben Wellenlängen ausmacht. Man weiß aber ferner, daß die Wellenlängen der im weißen Licht enthaltenen Farben verschieden sind. Ist nun die Dicke des Blättchens z. B. derart, daß der Gangunterschied anderthalb Wellenlängen des grünen Lichtes beträgt, so werden die längern roten Wellen nur um eine, die kürzern violetten Wellen aber um zwei Wellenlängen verzögert. Die grünen Strahlen löschen sich daher gegenseitig aus, die roten und violetten aber nicht, und das Blättchen zeigt unserm Auge eine aus Rot und Violett gemischte Purpurfarbe. Je nach der Dicke des Blättchens werden immer andre Farben aus dem zurückgeworfenen Lichte getilgt und dadurch die mannigfaltigsten Farbenmischungen hervorgebracht. Ist daher die durchsichtige Schicht nicht überall gleich dick, so erscheint sie vielfarbig gestreift; bei einer Seifenblase z. B. sieht man ihre oberste dünnste Stelle von Ringen umgeben, die im lebhaftesten Farbenschimmer erglänzen.



Newtons Farbenringe.

Man kann diese Newtonschen <u>Farbenringe</u> dauernd hervorrufen, wenn man eine flache Konvexlinse auf eine ebene Glasplatte legt und etwas anpreßt (<u>Newtons</u> Farbenglas); man erhält so zwischen den beiden <u>Gläsern</u> eine dünne Luftschicht, die vom Berührungspunkt nach außen an <u>Dicke</u> allmählich zunimmt und um diesen Punkt herum die farbigen <u>Ringe</u> in regelmäßiger Anordnung zeigt (s. Figur). In der Mitte erscheint sm reflektierten <u>Licht</u> ein schwarzer <u>Fleck</u>, der von konzentrischen farbigen <u>Ringen</u> umgeben ist, die nach außen hin immer schmäler und matter werden. Sie entstehen durch die <u>Interferenz</u> je zweier <u>Strahlen</u>, von denen der eine an der vordern, der andre an der hintern Grenzfläche der zwischen <u>Linse</u> und Glasplatte enthaltenen Luftschicht reflektiert worden ist. Die zum ersten, zweiten, dritten etc. <u>Ring</u> gehörigen <u>Farben</u> bezeichnete <u>Newton</u> als <u>Farben</u> erster, zweiter, dritter etc. <u>Ordnung</u>. Diese <u>Farben</u> sind:

```
1. Ordnung: schwarz, blaßblau, weiß, gelb, orange, rot.
2. sviolett, blau, gelblichgrün, gelbrot.
3. spurpurn, indigoblau, grün, gelb, rosa, karmesin.
4. sbläulichgrün, gelblichrot, schwach rot.
5. sspurpurn, weiß, schwach rot.
```

Da die Intensität der interferierenden Strahlen nicht gleich ist, so erscheint es auffällig, daß die Ringe in monochromatischem Licht doch ganz dunkel werden. Der Grund ist nach Poisson darin zu suchen, daß in Wirklichkeit unendlich viele Strahlen zusammenwirken, da der Strahl zwischen den Grenzen der Luftschicht endlos hin und her geworfen wird. Im durchfallenden Licht zeigt das Farbenglas ebenfalls ein Ringsystem, dessen Farben jedoch weniger gesättigt sind; seine Mitte ist weiß, und die Farben der Ringe sind der Reihe nach komplementär zu denjenigen der reflektierten Ringe.

http://www.zeno.org/Meyers-1905. 1905-1909."

#### Literaturverzeichnis

Apolin, Martin: Wellen Puzzle, Wien 2001.

Bergmann/Schäfer: Lehrbuch der Experimentalphysik, zum Gebrauch bei akademischen Vorlesungen und zum Selbststudium, Band I – III, Berlin 1971-1975 (Band I: Mechanik, Akustik, Wärme, mit einem Anhang über die Weltraumfahrt, Hrsg. von Heinrich Gobrecht, Berlin 1975; Band II: Elektrizität und Magnetismus, Hrsg. von Heinrich Gobrecht, Berlin 1971; Band III: Optik, Autoren: Hans Joachim Eisler u. a., Hrsg. von Heinrich Gobrecht, Berlin 1974).

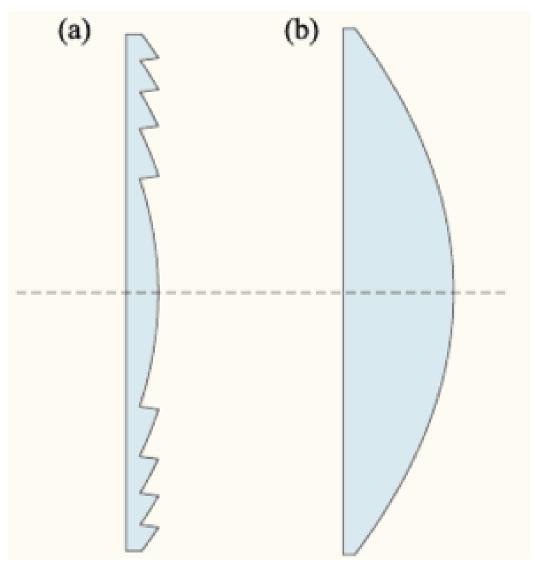
Bergmann/Schäfer: Lehrbuch der Experimentalphysik, zum Gebrauch bei akademischen Vorlesungen und zum Selbststudium, Band I – VIII, Berlin 1992-2001 (Band 1, Mechanik, Relativität, Wärme, Autoren: Thomas Dorfmüller, Wilhelm T. Hering, Klaus Stierstadt unter Mitwirkung von Günther Fischer, 11., völlig neubearbeitete Auflage, Berlin 1998; Band 2, Elektromagnetismus, Autor: Wilhelm Raith, 8., völlig neubearbeitete Auflage, Berlin 1999; Band 3, Optik, Herausgeber: Heinz Niedrig, Berlin 1993; Band IV: Teilchen, Autoren: Manfred Fink u. a., Hrsg. Wilhelm Raith, Berlin 1992; Band V: Vielteilchen-Systeme, Autoren: Christian Bahr u. a., Hrsg. Wilhelm Raith, Berlin 1992; Band VII: Festkörper, Autoren: Herbert Freyrath u. a., Hrsg. Wilhelm Raith, Berlin 1992; Band VII: Erde und Planeten, Autoren: Siegfried J. Bauer u. a., Hrsg. Wilhelm Raith, Berlin 2001; Band VIII: Sterne und Weltraum, Autoren: Hans Joachim Blome u. a., Hrsg. Wilhelm Raith, Berlin 1997).

- Brockhaus' Kleines Konversations-Lexikon, Newtons Farbenglas, Brockhaus 1911, in: < http://www.zeno.org/Brockhaus-1911/A/Newtons+Farbenglas >.
- Eichler, Joachim: 2 Dispersion und Absorption des Lichtes, in: Bergmann/Schäfer III (1993) 189-300.
- Gobrecht, Heinrich: II. Kapitel, Dispersion und Absorption des Lichtes, in: Bergmann/Schäfer III (1974) 185-294.
- Liebig, Jastos / Kopp, Hermann, Hrsg.: Jahresbericht Über die Fortschritte der Chemie in: <a href="http://www.archive.org/stream/jahresberichtbe58baurgoog/jahresberichtbe58baurgoog-djvu.txt">http://www.archive.org/stream/jahresberichtbe58baurgoog/jahresberichtbe58baurgoog-djvu.txt</a> , Unter Mitwirkung von H. Buff, F. Knapp , H. Will , F. Zammlner.
- Meyers Großes Konversations-Lexikon, *6. Auflage 1905–1909*: Newtonsche Farbenringe, Academic, 2000-2010, in: < http://de.academic.ru/dic.nsf/meyers/97450/Newtonsche >.
- Meyers Lexikon ,88: Newtons Farbenringe, Seite 12.118, in: < https://peter-hug.ch/lexikon/1888\_bild/12\_0118#Bild\_1888>, Meyers Konversationslexikon 1888.

- Meyers Lexikon ,88: Nobilis Farbenringe, Seite 12.204, in: < http://www.peter-hug.ch/lexikon/1888\_bild/12\_0204#Bild\_1888 >, Meyers Konversationslexikon 1888.
- Pirklbauer, Josef: Die Theorie des Regenbogens nach Descartes und nach Airy, Dissertation, Wien 1936.
- Riemann, Bernhard: Gesammelte mathematische Werke, wissenschaftlicher Nachlass und Nachträge, Springer 1990, in: < http://books.google.at/books?id=QdrCXs4L4v4C&pg=PA94&lpg=PA94&dq =Beetz+Bois-
  - Reymond+Riemann&source=bl&ots=7xEbc6kdl4&sig=VG9FXYfKAemgIFwN VLN5DNl5M18&hl=de&ei=hek1SvSEJILJ\_gbT69S6DQ&sa=X&oi=book\_resu lt&ct=result&resnum=2 >
- Riemann, Bernhard: Zur Theorie der Nobili'schen Farbenringe, Transcribed by D. R. Wilkins Preliminary Version: December 1998, Corrected: April 2000 < http://www.emis.de/classics/Riemann/Nobili.pdf > [Annalen der Physik und Chemie. Bd. 95. 1855.].
- Rohr, Wolfgang: Interferogramm im Krümmungsmittelpunkt oder in RoC = Radius of Curvature, 10.05.2007, 21:42, Geändert von Rohr (11.05.2007 um 19:54 Uhr), in: < http://www.astro-foren.de/showthread.php?t=8488 >.
- Stierstadt, Klaus / Fischer, Günther: Teil I Mechanik, in: B ergmann/Schäfer I (1998) 21-876.

#### Fresnelsche Zonenplatte

Bei der Fresnelschen Zonenplatte für Licht wird die für die Demonstration der Newtonsche Farberinge eingesetzte halbrunde Linse<sup>14</sup> durch eine flache Linse mit ringförmigen Zonen, wo je eine Sägezahnförmige Zone<sup>15</sup> einem Farbring entspricht, für die Farbenringe bei Newton ersetzt.



Die analoge Funktionsweise einer halbrunden Linse herkömmlicher Bauart und der aus ringförmigen Zonen mit Sägezahnprofil bestehende Entsprechung der Linse durch Fresnelschen Zonen, läst sich an einer umgekehrten – bikonvexen – Zonenplatte mit Sägezahlprofil zeigen, die in dem Hohlraum auf der Rückseite einer halbrunden Linse versenkt sind<sup>16</sup>.

\_

<sup>&</sup>lt;sup>14</sup> Brockhaus' Kleines Konversations-Lexikon, Newtons Farbenglas, in: < URL >.

<sup>&</sup>lt;sup>15</sup> Wikipedia, Hrsg.: Fresnellinse, Datum der letzten Bearbeitung 26. April 2006, Versions-ID der Seite: 16044659, in: < URL >.

<sup>&</sup>lt;sup>16</sup> Gobrecht, I. Kapitel, Geometrische Optik, in: Bergmann/Schäfer III (1974) 101 Abb I 103; Wikipedia, Hrsg.: Fresnellinse, Datum der letzten Bearbeitung 26. April 2006, Versions-ID der Seite: 16044659, in: < URL >.

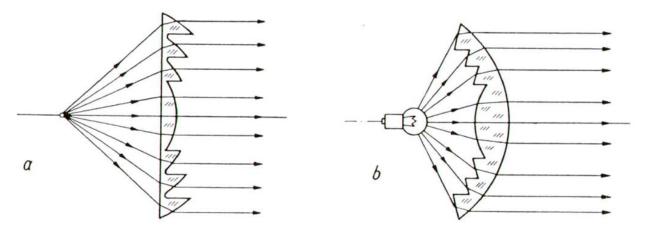


Abb. I, 103. Plankonvexe (a) und bikonvexe (b) Fresnelsche Ringlinse

Das ist allerdings nicht Sinn und Zweck der Sache. Ursprünglich und eigentlich wurde die Zonenplatte als Projektionsfläche der Kugelwellen<sup>17</sup> entdeckt, wo – analog etwa der halbrunden Linse bei Newtons Farbenringen – die Zahl der Zonen naturgemäß durch die Kugelform der Projektionsfläche räumlich beschränkt ist.

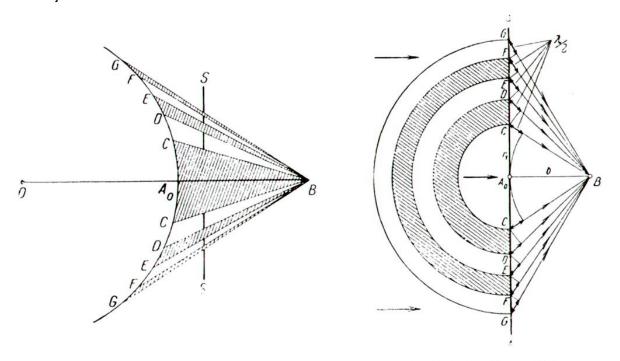


Abb. VIII, 35. Ausblendung der geradzahligen Fresnelschen Zonen

Abb. VIII, 36. Konstruktion einer Zonenplatte

Dadurch allerdings, dass die zuvor halbrunde Fläche der herkömmlichen Linse bei der Fresnelschen Zonenplatte auf eine ebene Fläche<sup>18</sup> projiziert wird, ist eine räumliche Begrenzung der (Zahl der) Zonen scheinbar nicht (mehr) erforderlich.

35

Bergmann/Schäfer I (1975) 477 Abb VIII 35-36.
 Bergmann/Schäfer I (1975) 478 Abb VIII 37.



Abb. VIII, 37. Fresnelsche Zonenplatte

Formal kommt der – falschen – Annahme insofern scheinbar Berechtigung zu, als die Fläche der einzelnen Ringe gleich groß<sup>19</sup> ist, also sie sich voneinander für sich betrachtet nicht unterscheiden, außer in der Raumlage, sondern sich etwa analog einem Gummiring verhalten, der immer weiter gedehnt werde und dabei - scheinbar linear - an Volumen abnehme. Allerdings zeigrt es sich im Exoperiment, das ein Wellenpacket mit der vorgegebenen diskreten Zahl (7) der Zonen beschränkt ist<sup>20</sup>.

Der Nachweis der diskreten Zahl der Zonen im elektromagnetischen und im Schallfeld<sup>21</sup> ist ein Widerspruch zu der - früheren Annahme - der Kontinuität des elektromagnetischen Feldes<sup>22</sup>, die heute noch allzu mächtige Anhänger hat. Es ist vielmehr schon theoretisch anzunehmen gewesen, dass soweit schon die Ringe mit Sägezahnprofil eine innere Struktur sind, dass dem entsprechend die Ringe als System weitere Strukturen zeigen<sup>23</sup>. Das genau hat nämlich das Experiment bei Schall bestätigt<sup>24</sup>. Nachdem die Fresnelsche Zonenplatte für alle Wellenarten, also für Schall<sup>25</sup> analog wie für Licht gilt, muss der Nachweis der diskreten Zahl der Zonen beim Schall auch für Licht und elektromagnetischen Wellen insgesamt gelten.

Neuere Messungen im akustischen Experiment hatten gezeigt, dass zwar einerseits die Wirksamkeit der Zonen von ihrer Zahl abhängt und eine zu geringe Zahl der Zonen die Leistung signifikant mindert, ja mit der Zahl der Zonen der Fokusabstand variiert wird, aber andererseits die nämliche Wirksamkeit mit 7 Fresnelschen Zonen limitiert ist<sup>26</sup>. Man kann

<sup>&</sup>lt;sup>19</sup> Bergmann/Schäfer I (1975) 478.

<sup>&</sup>lt;sup>20</sup> Römer. 8ff, 14 f, 27 ff. Römer 8 ff.

<sup>&</sup>lt;sup>22</sup> Liebig/Kopp, Jahresbericht Über die Fortschritte der Chemie, in: < URL >.

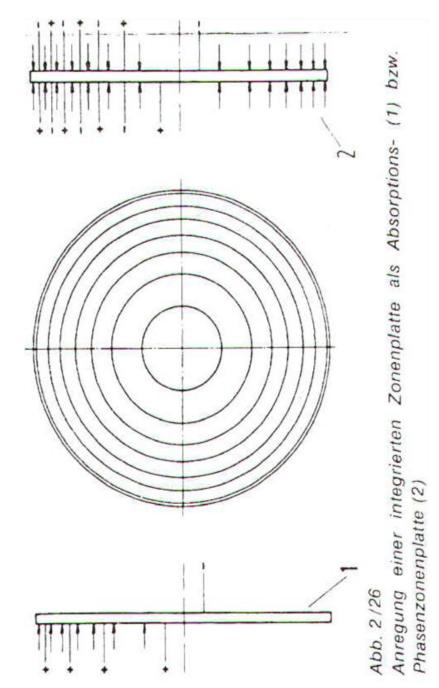
<sup>&</sup>lt;sup>23</sup> Riemann, Zur Theorie der Nobili'schen Farbenringe, < URL > 1-8; Riemann, Gesammelte mathematische Werke, 55-62.

Römer 8 ff.

<sup>&</sup>lt;sup>25</sup> Bergmann/Schäfer I (1975) 477 f.

<sup>&</sup>lt;sup>26</sup> Römer 8 f.

also bei gleicher Frequenz durch die steigende Zahl der Zonen den Fokus erweitern, aber ab der 7. Zone könne der erweiterte Fokus nicht mehr merklich verschoben werden<sup>27</sup>.



Um die Experimente ausführen zu können, wurden mehrere Zonenplatten mit verschiedenen Zonenzahl angefertigt<sup>28</sup>, aber für die spätere Experimente wurden nur mehr Zonenplatten mit 7 Ringen (Zonen) verwendet<sup>29</sup>, weil die höhere Zahl der Zonen bei der Strahlung unwirksam bleibt und nur unnötig Platz wegnehme würde. Das bedeutet, dass die Wirksamkeit der Zonenplatte auf einen Wellenpaket mit der diskreten Zahl 7 der Wellen beschränkt ist.

<sup>27</sup> Römer 9.

<sup>&</sup>lt;sup>28</sup> Vgl Römer 14 ff. <sup>29</sup> Römer 27 ff, 33 ff.

### Tabelle 2:

# Berechnete Schallfeldgrößen

# Definititionen:

f Angenommener Abstand zwischen letztem Schaldruckmaximum und Zonenplatte

f<sub>ak</sub> akustischer Fokusabstand – Abstand des letzten Schallmaximums von der Zonenplatte:

sin-Zonenplatte:  $f_{ak} = f$ cos-Zonenplatte:  $f_{ak} < f$ (vgl. Abschnitt 2.2.5)

- D<sub>F</sub> Fokusschlauchdurchmesser = Abstand zwischen den beiden Punkten quer zur Schallausbreitungsrichtung, in denen ein Schalldruckabfall um 3 dB bzgl. des Schalldruckmaximums erolgt ist.
- $I_z$  Fokusschaluchlänge = Abstand zwischen den beiden Punkten auf der akustischen Achse, an denen ein Schalldruckabfall um 3 dB bzgl. des Schalldruckmaximums erfolgt ist.
- $\Delta I_z$  Abstand zwischen Schalldruckmaximum und prüfkopfnahmen 3 dB Schalldruckabfall auf der akustischen Achse.

1		20	40	60	80	100	120	160	200	400	600
	fak	10,00	20,00	30,00	40,00	50,00	60,00	80,00	100,00	200,00	300,00
	DF	2,06	2,91	3,56	4,11	4,60	5.04	5,82	6,50	9,20	11,26
1	12	13,26	26,58	39,88	53,18	66,46	79,77	106,37	132,98	265,98	398,94
	Δlz	3,32	6,65	10,00	13,32	16,66	19,99	26,65	33,30	66,60	99,92
	f'	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
	10	10	20	30	40	50	60	80	100	200	300
_	fak	16,00	32,00	47,50	63,50	80,00	95,50	127,00	159,00	318,00	477,00
	DF	1,97	2,79	3,40	3,93	4,41	4,82	5,56	6,33	8,80	10,77
2	12	14,00	28,00	42,01	56,01	70,04	84,02	112,03	140,05	280,14	420,19
	Δlz	4,57	9,14	13,20	17,77	22,82	26,90	35,53	44,66	89,29	133,96
	f'	0,53	0,53	0,53	0,53	0,53	0,53	0,53	0,53	0,53	0,53
	10	30	60	90	120	150	180	240	300	600	900
	-							T			1
	fak	18,00	35,50	53,50	71,50	89,00	107,00	143,00	178,50	357,00	535,0
3	0 <sub>F</sub>	1,65	2,31	2,84	3,28	3,66	4,01	4,64	5,18	7,33	8,9
	1 <sub>2</sub>	11,12	22,26	33,39	44,52	55,65	66,77	89,04	111,28	222,60	333,8
	Δlz	4,06	7,62	11,67	15,73	19,29	23,36	31,47	39,10	78,17	116,7
	f'	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,3
	10	50	100	150	200	250	300	400	500	1000	150

	fak	18,50	37,50	56,00	75,00	94,00	112,50	150,00	187,00	374,50	561,50
	DF	1,42	2,02	2,47	2,86	3,20	3,50	4,05	4,52	6,39	7,83
	12	8,85	17,69	26,55	35,39	44,25	53,09	70,79	88,48	176,89	265,47
4	Δlz	3,12	6,74	9,86	13,49	17,11	20,23	26,98	33,22	66,93	100,15
	f'	0,27	0,27	0,27	0,27	0,27	0,27	0,27	0,27	0,27	0,27
	10	70	140	210	280	350	420	560	700	1400	2100
_		1,000									
	fak	19,00	38,50	57,50	76,50	96,00	115,00	153,50	191,50	383,50	575,00
	DF	1,27	1,82	2,22	2,56	2,86	3,14	3,62	4,05	5,73	7,01
	12	7,23	14,46	21,70	29,93	36,15	43,40	57,68	72,33	144,59	216,91
5	Δ1z	2,71	5,93	8,63	11,36	14,56	17,27	23,23	28,63	57,83	86,48
	f'	0,21	0,21	0,21	0,21	0,21	0,21	0,21	0,21	0,21	0,21
	10	90	180	270	360	450	540	720	900	1800	2700
	fak	19,50	39,00	58,50	77,50	97,00	116,50	155,50	194.00	388,50	583,00
	DF	1,17	1,66	2,03	2,33	2,61	2,86	3,31	3,69	5,22	6,40
	12	6,07	12,15	18,23	24,31	30,38	36,46	48,62	60,77	121,51	182,27
6	Δ1z	2,59	5,18	7,78	9,87	12,46	15,06	20,25	24,93	50,41	75,87
	f'	0,18	0,18	0,18	0,18	0,18	0,18	0,18	0,18	0,18	0,18
	10	110	220	330	440	550	660	880	1100	2200	3300
	+										
7	fak	19,50	39,00	58,50	78,50	98,00	117,50	156,50	196,00	391,50	587,00
	DF	1,08	1,52	1,87	2,16	2,42	2,65	3,05	3,42	4,83	5,91
	1 <sub>z</sub>	5,21	10,44	15,68	20,90	26,12	31,34	41,79	52,24	104,44	156,65
	Δlz	2,14	4,29	6,44	9,09	11,23	13,38	17,67	22,47	44,49	66,50
	f'	0,15	0,15	0,15	0,15	0,15	0,15	0,15	0,15	0,15	0,15
	10	130	260	390	520	650	780	1040	1300	2600	3900
_	-										
8	fak	19,50	39,50	59,00	79,00	98,00	118,00	157,00	197,00	393,00	590,0
	0F	1,00	1,43	1,75	2,02	2,25	2,47	2,85	3,19	4,51	5,5
	12	4,57	9,14	13,71	18,29	22,86	27,43	36,58	45,73	91,43	137,1
	Δ1z	1,80	4,12	5,93	8,23	9,54	11,86	15,48	20,10	39,25	
	f'	0,13	0,13	0,13	0,13	0,13	0,13	0,13	0,13	0,13	0,1
	10	150	300	450	600	750	900	1200	1500	3000	450
											-
	fak	19,50	39,50	59,00	79,00	99,00	118,00	158,00	197,00	395,00	592,0
	D.	0,94	1,34	1,64	1,90	2,13	2,32	2,69	3,00	4,25	5,2
	DF		8,12	12,19	16,24	20,31	24,38	32,49	40,62	81,23	121,8
	12	4,08	and the same of th					5.00		1	
9	-	1,55	3,59	5,14	7,18	9,24	10,29	14,38	17,50	36,00	53,5
9	12		1	5,14 0,12	7,18	9,24	0,12	0,12	17,50	36,00	53,5

10	fak	20,00	39,50	59,50	79,00	99,00	119,00	158,50	198,00	396,00	594,00
	DF	0,91	1,27	1,56	1,80	2,01	2,21	2,55	2,85	4,03	4,93
	1 <sub>z</sub>	3,65	7,30	10,96	14,61	18,25	21,92	29,22	36,50	73,04	109,57
	Δlz	1,83	3,17	5,02	6,36	8,19	10,03	13,21	16,42	32,79	49,17
	f'	0,10	0,10	0,10	0,10	0,10	0,10	0,10	0,10	0.10	0,10
	10	190	380	570	760	950	1140	1520	1900	3800	5700

In der Akustik lässt sich also durch die Fresnelsche Zonenplatte die analoge diskrete Zahl (7) der Zonen im zerlegten Wellenpacket durch Dispersion praktisch im Experiment zeigen<sup>30</sup>. In einem größeren Zusammenhang kann die Ausbildung eine strukturierten Gruppe von Wellen (Packet) als analogie zu den gekoppelten Schwindungen zeigen.

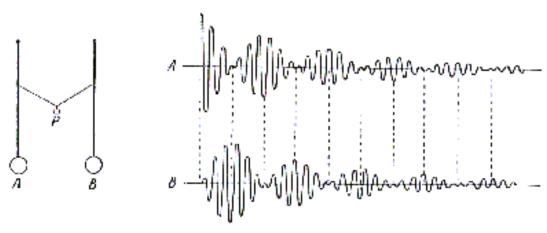


Abb. IV, 104. Gekoppelte Pendel

Abb. IV. 105. Kopplungsschwingungen

Die Überlagerung weier Schwingungen zur Schwebung in der Koppelung zweier Schwingungen, veranschaulicht z. B. durch zwei gekoppelte Wellen, bilden sich Gruppen von 6/7 Schwingungen.

Insofern die Wellen als räumlich veränderliche Schwingungen<sup>31</sup>, und die Schwingungen als zeitlich periodische Bewegungen definiert werden<sup>32</sup>, so sind die zusammengesetzte Schwingungen wie Koppelung und Schwebung zumindest ein Zwischending<sup>33</sup>, in aller Regel aber schon eine Welle. Bei der Fresnelschen Zonenplatte<sup>34</sup> kommt es zu der analogen Überlagerung und zur bildung von Gruppen.

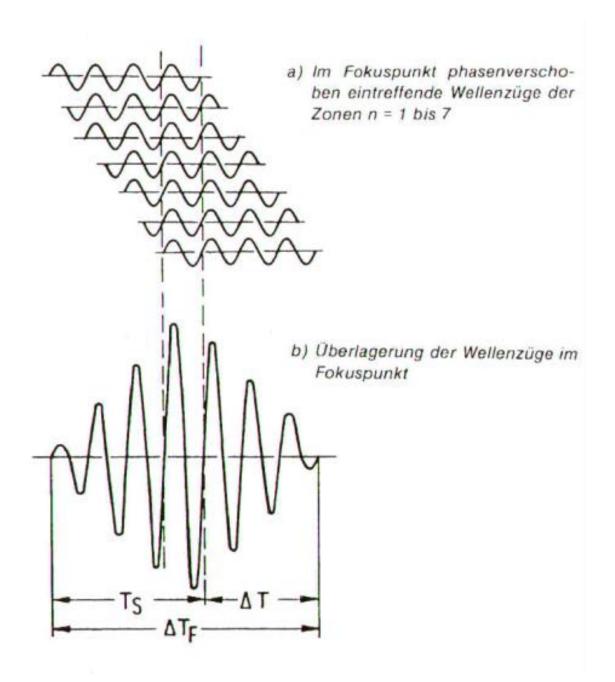
<sup>&</sup>lt;sup>30</sup> Römer. 8ff, 14 f, 27 ff.

<sup>&</sup>lt;sup>31</sup> Stierstadt/Fischer, Teil I Mechanik, in: Bergmann/Schäfer I (1998) 697.

<sup>32</sup> Stierstadt/Fischer, Teil I Mechanik, in: Bergmann/Schäfer I (1998) 588.

<sup>33</sup> Stierstadt/Fischer, Teil I Mechanik, in: Bergmann/Schäfer I (1998) 658 ff; Bergmann/Schäfer I (1975) 198 f.

Römer. 8ff, 14 f, 27 ff.



"Ein besonderer Fall liegt vor, wenn das erregte System von einem zweiten Schwingungssystem zu erzwungenen Schwingungen angeregt wird, das die gleiche Eigenfrequenz besitzt. Dies ist z. B. bei zwei gleichen Pendeln der Fall, die entsprechend Abb. IV, 104 durch einen Faden verbunden sind, der in seiner Mitte durch ein kleines Gewicht P belastet ist: "gekoppelte Pendel". Läßt man das Pendel A in der Papierebene oder senkrecht dazu schwingen, so regt es das Pendel B zu Schwingungen an; dabei beobachtet man, daß sich nach einer gewissen Zeit die gesamte Schwingungsenergie von A auf B übertragen hat. Das Pendel A kommt in dem Augenblick zur Ruhe, wo das Pendel B seine größte Schwingungsamplitude erreicht. Dann wiederholt sich der derselbe Vorgang im umgekehrten Sinne: Das Pendel B stößt das Pendel A zu erneuten Schwingungen an und überträgt jetzt seine Energie auf A. Die Übertragung der Schwingungen erfolgt dadurch, daß das schwingende Pendel das Kopplungsgewicht etwas anhebt, wodurch dieses auf das Pendel einen Zug ausübt. Die Kopplung wird um so fester, je größer das Kopplungsgewicht ist; je fester die Kopplung ist, um so größer erfolgt

die Übertragung der Schwingungsenergie von einem System auf das andere. In der Abb. IV, 105 ist die soeben beschriebene Schwingungsbewegung für beide Pendel im Abhängigkeit von der Zeit dargestellt. Man erkennt, dass jeder dieser beiden Schwingungen eine Schwebungskurve darstellt. Das bedeutet aber, daß das ganze System zwei verschiedene Eigenschwingungen haben muß, die durch Überlagerung zu der beobachteten Schwebung führen. Diese beiden Eigenschwingungen lassen sich auch einzeln leicht verwirklichen. Läßt man nämlich beide Pendel im Gleichtakt schwingen, so spielt die Kopplung zwischen ihnen praktisch keine Rolle, da die Entfernung beider Pendel in jedem Augenblick die gleiche ist. Die dabei auftretende Frequenz entspricht der einen Eigenschwingung. Die zweite erhalten wir, wenn beide Pendel gegeneinander schwingen; dann tritt für jedes Pendel zu der rücktreibenden Kraft der Schwere noch die durch das Koppelungsgewicht bedingte Zusatzkraft hinzu. Die Schwingungen erfolgen dadurch rascher als im ersten Fall. (Mit fester werdender Kopplung vergrößert sich der Unterschied zwischen den beiden Eigenfrequenzen und damit auch die Schwebungsfrequenz der Kopplungsschwingung.) Denkt man sich die beiden Pendel statt durch ein Gewicht durch eine Feder (Federkonstante k) gekoppelt, die an den Kugeln der Pendel angreift, so läßt sich im Fall kleiner Ausschläge die zweite Eigenfrequenze  $\omega_2$  leicht bestimmen."

Besonders bei der Koppelung der Schwingungen kommt durch die Überlagerung zu der zeitlichen Periodik eine räumliche Bewegung hinzu, so dass eine Schwebung oder gekoppelte Schwingungen praktisch schon Wellen sind<sup>36</sup>. Insofern nämlich die zwei gekoppelten Schwingungen durch Pendel dargestellt werden, die je aus einer auf einer Schnur befestigten Kugel oder Gewicht bestehen, so ist trivial, dass die Koppelung durch eine ebenfalls an einer Schnur befestigte dritte Kugel zustande kommt, so dass bei zwei gekoppelten Schwingungen im Experiment von einer dritten Schwingung gesprochen werden muss, nämlich von der Kopplungsschwingung oder Schwebung<sup>37</sup>. Die charakteristische Phasenverschiebung<sup>38</sup> der beiden Schwindungen um 90° bzw.  $\frac{1}{2}$   $\pi$  in der Koppelung<sup>39</sup> ist analog der Phasenverschiebung zwischen elektrischen und magnetischen Schwindung in der elektromagnetischen Welle<sup>40</sup>.

\_

<sup>35</sup> Bergmann/Schäfer I (1975) 198 f.

<sup>&</sup>lt;sup>36</sup> Stierstadt/Fischer, Teil I Mechanik, in: Bergmann/Schäfer I (1998) 674 ff.

<sup>&</sup>lt;sup>37</sup> Bergmann/Schäfer I (1975) 198 f.

<sup>&</sup>lt;sup>38</sup> Bergmann/Schäfer I (1975) 445 Abb VIII 3-4.

<sup>&</sup>lt;sup>39</sup> Stierstadt/Fischer, Teil I Mechanik, in: Bergmann/Schäfer I (1998) 676 Abb 22.17; 680 Abb 22.21; 701 Abb 23.6; Traupel 293 ff; Bergmann/Schäfer I (1975) 199: "Wenn das Pendel B in Resonanz mit dem Anstoßenden Pendel A ist, hat es hinsichtlich seiner Bewegung eine Phasenverzögerung von ½  $\pi$  gegenüber den Bewegungen des Pendels A. Infolgedessen beginn das Pendel A, nachdem es zum Stillstand gekommen ist, seine neuen, von B angeregten Schwingungen mit einem Phasensprung von  $\pi$ . Man kann dies sehr bequem beobachten, wenn man mit dem Pendel A den Zeiger eines entsprechend eingestellten Metronoms im Gleichklang schwingen läßt. Wenn man das Pendel A nach seinem Stillstand von neuem zu schwingen anfängt, hat es gegenüber dem Metronom eine Phasenverschiebung von  $\pi$ ; nach seinem zweiten Stillstand ist es dann schließlich wieder in Phase mit dem Metronom usw. Dasselbe gilt natürlich auch für das Pendel B. In dem Fall der zwei gekoppelten Pendel handelt es sich um ein System von zwei Freiheitsgraden; aber es gilt auch allgemein für ein System von n Freiheitsgraden, daß es n Eigenschwingungen hat."

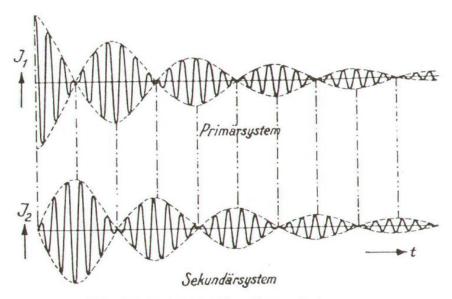


Abb. 459. Elektrische Koppelungsschwingungen

Insofern die Wellen als räumlich veränderliche Schwingungen<sup>41</sup>, und die Schwingungen als zeitlich periodische Bewegungen definiert werden<sup>42</sup>, so sind die zusammengesetzte Schwingungen wie Koppelung und Schwebung zumindest ein Zwischending<sup>43</sup>, in aller Regel aber schon eine Welle.

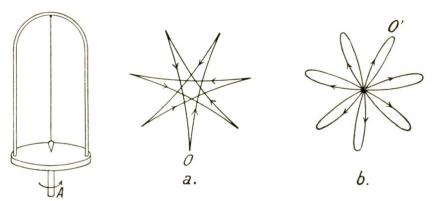


Abb. IV, 131. Zum Foucaultschen Pendelversuch

Abb. IV, 132. Rosettenbahn des in Abb. IV, 131 dargestellten Pendels: a) das Pendel wurde aus der abgelenkten Lage 0 losgelassen b) das Pendel wurde durch einen Stoß aus der Ruhelage nach 0' hin in Bewegung gesetzt

Bisher wurden entweder zwei überlagerte senkrechte ebene Schwingungen, die eine resultierende Schwebung als Kreisschwingung ergaben<sup>44</sup>, oder zwei Kreisschwingungen

<sup>41</sup> Stierstadt/Fischer, Teil I Mechanik, in: Bergmann/Schäfer I (1998) 697.

44 Bergmann/Schäfer I (1975) 185 ff.

<sup>42</sup> Stierstadt/Fischer, Teil I Mechanik, in: Bergmann/Schäfer I (1998) 588.

Stierstadt/Fischer, Teil I Mechanik, in: Bergmann/Schäfer I (1998) 658 ff; Bergmann/Schäfer I (1975) 198 f.

betrachtet, die eine Gerade bzw. ebene Schwingung des Kreisels als resultierende zusammengesetzte Schwingung (Schwebung) ergaben<sup>45</sup>.

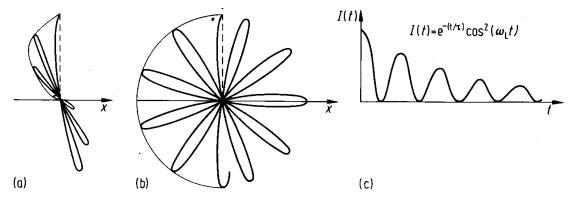


Abb. 1.141 Rosettenbahnen der Bewegung des als gedämpfter Oszillator schwingenden Elektrons nach der Geometrie der Abb. 1.140; (a) starkes Magnetfeld senkrecht zur Zeichenebene (z-Richtung); (b) schwaches Magnetfeld; (c) Intensität der in der z-Richtung emittierten Fluoreszenzstrahlung mit linearem Polarisationsvektor parallel zur y-Achse bei gepulster Anregung.

Wenn jedoch eine Kreisbewegung eine geradlinige Bewegung überlagert<sup>46</sup>, wie bei der Corrioliskraft oder beim Foucaultschen Pendel, ergeben sich um einiges kompliziertere Figuren<sup>47</sup>.

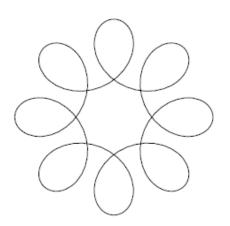


Abb. 3.7: Zwei Rotationen: Wenn Ptolemäus das gesehen hätte – wie man mit komplexen Zahlen (und mit Maple) die Planeten vorwärts und rückwärts laufen lassen kann! Hätte er Maple geglaubt, oder wäre ein anderes Weltbild entstanden?

Bei den Materiewellen wurde zunächst die Dipolstrahlung in die diskrete Bahnen der Rotation gleichsam zurückgenommen<sup>48</sup>, aber um die Schwingungen der in sich zurückgekehrten bzw. geschlossenen Welle zu erklären, wurde ein Bild einer schwingenden Saite verwendet, wobei der schwingende Kreis wieder sozusagen aufgeschnitten und geradegebogen wurde<sup>49</sup>.

<sup>&</sup>lt;sup>45</sup> Bergmann/Schäfer I (1975) 187.

<sup>&</sup>lt;sup>46</sup> Komma, Moderne Physik und Mapple, S. 115 Abb 3.7 < URL >.

<sup>&</sup>lt;sup>47</sup> Bergmann/Schäfer I (1975) 212 ff.

<sup>&</sup>lt;sup>48</sup> Weber, 7 Quantenoptik, in: Bergmann/Schäfer III (1993) 796 ff.

<sup>&</sup>lt;sup>49</sup> Niedrig, Heinz: 10 Materiewellen, Elektronenoptik, in: Bergmann/Schäfer III (1993) 1010: "Die zunächst unverständliche Quantenbedingung kann also mit Hilfe der Materiewellenvorstellung auf das

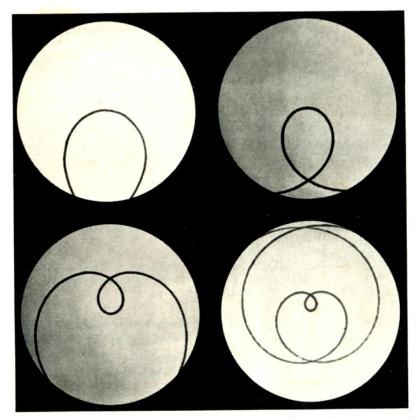


Abb. IV, 126. Auf einer rotierenden Scheibe wurde ein gerader Strich mit konstanter Geschwindigkeit gezogen, der durch den Mittelpunkt der Scheibe geht. Der außenstehende Beobachter hat die geradlinige Bewegung des Stiftes gesehen; ein im Mittelpunkt der Scheibe stehender, mitbewegter Beobachter hätte die Bewegung so wie die hinterlassenen Spuren gesehen. Geschwindigkeit des Stiftes: 21 cm/s. Umdrehungszahlen der Scheibe: 10, 20, 40 und 80 pro Minute bzw. Winkelgeschwindigkeiten von  $\pi/3$ ,  $2\pi/3$ ,  $4\pi/3$  und  $8\pi/3$  s<sup>-1</sup>

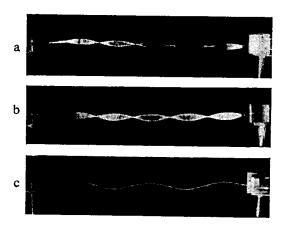
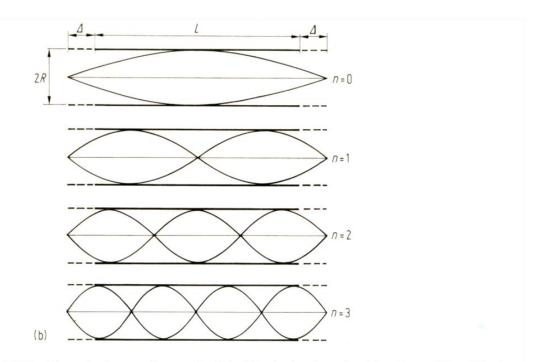


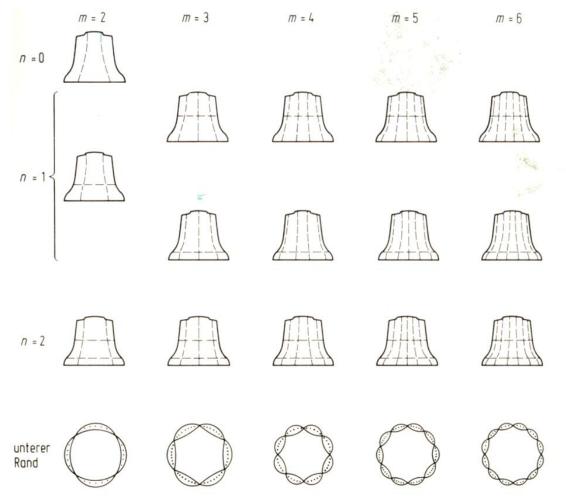
Abb. VIII, 17. Versuch zur Vorführung stehender Transversalwellen einer Saite; a) bei festgestelltem linken Ende, b) bei frei beweglichem linken Ende, c) bei stroboskopischer Beleuchtung, sonst wie b)

Die auf einer geraden Linie der Saite aufgetragenen Schwingungen heißen Oberschwingungen und müssen ganzzählige Vielfache der Grundschwingung sein<sup>50</sup>.

Stationaritätsproblem eines schwingenden Systems mit 'Randbedingungen' zurückgeführt werden. Diese Randbedingungen lauten hier: Die Welle muß in sich zurücklaufen. Denkt man sich den Bahnkreis an einem Knotenpunkt aufgeschnitten und zu einer linearen Saite gestreckt, so erkennt man die Analogie zum Problem einer schwingenden Saite mit eingespannten Enden. Die Weiterentwicklung dieser Überlegungen führte schließlich zur Schrödingerschen Wellenmechanik." Stierstadt/Fischer, Teil I Mechanik, in: Bergmann/Schäfer I (1998) 687.

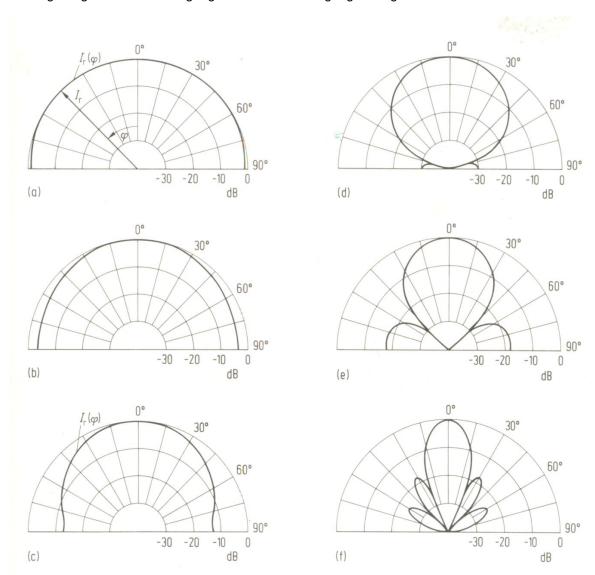


**Abb. 26.19** Eigenschwingungsformen des Schalldrucks in einer einseitig offenen (a) und in einer beidseitig offenen (b) Luftsäule. Achtung: diese Bilder sind nur für  $\lambda \gg 2\pi$  R ganz richtig!.



**Abb. 26.6** Knotenlinien auf schwingenden Glocken (*m* halbe Anzahl der Meridianlinien, *n* Anzahl der Kreislinien) (nach: N. H. Fletcher u. T. D. Rossing, The Physics of Musical Instruments, New York, 1991).

Wenn die bei der bildlichen Demonstration der Kreisschwingung des Atoms auf die gerade Saite projizierten Oberschwingungen<sup>51</sup> (die Eigenschwingungen bestehen aus der Grundschwingung und deren Oberschwingungen) wieder im Kreis geschlossen werden, so ergeben sich die in der Überlagerung der Kreisschwingung der Pendelschwingung analogen Kalotten<sup>52</sup>.



**Abb. 25.27** Richtcharakteristik einer kreisförmigen Kolbenmembran für verschiedene Verhältnisse von Umfang zu Wellenlänge;  $U/\lambda=1$  (a); 2 (b); 3 (c); 4 (d); 5 (e) und 10 (f). Die Membran liegt senkrecht zur Zeichenebene und schwingt im Zentrum der hier skizzierten Halbkreise in vertikaler Richtung; sie besitzt einen gegenüber dem Halbkreisradius kleinen Durchmesser. Die dick gezeichneten Linien geben die relative Intensität  $I_r$  als Funktion des Winkels  $\varphi$  an, wie in Teilbild (a) erläutert (nach: S. P. Parker, Encyclopedia of Physics, New York, 1982).

<sup>51</sup> Stierstadt/Fischer, Teil I Mechanik, in: Bergmann/Schäfer I (1998) 686 ff.

Bergmann/Schäfer I (1975) 216 Abb IV 131-132; Stierstadt/Fischer, Teil I Mechanik, in: Bergmann/Schäfer I (1998) 817 Abb 25.27; Bergmann/Schäfer II (1971) 372 Abb 508-509; Raith, Elektromagnetismus, in: Bergmann/Schäfer II (1999) 328 Abb 5.35; Kleinpoppen, 1 Atome, in: Bergmann/Schäfer IV (1992) 27 Abb 11.1; Hein, M. / Stephan, R.: Funksysteme, in: < URL > 14; Gutdeutsch, 1 Geophysik, in: Bergmann/Schäfer VII 19 Abb 1.15; Schwarz/Hahn, Gefährdung beim Einfliegen in Wirbelschleppen, in: < URL > 6 BILD 11-12.

Die nämlichen Kalotten<sup>53</sup> der Strahlungscharakteristik des Schalls entsprechenden den Kalotten bzw. Rosetten der Strahlungscharakteristik der elektromagnetischen Strahlen des Hertzschen Dipols<sup>54</sup>.

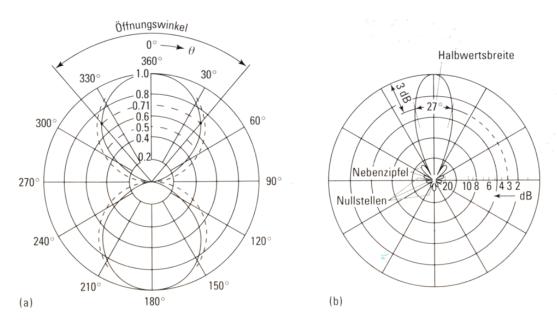


Abb. 5.35 E-Diagramme: (a) Halbwellen-Dipol (ausgezogen) und Hertzscher Dipol (gestrichelt), die Dipole liegen auf der Waagrechten; (b) Lang-Yagi-Antenne (nach Rothammel).

Die Kalotten der Oberschwingungen des Hertzschen Dipols<sup>55</sup> wiederum entsprechen den Kalotten der Elektronenbahnen der Schrödingergleichung<sup>56</sup>.

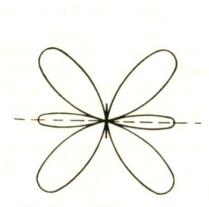


Abb.508. Strahlungscharakteristik eines linearen Oszillators bei Erregung in der dritten Oberschwingung

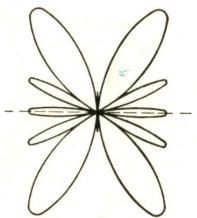
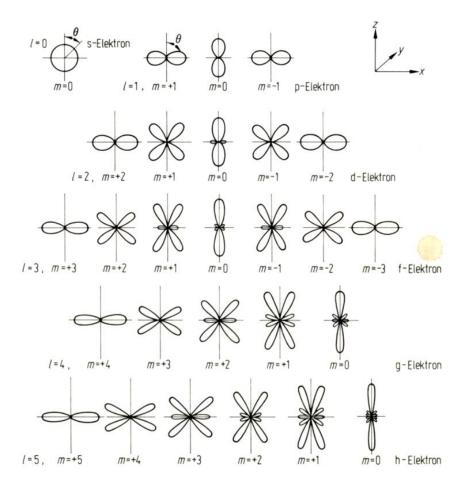


Abb. 509. Strahlungscharakteristik eines stabförmigen Oszillators bei Erregung in der fünften Oberschwingung

<sup>56</sup> Kleinpoppen, 1 Atome, in: Bergmann/Schäfer IV (1992) 27 Abb 11.1.

<sup>&</sup>lt;sup>53</sup> Stierstadt/Fischer, Teil I Mechanik, in: Bergmann/Schäfer I (1998) 817 Abb 25.27

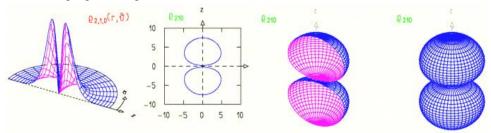
<sup>&</sup>lt;sup>54</sup> Raith, Elektromagnetismus, in: Bergmann/Schäfer II (1999) 328 Abb 5.35; Bergmann/Schäfer II (1971) 372 Abb 508-509. <sup>55</sup> Bergmann/Schäfer II (1971) 372 Abb 508-509.



**Abb. 1.11** Die polare Wahrscheinlichkeitsdichte-Funktion  $\Theta_{m_l,l}(\theta)|^2$  der Wasserstoff-Eigenfunktion für s-, p-, d-, f-, g- und h-Elektronen als Funktion d es polaren Winkels  $\theta$ . Die Interpretation dieser Darstellung besagt, daß der Radiusvektor vom Koordinatenursprung bis zu einem Punkt der durchgezogenen Kurven proportional der  $|\Theta_{m_l,l}(\theta)|^2$ -Funktion ist. Für Zustände mit  $m_l = 0$  gilt eine relative Skala, die um den Faktor 1/(l+1) reduziert ist im Vergleich zu den Zuständen mit  $m_l \neq 0$  bei gleichem l.

Das mit Hilfe der Schrödingergleichung<sup>57</sup> rekonstruierte Atommodell zeigt große Ähnlichkeiten mit den Luftwirbeln (Randwirbel) im Flugzeugverkehr<sup>58</sup>.

<sup>57</sup> Brandt, 75 Jahre Schrödingergleichung, Folie 24, in: < URL >:



Schwarz/Hahn, Gefährdung beim Einfliegen in Wirbelschleppen, in: < URL > 1: "Zur Beurteilung der Gefährdung beim Einfliegen in Wirbelschleppen wird mit einem hierfür am DLR Institut für Flugsystemtechnik entwickelten Simulationssystem die Flugzeugreaktion ermittelt. Es wird ein

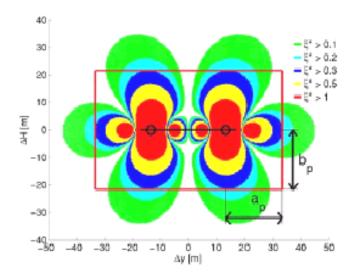


BILD 11. Gefährdungsraum eines Wirbelpaares ('light' hinter 'medium', Wirbelalter t = 50 s)

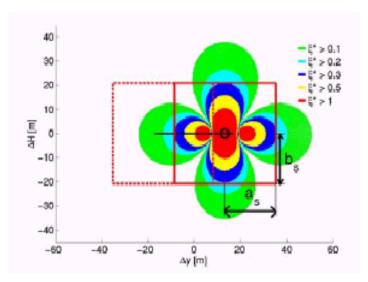


BILD 12. Gefährdungsraum eines Einzelwirbels ('light' hinter 'medium', Wirbelalter t = 50 s)

Am Ende des Flügels entstehen Schleppe genannten Randwirbel, denen ein induzierter Widerstand zugeschrieben wird<sup>59</sup>.

das mit Hilfe Gefährdungsraumkonzept vorgestellt, des vollständigen nichtlinearen Simulationssystems überprüft wird. Die Definition des Gefährdungsraumes ermöglicht es, die jeweils erforderlichen Mindestabstände zum vorausfliegenden Flugzeug zu bestimmen, die ein sicheres Passieren der Wirbelströmungen erlauben. [...] Das als Wirbelschleppe bekannte Phänomen hinter einem auftriebserzeugenden Flügel kann die Flugsicherheit erheblich beeinträchtigen, wenn ein nachfolgendes Flugzeug in den Einflussbereich dieser Wirbelströmung gerät. Die Stärke der Wirbel nimmt mit dem Gewicht des wirbel-erzeugenden Flugzeugs zu. Daher werden zur Zeit gewichtsabhängige Mindeststaffelungsabstände für den Landeanflug verwendet (TAB 1, TAB 2), die die Landekapazität eines Flughafens limitieren." Vgl Siegmann, Hartmut u. a.: Induzierter Widerstand, in: Modellbau Wiki, RC-Network Modellsport < URL >.

<sup>59</sup> Siegmann, Hartmut u. a.: Induzierter Widerstand, in: Modellbau Wiki, RC-Network Modellsport < URL >: "Für den Flugzeugentwerfer, den das "Warum" nicht interessiert, hier kurz und knapp die Formeln:

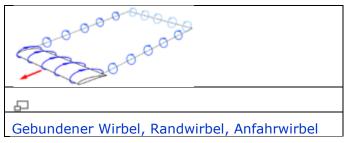
Induzierter Anstellwinkel:

"Der Induzierte Widerstand ist in der Verzerrung der Anströmung durch die Auftriebserzeugung des Flügels begründet. Die Zusammenhänge, wie dieser Widerstand zustandekommt, sind komplex. In den folgenden Absätzen sind sie im Umriss dargestellt.

# **Auftrieb und Zirkulation**

Es kann gezeigt werden, dass Auftrieb (also Kraft quer zur Hauptströmungsrichtung) in einem Strömungsfeld nur möglich ist, wenn in diesem Strömungsfeld Zirkulation vorhanden ist, also Wirbel. Man kann sich so einen Wirbel um den Tragflügel herum vorstellen; bekanntlich ist die Strömung an der Tragflügeloberseite beschleunigt, an der Unterseite verzögert. Zieht man von diesen Geschwindigkeiten die Fluggeschwindigkeit ab, ergibt sich unten eine Strömung entgegen der Flugrichtung, oben eine in Flugrichtung, als Gesamtes eine Rotationsströmung um den Tragflügel herum.

# **Randwirbel**

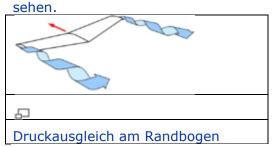


Nun können (stehende) Wirbel in einem Fluid nicht frei im Raum enden. Entweder sie enden an einer Begrenzungsfläche, (ein Beispiel sind an der Wasseroberfläche die bekannten Wirbeltrichter; auch wer schon einen Staubteufel oder eine <u>Trombe</u> beobachtet hat, hat einen Wirbel am Boden enden sehen), oder sie bilden geschlossene Wirbelringe, wie man das z.B an Rauchringen beobachten kann. Entsprechend kann der an den Tragflügel gebundene Wirbel am Tragflächenende nicht enden. Vielmehr setzt er sich dort in Form der sogenannten **Randwirbel** U-förmig nach hinten fort. Betrachtet man das ganze System schließt sich das "U" hinten über den Anfahrwirbel zu einem Wirbelring. Der Anfahrwirbel ist ein Wirbel, der der gebundenen Tragflächenzirkulation entspricht, aber entgegengesetzt dreht. Er entsteht beim Anfahren / Anstellen der Tragfläche und schwimmt mit der Strömung nach hinten weg. Selbstverständlich bleiben in realen Fluiden diese Wirbel nicht ewig stehen,

Beiwert des induzierten Widerstands

Jeweils für elliptische Auftriebsverteilung mit  $C_A$  = Auftriebsbeiwert  $\Lambda = \frac{\text{Streckung}^n}{\text{Streckung}^n}$ .

sondern laufen sich durch innere Reibung irgendwann tot. Man kann den Anfahrwirbel real beobachten: Wenn sich der Auftrieb ändert, geht ein neuer (Teil-) Wirbel ab. Das kann man z.B. bei einem Kunstflugzeug mit Raucherzeuger beim harten Hochziehen aus dem Horizontalflug im Rauch

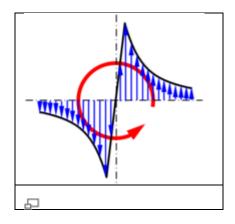


Die Entstehung von Randwirbeln kann man sich einfach vorstellen als Ausgleichsströmung am Flächenende: Unter der Fläche herrscht Überdruck, darüber Unterdruck. Die Luft, die diesen Unterschied ausgleichen will, strömt um den Randbogen herum und erzeugt dabei den sich hinter dem Randbogen oben einwärts drehenden Wirbel.

# Kontinuierliche Wirbelfläche

Genau betrachtet gibt es nicht nur die Randwirbel. Überall, wo sich der lokale Auftrieb der Tragfläche in Spannweitenrichtung ändert (z.B durch Änderung der Flügeltiefe, also kontinuierlich, durch Änderung des lokalen Anstellwinkels (Schränkung), durch Auftriebssprünge an den Enden von ausgeschlagenen Rudern), fließt ein der Auftriebsänderung entsprechender Wirbelfaden mit der Strömung nach hinten weg. Das ist nicht nur Gedankenmodell; sind solche Wirbel lokal stark, kann man sie bei passenden atmosphärischen Bedingungen als kondensierende Wirbelkerne beobachten (z.B an den Enden von Landeklappen von Passagierflugzeugen). Genau betrachtet fließt also an der Endleiste eines Tragflügels eine kontinuierliche Wirbelfläche variabler Stärke nach hinten weg. Das äussert sich in der Praxis in einer von innen nach aussen zunehmenden Scherung (abweichenden Fliessrichtung) der oben und unten vom Flügel abfliessenden Strömung. Diese Scherfläche rollt sich, wenn nicht weitere lokale starke Unstetigkeitsstellen wie z.B. Klappenenden vorhanden sind, stromabwärts auf die Randwirbel als stärkste Wirbelkerne auf.

# Geschwindigkeitsverteilung in einem Wirbel



Abgesehen von einem Wirbelkern (der inneren <u>Grenzschicht</u> des Wirbels, wenn wir das so betrachten wollen), der sich mehr oder weniger wie ein fester Körper um sich selbst dreht, ist die tangentiale Geschwindigkeit in einem Wirbelfeld umgekehrt proportional zum Radius, also zum Abstand vom Wirbelkern:

\_

Mit diesem Geschwindigkeitsverlauf bleibt der Drehimpuls eines Teilchens, dass sich nach innen oder außen bewegt, konstant:

 $dm\omega R^2 = const$ 

Das gibt die rechts dargestellte Geschwindigkeitsverteilung in einem Wirbel: Hohe Geschwindigkeit innen, schnell abnehmend nach aussen.

# Flügelabwind

Stellen wir uns nun hinter einen solchen Flügel und betrachten wir den Einfluss dieser abgehenden Wirbel auf die abgehende Strömung als Ganzes: Im Bild rechts sind ein paar Wirbel stellvertretend dargestellt: Wir haben einen starken Wirbel am Randbogen, schwächere, die durch die Tiefenänderung des Tragflügels entlang der Spannweite zustandekommen. Summieren wir nun die Wirkung all dieser Wirbel auf, so bekommen wir die folgenden Einflüsse: Artikel braucht bilder

- Über dem Tragflügel ist die Strömung als ganzes nach innen gerichtet; am stärksten außen, zur Mitte hin heben sich die Einflüsse auf.
- Unter dem Tragflügel geht die Strömung entsprechend nach außen.
- Direkt hinter dem Tragflügel ist die Gesamtheit der Wirbeleinflüsse nach unten gerichtet. Es resultiert ein Abwind hinter dem Flügel.
- Dem entspricht (schon aus Kontinuitätsgründen; irgendwo muss die nach unten abströmende Luft ja hin) ein nach außen schnell abnehmender Aufwind außerhalb der Randbogens.

# **Induzierter Anstellwinkel**

Da hinter dem Flügel ein zusätzlicher Abwind steht, wird die Flügelanströmung entsprechend verzerrt. Konkret resultiert ein lokal veränderter Anstellwinkel. Für elliptische Auftriebsverteilung ist dieser Abwind und damit die Veränderung des Anstellwinkels konstant. <u>Artikel braucht Bilder</u>

Elliptische Auftriebsverteilung bedeutet, dass der Auftrieb in Spannweitenrichtung nach dem folgenden Gesetz verteilt ist:

Artikel braucht Bilder

 ist der maximale Auftrieb in Tragflügelmitte. y ist die Koordinate in Spannweitenrichtung; 0 in der Mitte. b ist die Spannweite.

Der Induzierte Anstellwinkel ist dann:

D. h. der induzierte Anstellwinkel ist proportional zum <u>Auftriebsbeiwert</u>  $C_A$  und umgekehrt proportional zur <u>Streckung</u>  $\Lambda$ . Für alle anderen Auftriebsverteilungen ist der induzierte Anstellwinkel über die Spannweite variabel und seine Berechnung nicht trivial. Siehe dazu die <u>Weblinks</u>.

# **Rotation des Auftriebsvektors**

Da der Auftrieb definitionsgemäß senkrecht auf der Anströmrichtung steht, wird er duch diese Änderung der Anströmung um den gleichen Winkel nach hinten gedreht. Er erhält damit ein Komponente entgegen der Flugrichtung, die sich als Widerstand, eben den **induzierten Widerstand**, bemerkbar macht. Für elliptische Auftriebsverteilung wird der Beiwert dieser Komponente:

oder für kleine Winkel:

D. h. der induzierte Widerstand ist proportional zum Quadrat des Auftriebsbeiwerts; **Bei geringen Fluggeschwindigkeiten** wird er damit zum **dominierenden Widerstandsanteil.**"<sup>60</sup>

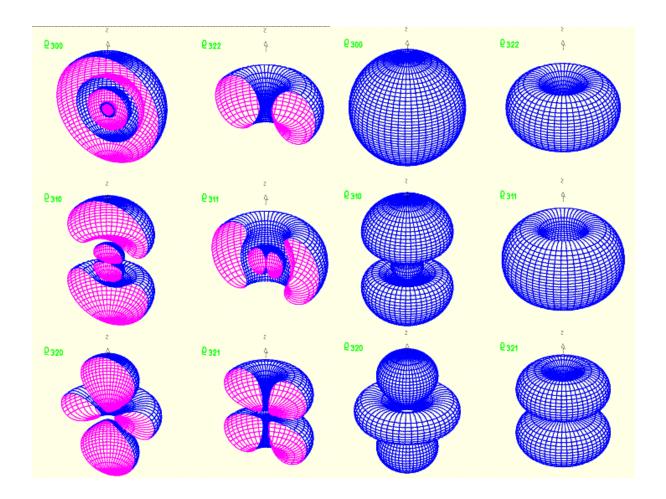
e = Oswald-Faktor

k = k-Faktor [-]

Beide Betrachtungsweisen sind äquivalent. Der k-Faktor ist wie folgt definiert:

<sup>&</sup>lt;sup>60</sup> Siegmann, Hartmut u. a.: Induzierter Widerstand, in: Modellbau Wiki, RC-Network Modellsport < URL >: "Zur Berechnung des Einflusses einer beliebigen Auftriebsverteilung auf den induzierten Widerstand wurde der Oswald-Faktor bzw. der k-Faktor eingeführt. Mit diesen Faktoren wird die Abwiechung des induzierten Widerstands zwischen der optimalen und der realen Auftriebsverteilung in einem Wert zusammengefasst. In älteren Publikationen findet man vorwiegend den Oswald-Faktor, während Publikationen der jüngeren Zeit den k-Faktor bevorzugen.

Besonders die Strahlungscharakteristik der als Hertzsche Dipol funktionierenden Funkantennen<sup>61</sup> zeigen mit den bisher gezeigten Wellenmuster<sup>62</sup> bzw. Strahlungscharakteristik große Ähnlichkeit.

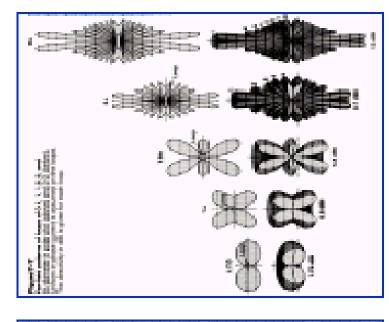


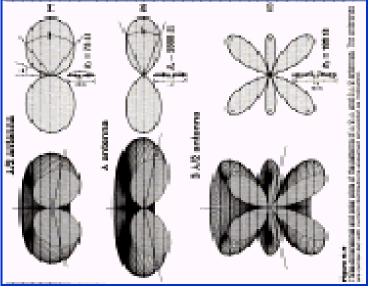
Das Wellenbild der Atome<sup>63</sup> entspricht weitgehend dem Wellenbild der Funkwellen, also elektromagnetischen Wellen.

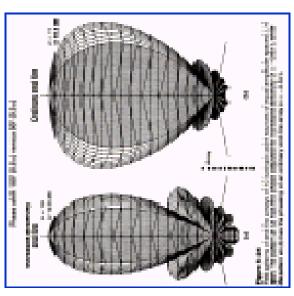
Daraus folgt wegen des absoluten Minimums des induzierten Widerstands der elliptischen Auftriebsverteilung: k ≥ 1.00".

Hein, M. / Stephan, R.: Funksysteme, in: < URL > 14; Hilborn 167 Fig 4.16; Preisler 48.
 Brandt, 75 Jahre Schrödingergleichung, Folie 24, in: < URL >.
 Chikazumi 77 Fig. 3.18.

# Richtcharakteristiken verschiedener Antennen







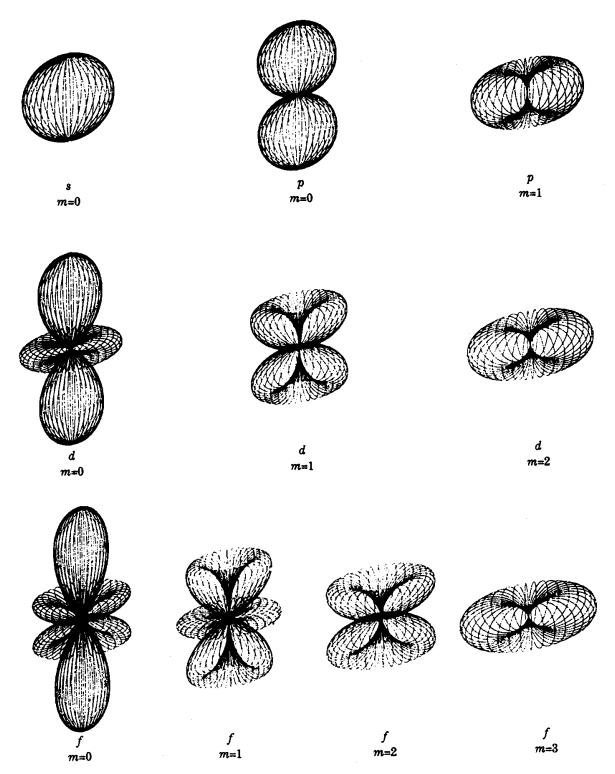
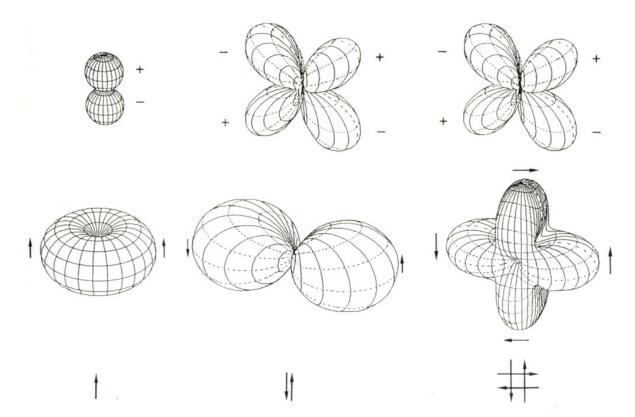


Fig. 3.18. Angular distribution of atomic wave functions with various orbital and magnetic quantum numbers.

Die gleichen Oberschwingungen zeigen auch die Erdbeben<sup>64</sup>.

\_

<sup>&</sup>lt;sup>64</sup> Gutdeutsch, 1 Geophysik, in: Bergmann/Schäfer VII 19 Abb 1.15.



**Abb. 1.15** Abstrahlcharakteristika von Erdbeben (links: Einzelkraft, Mitte: Kräftedipol mit Moment, rechts: Kräftequadrupol ohne Moment, oben: P-Wellen, Mitte: S-Wellen, unten: Konfiguration der Kräfte. Es sind Isolinien mit konstanten Polarkoordinaten  $\phi$  (Höhenwinkel) und l (Azimut) gezeichnet. Aus Platzgründen wurden die S-Charakteristiken der Multipole um die Faktoren 4 (Mitte) bzw. 3 (rechts) verkleinert dargestellt.

Ein Fortschritt in der Terminologie dürfte sein, dass die Quanten als Bezeichnung nicht mehr nur auf Photone<sup>65</sup>, also auf elektromagnetishen Wellen, angewendet werden, sondern der Konstante von Boltzmann – etwa als Phononen – wird insofer eine Art Quanten-Charakter zugestanden, als diese mit den Photonen in Welchselwirkung stehen<sup>66</sup>. An sich wäre aber die Konstante von Boltzmann<sup>67</sup> umgangssprachlich ebenfalls Quant, d. h. eine den Quanten analoge Diskontinuität<sup>68</sup>, doch weil dieser Terminus dem Plankckschen Lichtquant

<sup>65</sup> Leemann, Versuch von Frank-Hertz, Anregung von Quantensprüngen durch Stösse, in: < URL >, S. 4.

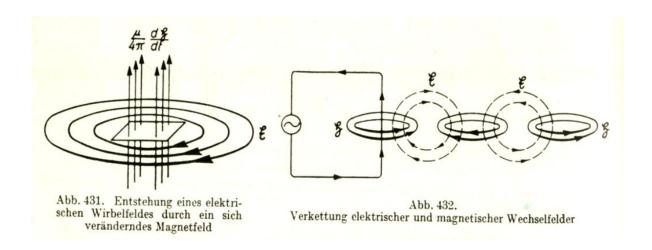
Raith, Elektromagnetismus, in: Bergmann/Schäfer II (1999) 1080: "Die Konsequenzen der Quantenmechanik für die Physik der Wärme sind bedeutend, da Wärme in der Teilchendynamik begründet ist. So sprechen wir in der Statistischen Thermodynamik von diskreten Zuständen, ein Sprachgebrauch, der klassisch nicht legitim ist. Erst in der Quantenmechanik bekommen 'diskrete Zustände' einen physikalischen Inhalt. Benutzen wir dagegen Zustände in klassischen Rechnungen, dann fassen wir naheliegende Energiebereiche zu einem fiktiven diskreten Zustand zusammen. Dieses Verfahren hat hat es zum ersten Mal L. Boltzmann, allerdings noch vor der Formulierung der Quantenmechanik durch Planck, ermöglicht das klassische Kontinuum zu diskretisieren und numerische Rechungen zu vereinfachen."

<sup>&</sup>lt;sup>67</sup> Raith, Elektromagnetismus, in: Bergmann/Schäfer II (1999) 1084 ff.

<sup>68</sup> Leemann, Versuch von Frank-Hertz, Anregung von Quantensprüngen durch Stösse, in: < URL >, S. 2 ff.

vorbehalten ist<sup>69</sup>, werden andere Diskontinuitäten wie die Konstante von Boltzmann stattdessen als diskrete Wete bezeichnet bzw. von der Kontinuität umschrieben<sup>70</sup>.

Lediglich in der Geophysik, wurden die den Obertönen analoge Schwingngen der Erdbeben<sup>71</sup> als Quanten bezeichnet<sup>72</sup>, und damit eine bisher der Atomphysik vorbehaltene Terminus für die Wellenmechanik der Erdbeben in Anspruch genommen<sup>73</sup>.



Theoretisch wäre es am Beispiel der Erdbebenwellen<sup>74</sup> möglich, alle Diskontionitäten dieser Art als Quanten zu bezeichen<sup>75</sup>, wenn der Terminus nicht einer speziellen Diskontinutitä vorbehalten wäre, nur weil diese zuert endeckt wurde<sup>76</sup>.

<sup>71</sup> Gutdeutsch, 1 Geophysik, in: Bergmann/Schäfer VII 19 Abb 1.15.

<sup>&</sup>lt;sup>69</sup> Leemann, Versuch von Frank-Hertz, Anregung von Quantensprüngen durch Stösse, in: < URL >, S. 4.

<sup>&</sup>lt;sup>70</sup> Raith, Elektromagnetismus, in: Bergmann/Schäfer II (1999) 1080: "Die Tatsache, dass die Energie nur in diskreten Zuständen vorkommt, führt dazu, daß ein makroskopischer Zustand als eine statistische Verteilung der Teilchen über die quantenmechanisch erlaubten Energiezustände beschrieben werden muß (s. Abb. 33.11 und 33.12)."

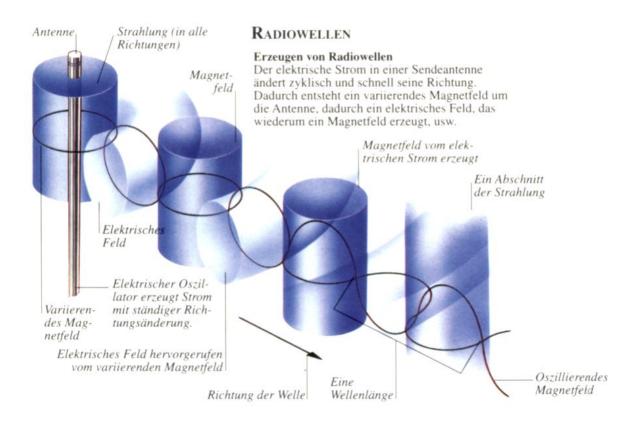
 $<sup>^{72}</sup>$  Kertz I 69: "Es ergeben sich zwei Schwingungstypen: sphäroidale und torsionale; sie sind in Fig. 24 veranschaulicht. Bei sphäroidalen Schwingungen (mit S bezeichnet) beobachtet man Deformationen der Kugeloberfläche, während die torsionalen (T) lediglich aus Verdrehungen der Kugelfläche in sich bestehen. Bei beiden Typen sind die einzelnen Schwingungen mit Indizes I und n gezeichnet:  $_nS_I$  und  $_nT_I$  (ähnlich den Quantenzahlen in der Atomphysik).  $_nS_I$  hat I und  $_nT_I$  (I – 1) Breitenkreise als Knotenlinien. n gibt die Anzahl der Nullstellen in radialer Richtung an (Fig. 24 unten). Man kann die Schwingungen mit n=0 als den Grundton und die mit n=1, 2, ... als die Obertöne der Schwingungsform auffassen."

<sup>&</sup>lt;sup>73</sup> Kertz I 35: "Man versucht, Modelle für die bei Erdbeben auftretenden Bodenbewegungen aufzustellen. Asl erstes Modell (Typ I) stellte man als Quelle dir Wirkung eines Kräftepaares (Fig. 9a) vor. Für die ersten Einsätze der Longitudinalwellen, bei denen die Bewegungsrichtung und die Ausbreitungsrichtung zusammenfallen (siehe Kap. 4c), erwartet man dann ein Ausstrahlungsdiagramm, wie es in Fig. 9b gezeichnet ist. (Dieses Diagramm gleicht dem Feldlinienbild gleicht dem Feldlinienbild des später zu besprechenden Quadrupols, siehe Kap. 6b.) In dieser Figur bedeutet das Pluszeichen Bewegung von der Quelle weg und das Minuszeichen Bewegung zur Quelle hin"

<sup>&</sup>lt;sup>74</sup> Gutdeutsch, 1 Geophysik, in: Bergmann/Schäfer VII 19 Abb 1.15.

<sup>&</sup>lt;sup>75</sup> Kertz I 69.

<sup>&</sup>lt;sup>76</sup> Leemann, Versuch von Frank-Hertz, Anregung von Quantensprüngen durch Stösse, in: < URL >, S. 2 ff.



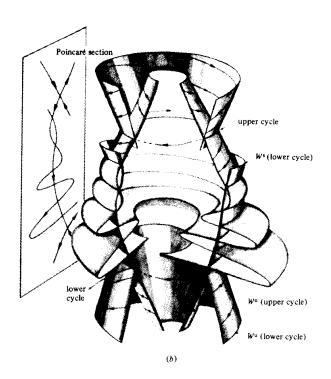


Fig. 4.16. Α threedimensional representation of the homoclinic (top) and the heteroclinic (bottom) tangles resulting from the intersections of the in-set and out-set surfaces associated saddle cycles. Also shown are sketches of parts of the two-dimensional Poincaré sections resulting from the tangles. (From [Ottino, 1989])

Während der Hertzsche Dipol<sup>77</sup> von der Elektrizität und vom elektromagnetischen Feld im Sinne von elektromagnetischem Strom handelt, die mit einem Flüssigkeitsstrom vergleichbar wäre, so lässt sich zeigen, dass auch im Flüssigkeitsstrom einzelne Teilchen sich auf

60

<sup>&</sup>lt;sup>77</sup> Bergmann/Schäfer II (1971) 372 Abb 508-509.

Bahnen bewegen, und daher jede sich auf einer Bahn sich fortbewegende elektrische Ladung faktisch ein elektrischer Strom sei<sup>78</sup>. Die elektrischen Felder eines bewegten Teilchens bzw. einer im Raum bewegten elektrischen Ladung sind im Hinblick auf die Strahlungscharakteristika analog bzw. equivalent.

# "12.4. Strahlungsleistung

Hier soll nun die von einer bewegten Ladung abgestrahlte Leistung P berechnet werden. Dazu setzt man voraus, dass alle Größen zur retardierten Zeit genommen werden ( (t<sub>ret</sub>) usw.). Dies macht Sinn, da sich die Strahlung nur mit Lichtgeschwindigkeit ausbreiten kann. Zunächst betrachtet man Abb. 12.1.

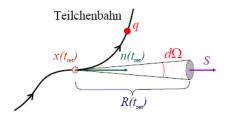


Abb. 12.1.: Zur Strahlungsleistung bei retardierten Potentialen

Man betrachtet nu nur das Fernfeld, sodass man alle Terme und vernachlässigen kann, da sie mit R schnell gegen 0 sinken. Es bleibt also übrig. Dies ergibt:

An dieser Formel sieht man schon, dass nur beschleunigte Ladungen Energie abstrahlen (Abhängigkeit von ). Vom Standpunkt der Ladung aus, kann man sich fragen, wieviel Energie — im Zeitintervall abgestrahlt wurde. Da (12.4.2) die Abstrahlung im Intervall angibt erhält man somit:

61

 $<sup>^{78}</sup>$  Leemann, Versuch von Frank-Hertz, Anregung von Quantensprüngen durch Stösse, in: < URL >, S. 5 ff.

Nun kann man zwei Grenzfälle betrachten:

1.	nichtrelativistischer Grenzfall	: In diesem Fall erhält man aus (12.4.3) mit
	:	

Dabei wurde der Winkel cos — zwischen Teilchenbeschleunigung und der Beobachtungsrichtung eingeführt. Die folgende Abb. 12.2 zeigt die Richtungsabhängigkeit der Strahlung. Man kann nun über den Raum integrieren und erhält so die gesamte abgestrahlte Leistung:

Man erhält also insgesamt:

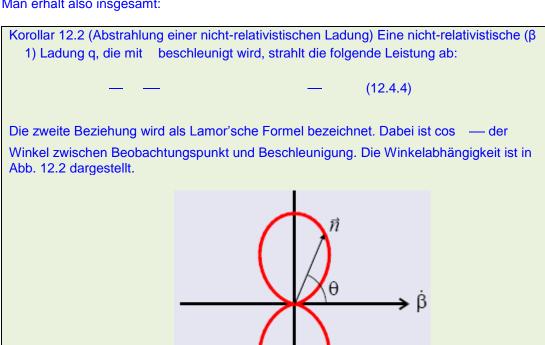
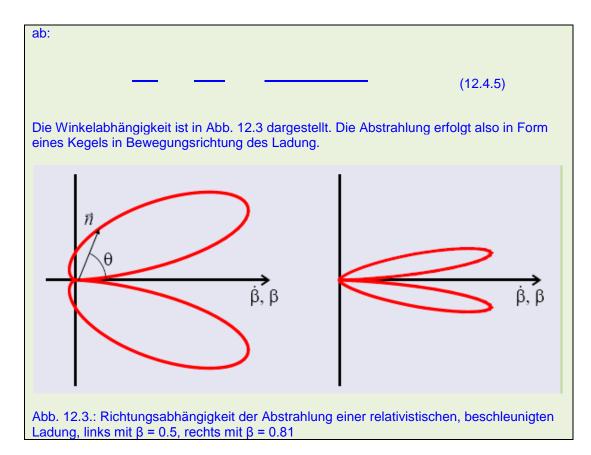


Abb. 12.2.: Richtungsabhängigkeit der Abstrahlung einer nicht-relativistischen, beschleunigten Ladung

2. Grenzfall : Hier ist also θ nach obiger Definition der Winkel zwischen der Beobachtungsrichtung und der Beschleunigung , sowie der Geschwindigkeit . Die Ladung wird also geradlinig beschleunigt. Man erhält dann aus (12.4.3):

Korollar 12.3 (Abstrahlung einer relativistischen Ladung) Eine relativistische Ladung q mit , die mit in Richtung ihrer Bewegung beschleunigt wird, strahlt die folgende Leistung



Aus Abb. 12.3 kann man ersehen, dass der Abstrahlkegel mit steigender Geschwindigkeit \_ immer schmaler wird und nach vorne gerichtet ist. Man kann den Winkel der maximalen Abstrahlung bestimmen:

Die Funktion  $\theta_{max}(\beta)$  ist in der folgenden Abb. 12.4 dargestellt. Dies bestätigt das obige qualitative Ergebnis.

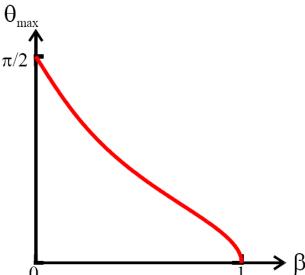


Abb. 12.4.: Winkel der maximalen Abstrahlung  $\theta_{\text{max}}$  als Funktion der Geschwindigkeit  $\beta^{\text{"79}}$ .

\_

<sup>&</sup>lt;sup>79</sup> Krieger, Elektrodynamik und Relativitätstheorie, in: < URL > S. 56 ff.

# Wasserwelle

Die häufigste Entstehungsursache von Wasserwellen ist der Wind<sup>80</sup>. Der Wind muss allerdings dreimal so schnell sein wie die dann entstehenden Wellen, die er erzeugt, da ansonsten der See trotz des Windes unbewegt bleibt<sup>81</sup>.

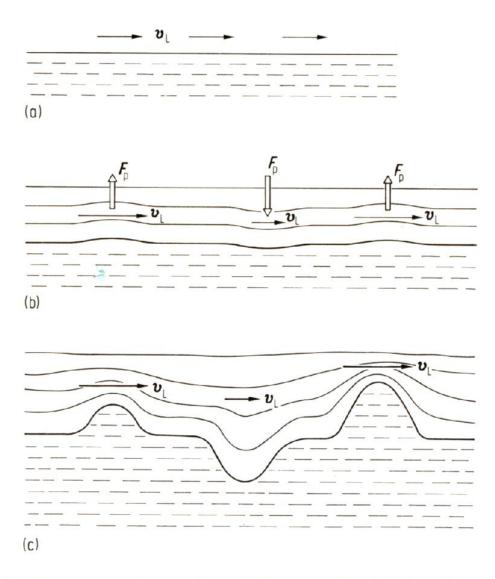


Abb. 23.17 Zur Anregung von Wasserwellen durch Wind (schematisch).

Die Voraussetzung, dass für die Entstehung der Wellen die Dreifache an Windgeschindigkeit braucht als die Geschwindigkeit der dann entstehende Welle, korrespondiert mit dem

65

Stierstadt/Fischer, Teil I Mechanik, in: Bergmann/Schäfer I (1998) 798, 709 ff.
 Stierstadt/Fischer, Teil I Mechanik, in: Bergmann/Schäfer I (1998) 709.

Impulssatz des Wirbels, wonach der Impuls der Zirkulation einerseits und der Impuls des Wirbelkerns andererseits, im Verhältnis 2/3 zu einander stehen. Es gibt also eine Mindestgeschwindigkeit<sup>82</sup> für Wasserwellen von 0,23 m/s, was einer Mindestgeschwindigkeit des Windes von ca. 0,7 m/s bzw. genauer 6,5 m/s (25 km/h bzw. 23 km/h) entspricht<sup>83</sup>. Die beim Überschreiten dieser Geschwindigkeit auftretende Wellenbildung nennt man Kelvin-Helmholtz-Instabilität<sup>84</sup>. Dieser entspricht auch eine kritische Wellenlänge von ca. 17 mm<sup>85</sup>. Der Wind übt auf die Wellen mehr durch den Sog dahinter als durch den Druck von vorn auf den Wellenberg eine Kraft aus<sup>86</sup>.

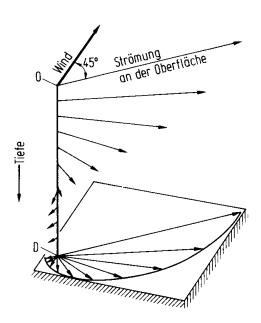


Abb. 2.23 Windgetriebene Meeresströmung: Ekman-Spirale und Projektion auf die Horizontalebene in der Reibungstiefe D am Beispiel der Nordhalbkugel.

Der vom Wind verursachte Druck bzw. mehr ein Sog ist zu der Windrichtung um 90° geneigt<sup>87</sup>.

\_

<sup>82</sup> Stierstadt/Fischer, Teil I Mechanik, in: Bergmann/Schäfer I (1998) 710.

<sup>83</sup> Faber 191; Apolin 23.

<sup>84</sup> Stierstadt/Fischer, Teil I Mechanik, in: Bergmann/Schäfer I (1998) 710; Faber 331 ff.

<sup>&</sup>lt;sup>85</sup> Stierstadt/Fischer, Teil I Mechanik, in: Bergmann/Schäfer I (1998) 713 Abb 23.21.

<sup>86</sup> Apolin 23 f.

<sup>87</sup> Siedler/Zenk, 2 Ozeanographie, in: Bergmann/Schäfer VII (2001) 88: "Wie in Abschn. 2.2.3 erläutert wurde, ergibt sich im stationären Fall durch Windschub ein Eckmann-Transport in der Oberflächennahen Schicht, der gegenüber der Windrichtung um 90° nach rechts gedreht ist. In Abb. 2.23 sind schematisch die vom konstanten Wind erzeugte Eckmann-Spirale und der dazugehörige Eckmann-Transport dargestellt. Abb. 2.24 zeigt an einem Beispiel, wie aus einem mittleren Windschubfeld ein Eckmann-Transportfeld folgt. Wegen der Inhomogenität des zeitlich gemittelten Windfeldes führt der Eckmann-Transport Wasser in Konvergenzzonen zusammen und in Divergenzzonen auseinander. "

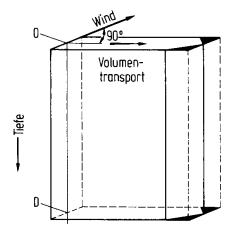
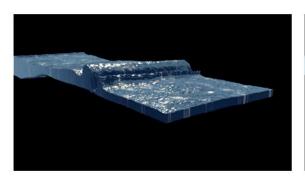


Abb. 2.24 Ekman-Transport zwischen Oberfläche und Reibungstiefe D für die Nordhalbkugel.

Die so hochgeschaukelten Wellen können aber nicht beliebig hoch werden, sondern brechen sie ab einer kritischen Höhe, und geben ihre Kraft an die anderen Wellen ab<sup>88</sup> (Dispersion). Je kürzer die Wellen sind, desto leichter brechen sie. Wenn aber der Wind lange genug weht, werden die Wellen immer länger und höher, bis der Winddruck gleich groß ist wie der Wellendruck, und dann können die Wellen nicht mehr größer oder länger werden<sup>89</sup>.

 $<sup>^{88}</sup>$  Vgl Enright/Marschner/Fedkiw: Animation and Rendering of Complex Water Surfaces, in: < URL > S. 9 Figure 8:



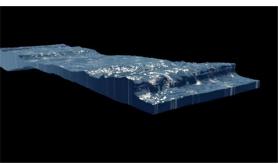


Figure 8: View of wave breaking on a submerged shelf (540x75x120 grid cells). Note the ability to properly model the initial breakin (top two frames) and secondary splash up (bottom two frames) phases. Rendered by proprietary software at ILM.

<sup>&</sup>lt;sup>89</sup> Faber 191; Apolin 24.

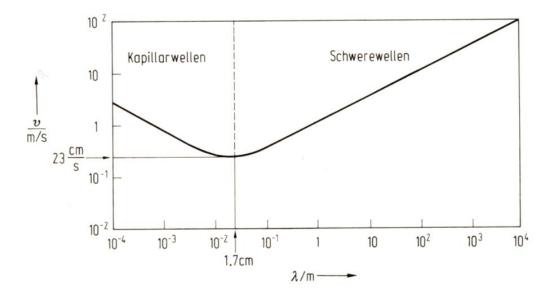


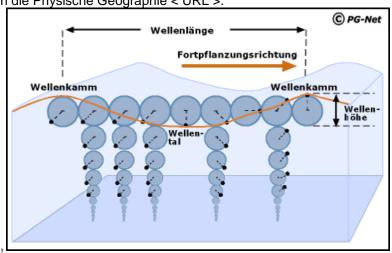
Abb. 23.21 Dispersion von Wasserwellen.

Wellen mit der Wellenlänge  $\lambda$  und Amplitude a in stehenden Gewässer mit der Tiefe h mit der Geschwindigkeit c erzeugen eine rotationsfreie Potentialströmung<sup>90</sup>. Der Welleneinfluss von der Wasseroberfläche nach unten ist abhängig von der Wassertiefe<sup>91</sup>: Ist das Wasser tief (ca. h >  $\lambda$ /2), so ist der Bewegungseinfluss auf die obere Zone ( $\sim$  $\lambda$ /2) beschränkt und die Partikelbahnen sind kreisförmig. Ist das Wasser seicht (h  $\leq \lambda$ /20), so ist die Partikelbewegung

Wellenlänge λ hängt mit der Wellenperiode T über die Schnelligkeit c zusammen

d. h. zu den Zeiten t, t + T, t + 2T usw. Wiederholt sich eine bestimmte Wellenphase, z. B. der Wellenberg, an einem fixen Punkt." Vgl Prandtl (1956) 67 Fig. 61.

<sup>91</sup> Freie Universität Berlin, Wellenform und -bewegung, in: PG-Net, Das Lernportal zur Einfühgung in die Physische Geographie < URL >:



**Abbildung** Wellenform und Orbitalbewegung der Wasserteilchen beim Durchlaufen einer Welle; in Anlehung an Press & Siever 2003, S. 441 und Christpherson 1994, S. 484. Die Vorwärtsbewegung der Wellenform ist durch die orangene Linie markiert".

 $<sup>^{90}</sup>$  Jirka/Lang, Gerinnenhydraulik, in: < URL > 112 f: "Die lineare Wellentheorie für Wellen mit kleiner Amplitude (a ≤  $\lambda$ ; praktisch a < 0,5  $\lambda$ ) ergibt die sinusodale Wellenform η

gleichmäßig über die ganze Wassertiefe verteilt, und die Bahnen sind flache Elipsen. Dazwischen besteht ein Übergangsbereich. Die generelle Beziehung für die Wellengeschwindigkeit ist  $c^2 = (\lambda/2\pi) \tanh(2\pi h/\lambda)$  d. h. sie ist sowohl von der Wassertiefe wie auch Wellenlänge abhängig, während für Flachwasser sie von der Wassertiefe abhängig ist.

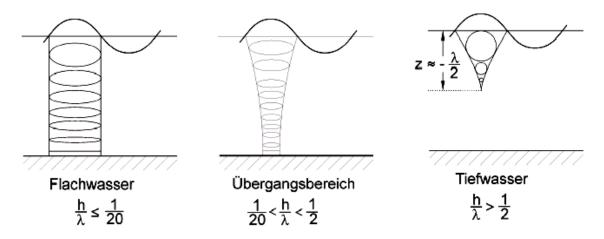
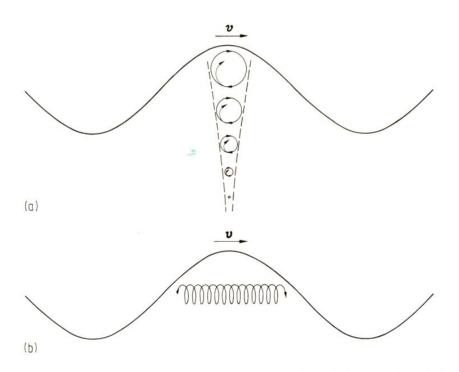


Abb. 5.2.: Partikelbahnen im Übergang von Tief- zu Flachwasserwellen (nach Ippen, 1966)

Das Tiefwasserregime ist typisch für winderzeugte Wellen in Seen oder auf dem offenen Meer. Diese Wellen bewegen sich dispersiv, d. h. existieren in einem Wellensystem verschiedener Wellenzüge mit unterschiedlichen Wellenlängen, und so werden sich die langen Wellen schneller fortpflanzen als die kürzeren.



**Abb. 23.33** Stokes-Drift in einer Oberflächenwelle. (a) Teilchenbahnen während einer Periode; (b) resultierende Bewegung eines Teilchens während sehr vieler Perioden (schematisch).

Flachwasserregime wird erreicht, wenn Windwellen sich in dem seichten Küstenbereich von Meeren bzw. Seen bewegen. Auch Gezeitenwellen befinden sich immer in diesem Regime. Die Geschwindigkeit nimmt in Küstennähe bei seichter werdenden Wassertiefe ab<sup>92</sup>.

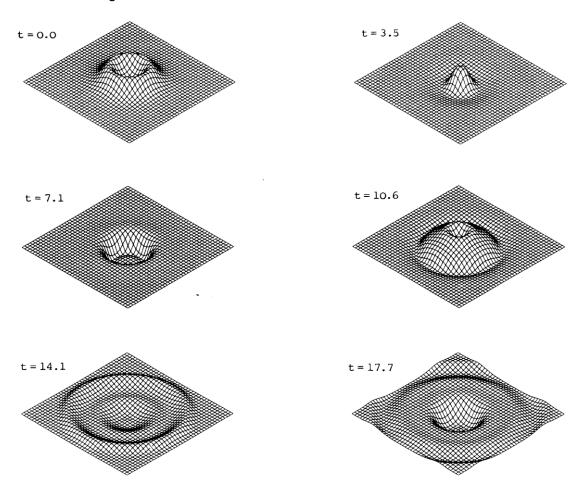


Figure 10-8: Pulson solution of the SG equation

Eine andere einfache Art der Beobachtung der Wasserwellen ist, einen Stein ins Wasser zu werfen<sup>93</sup>. Dabei entsteht eine Gruppe von Wellen.

\_

$$-1$$
,  $+ +1$ ,  $-h2/2$   $1/4$  ,  $+1 +$  ,  $-1 + -1$ ,  $+ +1$ , (10.6-9)

Here the extra space variable  $y_\ell$  is  $\ell h$ , and for this scheme the time step k is  $h/\sqrt{2}$  to preserve the linear stability condition. Again only diagonal grid is needed, saving a factor of two in both storage and time requirements. This scheme would convert easily to a parallel computer with little modification. In use on a normal computer, it has proved reliable and efficient. Figure 10-8 shows some of the initial stages in the evolution of a sine-gordon pulson, taken from the film by Eilbeck and Lomdahl (1982). In this figure,  $\sin(u/2)$  is plotted as a function of x and y for successive t values."

<sup>&</sup>lt;sup>92</sup> Jirka/Lang, Gerinnenhydraulik, in: < URL > 114.

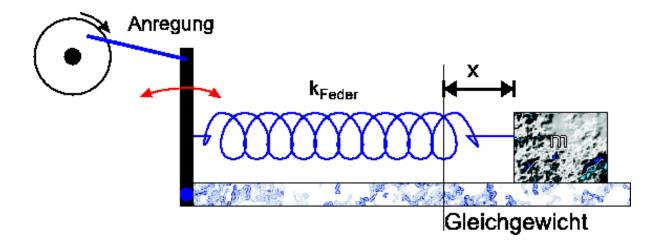
<sup>&</sup>lt;sup>93</sup> Dodd/Eilbeck/Gibbon/Morris 602 f: "The SG equation with rotational symmetry has also been studied independently by Christiansen and Olsen (1978), and further studies of kink-kink and pulson-pulson interactions in two space dimensions have been carried out by Christiansen and Lomdahl (1981). The numerical technique used in this latter study was a simple extension of the finite difference scheme (10.3-8). In two space dimensions, this becomes

# **DISPERSION**

Die Dispersion ist eines der wichtigsten, wenn nicht das grundlegendeste Phänomen der Wellenmechanik<sup>94</sup>. Durch die Dispersion des Lichtes, das heißt, dass die Brechzahl von der Wellenlänge abhängt, werden die verschiedenen Farben unterschiedlich gebrochen. Jedes Mal, wenn Licht durch die Grenzfläche Luft-Materie geht, werden unterschiedliche Farben unterschiedlich gebrochen. Dies bewirkt die folgenden Effekte:

- die Chromatische Aberration bei Linsen (Farbsäume)
- die Möglichkeit, ein Prisma als Spektralapparat zu verwenden
- das Auseinanderlaufen von Signalen in Glasfasern
- der Regenbogen

Um die Physik der Dispersion zu klären, müssen wir ein physikalisches Modell finden, bei dem eine Frequenzabhängigkeit auftritt. Wir erinnern uns aus der Mechanik, dass bei Oszillatoren eine Resonanz auftritt. Als Beispiel kann man ein Feder-Masse-System betrachten<sup>95</sup>.

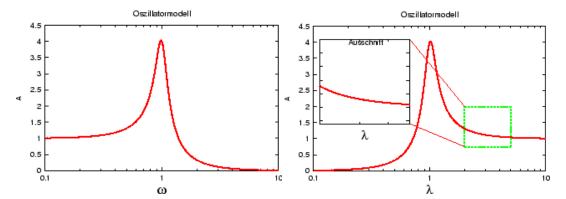


In diesem Feder-Masse-Modell wird die Schwingung durch  $x(t) = x_0 cos\omega t$  angereg $t^{96}$ . Die Amplitude verhält sich als Funktion der Frequenz  $x(\omega) = x_0/((\omega^2 - \omega_0^2)^2 + \omega^2 \omega_0^2/Q^2)^{1/2}$ .

<sup>&</sup>lt;sup>94</sup> Marti, Othmar: Das Prisma: ein optisches Instrument mit Dispersion, Ulm 2005, in: < URL >.

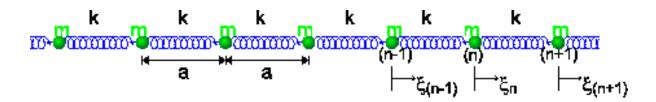
<sup>&</sup>lt;sup>95</sup> Marti, Othmar: Das Prisma: ein optisches Instrument mit Dispersion, Ulm 2005, in: < URL >; Stierstadt/Fischer, Teil I Mechanik, in: Bergmann/Schäfer I (1998) 681 f.

<sup>&</sup>lt;sup>96</sup> Marti, Othmar: Das Prisma: ein optisches Instrument mit Dispersion, Ulm 2005, in: < URL >.



Resonanzkurve links als Funktion der Frequenz  $\omega$  und rechts als Funktion der Wellenlänge  $\lambda$ . Der Ausschnitt zeigt, dass es einen Bereich der Resonanzkurve gibt, der genau so aussieht wie der Verlauf des Brechungsindexes.

Aus diesen Kurven gewinnt man die Anregung, dass ein Feder-Masse-System als Modell für die Dispersion geeignet sein könnte<sup>97</sup>.



Die Bewegungsgleichung der n-ten Masse bei Longitudalwellen ist

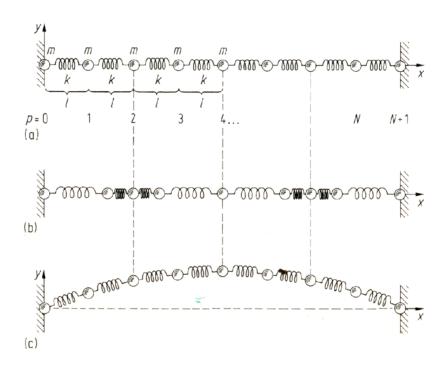
$$m\xi'_n = -k (\xi_n - \xi_{n-1}) + k (\xi_{n+1} - \xi_n) = k (\xi_n - \xi_{n-1}) - 2k\xi_n$$

analog zur Gleichung für ein inneres Pendel bei gekoppelten Pendeln<sup>98</sup>.

-

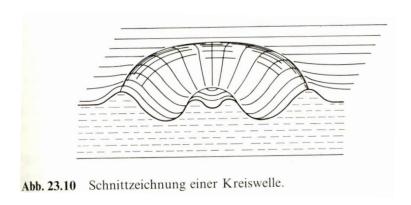
 $<sup>^{97}</sup>$  Marti, Othmar: Das Prisma: ein optisches Instrument mit Dispersion, Ulm 2005, in: < URL >: "Ein Körper besteht aus Atomen. Diese bestehen aus Elektronen, Aufenthaltswahrscheinlichkeit über einen Durchmesser von 100pm ausgeschmiert ist, sowie aus einem Atomkern, der im Zentrum der Elektronenwolke liegt und einen Durchmesser von ungefähr 1 fm hat. Wenn ein elektrisches Feld E angelegt wird, dann verschiebt sich die Elektronenwolke gegen den Kern um eine Distanz Ax. Diese Verschiebung soll klein gegen den Durchmesser der Elektronenwolke sein. Dann können wir annehmen, dass die Ladung der Elektronenwolke homogen verteilt ist. Da das Coulombgesetz für die elektrostatischen Kräfte die gleiche Form wie das Gravitationsgesetz hat, hängt die Kraft für die Testladung des Kerns linear von der Auslenkung ab, und zwar so, dass der Schwerpunkt des Kerns und der der Elektronenwolke wieder übereinandergelegt werden sollen. Wir haben also eine auslenkunsproportionale rücktreibende Kraft, wie bei einer Feder. Deshalb nehmen wir an, dass das Elektron-Kern-System als Feder-Masse-System beschrieben werden kann. Da ein Elektron nicht nur Kräfte auf seinen Kern, sondern auch auf die benachbarten ausübt, müssen wir ein dreidimensionales Netz von Federn und Massen betrachten."

<sup>&</sup>lt;sup>98</sup> Marti, Othmar: Das Prisma: ein optisches Instrument mit Dispersion, Ulm 2005, in: < URL >: "Bei sehr kleinen Frequenzen schwingen alle Massen in Phase: wie bei den gekoppelten Pendeln gibt die gleichsinnige Bewegung aller Massen die tiefste Frequenz, die hier, da wir eine unendliche Anzahl Massen annehmen, null ist. Die maximale Frequenz erhält man dann, wenn jeweils zwei benach5barte Massen gegensinnig schwingen. Eine höher Schwingungsfrequenz ist nicht möglich.



**Abb. 22.23** Kette von N gekoppelten Oszillatoren. (a) Ruhelage; (b) longitudinale 2. Oberschwingung und (c) transversale Grundschwingung.

## Oberflächenwellen



Die einfachste Art die diskrete Zahl der entstehenden Wellengruppe bei der Dispersion zu veranschaulichen ist also einen Stein ins Wasser zu werfen<sup>99</sup>.



Stierstadt/Fischer, Teil I Mechanik, in: Bergmann/Schäfer I (1998) 703 Abb 23.10, 711 Abb 23.19,
 Abb 24.20, 779 Abb 24.28a; Apolin 23, 32; Bergmann/Schäfer I (1975) 468 f: "Eine Sonderstellung nehmen Oberflächenwellen von Flüssigkeiten ein. Ihre Entstehung kann man leicht beobachten, wenn man einen Stein in eine ruhige Wasserfläche hineinwirft (Abb. VIII, 26). [...] Die Beziehung enthält etwas Neues: Die Ausbreitungsgeschwindigkeit c ist nicht mehr konstant, sondern hängt von der Wellenlänge ab. Ein solches Verhalten wird in Anlehnung an die Optik mit dem Ausdruck Dispersion gekennzeichnet."

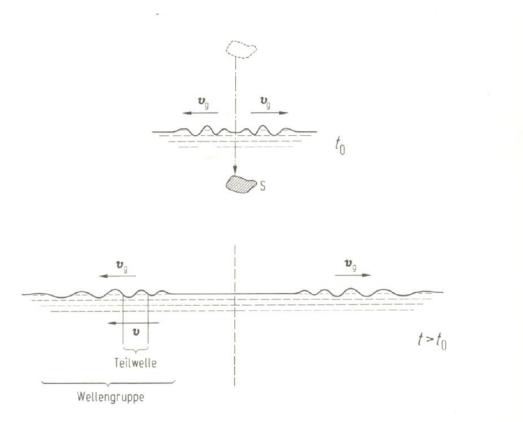
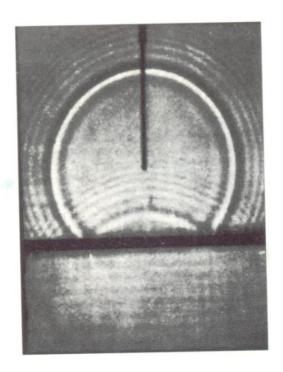


Abb. 24.20 Eine Wellengruppe auf Wasser, ausgelöst durch das Hineinfallen eines Steines S.

Im Labor kann ein ins Wasser getauchte Stab durch ein Impuls den gleichen Effekt zeigen<sup>100</sup>.



Bergmann/Schäfer I (1975) 480 Abb VII 41; Stierstadt/Fischer, Teil I Mechanik, in: Bergmann/Schäfer I (1998) 779 Abb 24.28a.

# Wellenbruch

Ein analoges Phänomen kann bei sich überschlagenden, sog. berechenden Wellen<sup>101</sup> beobachtet werden:

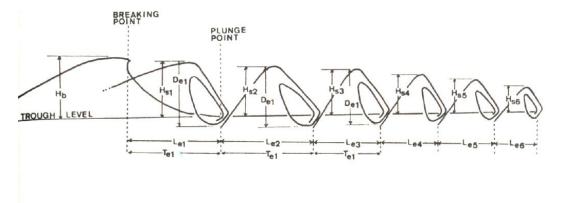


Figure. 6 Definition sketch of length and time scales measured for the eddy series.

Zwei charakteristische Eigentümlichkeiten der Wellen sind Beugung und Brechung. Sie sind zu beobachten beispielsweise an Küsten<sup>102</sup> oder wenn das Wasser tiefer wird, oder wenn sich die Temperatur des Mediums ändert.

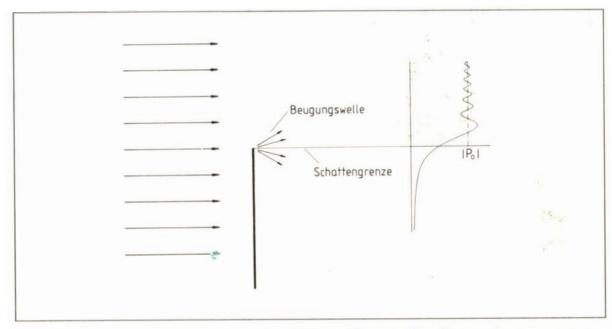


Abb. II.15 Beugung einer ebenen Schallwelle an der geraden Kante einer schallharten Wand.

101 Tallent/Yamashita/Tsuchija, Transformation Characteristic of Breaking Water Waves, in: Tørum/-Gudmestad 511 f.

<sup>102</sup> Vgl Enright/Marschner/Fedkiw: Animation and Rendering of Complex Water Surfaces, in: < URL > S. 6 ff.

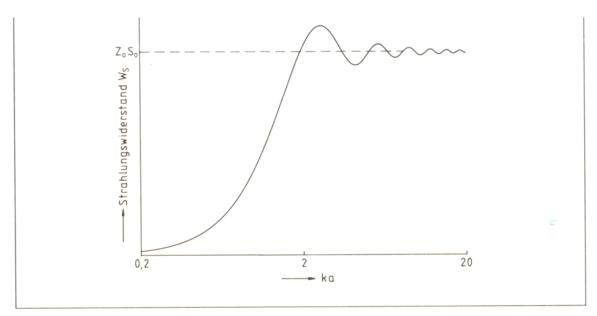


Abb. II.14 Strahlungswiderstand eines Kreiskolbenstrahlers in einer schallharten Wand.

Die Erklärung für Beugung und Brechung<sup>103</sup> fand der Niederländer Christian Huygens (1629-1695), auf den auch die Wellentheorie des Lichts zurückgeht<sup>104</sup>. Das Prinzip von Huygens besagt, dass das Medium, in dem sich die Welle ausbreitet, von ihr an jeder Stele zur erzwungenen Schwingungen angeregt wird, die sich als Kugelwellen nach allen Richtungen hin fortpflanzen<sup>105</sup>. Überlagert man alle diese Kugelwellen unter Berücksichtigung ihrer Phasen, so erhält man das Bild der Welle zu einem späteren Zeitpunkt<sup>106</sup>.

 $<sup>^{103}</sup>$  Vgl Enright/Marschner/Fedkiw: Animation and Rendering of Complex Water Surfaces, in: < URL > S. 6 ff.

<sup>&</sup>lt;sup>104</sup> Stierstadt/Fischer, Teil I Mechanik, in: Bergmann/Schäfer I (1998) 774.

Stierstadt/Fischer, Teil I Mechanik, in: Bergmann/Schäfer I (1998) 775 f: "In einem Zeitintervall  $\Delta t$  haben die Elementarwellen eine Strecke  $\Delta r = v$   $\Delta t$  zurückgelegt. Die Wellenfront zu diesem Zeitpunkt ergibt sich dann als Einhüllende der Elementarwellen in Fortpflanzungsrichtung der ursprünglichen Welle. Die Richtigkeit dieser Behauptung läßt sich durch geduldiges Zeichnen möglichst vieler Elementarwellen zu verschiedenen Zeiten graphisch belegen (Abb. 24.26). Allerdings muß man dabei die Amplituden der Elementarwellen mit einem Faktor (1 + cos $\Theta$ ) multiplizieren, wobei  $\Theta$  der Winkel zwischen der Wellennormale der ursprünglichen Welle und dem Radiusvektor der Elementarwelle ist. Das ist ein Ergebnis der Theorie von Augustin J. Fresnel (1788-1827), Gustav R. Kirchhoff (1824-1887) und Hermann v. Helmholtz (1821-1894). Sie konnten zeigen, daß die Überlagerung der Elementarwellen in jeder beliebigen Richtung tatsächlich die zeitliche Entwicklung der Wellenfront liefert."

Stierstadt/Fischer, Teil I Mechanik, in: Bergmann/Schäfer I (1998) 777: "Die Theorie von Fresnel und Kirchhoff zeigt, dass der Abstand der Zentren mindestens eine halbe Wellenlänge sein muß. Noch kleinere Abstände bringen keine zusätzliche Information. Andererseits sollte der Abstand nicht größer sein als der kleinste Krümmungsradius der Wellenfront; sonst gehen Feinheiten verloren. Bei graphischen Konstruktion genügt es meistens, die Einhüllende der Elementarwellen in Ausbreitungsrichtung der Wellenfront zu zeichnen. In allen anderen Richtungen löschen sich die Elementarwellen durch Interferenz aus, wenn man die oben angegebene Winkelabhängigkeit berücksichtigt."

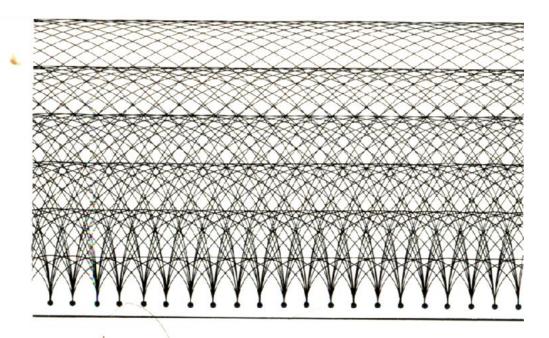


Abb. 24.26 Konstruktion nach Huvgens für eine ebene Welle.

Die Elementarwellen von Huygens kommen als in den sogenannten Energiebändern einer Kristalloberfläche als stehende Welle vor<sup>107</sup>.

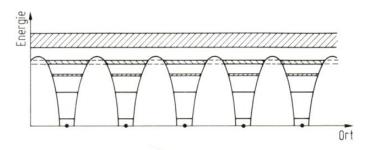


Abb. 1.32 Schematische Darstellung der Energiebänder von Kristallen. Die Punkte zeigen die Lagen der Atomkerne an, der Nullpunkt der Energieskala ist willkürlich.

Dabei entsprechen die Gitteratome jeweils einer Elementarwelle bei Huygens<sup>108</sup>.

Scherz, Grundlagen der Festkörperphysik, in: Bergmann/Schäfer VI (1992) 42: "Die Energiezustände der Kristalle sind grundsätzlich verschieden zu denen isolierter Atome. Während die elektronische Struktur der Atome hauptsächlich die elektromagnetischen Spektren von Radiowellen bis Röntgen-Gebiet bestimmen, ist die elektronische Struktur der Kristalle außerdem die Grundlage zum Verständnis der vielfältigen elektrischen Eigenschaften. Durch die chemische Bindung werden die Energiezustände der Elektronen stark verändert, während die inneren Schalen der Atome weitgehend erhalten bleiben. [...] Die besonderen Eigenschaften der Kristalle ergeben sich nun daraus, dass die Energieniveaus in Bändern angeordnet sind und nicht wie bei isolierten Atomen aus einzelnen diskreten Niveaus bestehen"

Scherz, Grundlagen der Festkörperphysik, in: Bergmann/Schäfer VI (1992) 42 f: "Die tiefen Niveaus werden von den Nachbarkernen kaum gestört, die höheren sind jedoch durch den Einfluss der Nachbaratome zunehmend verbreitert, die Wellenfunktionen überlappen sich und die Elektronen können durch die Potentialschwelle hindurchtunneln. Oben bestehen dann die Elektronenzustände aus breiten Bändern und man kann die Elektronen nicht mehr einem Atom zuordnen, denn die Wellenfunktionen sind über den ganzen Kristall ausgebreitet. Die Energiebänder sind eine mittelbare Folge der periodischen Anordnung der Atome und bilden eine Eigenschaft des ganzen Kristalls. Die

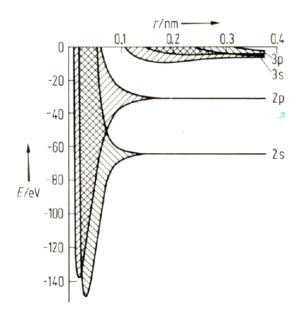


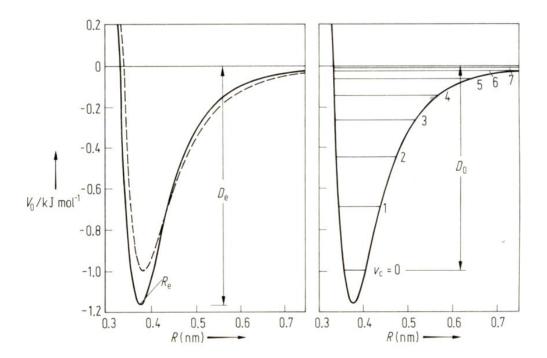
Abb. 1.33 Energieniveaus E von Natrium in Abhängigkeit vom Atomabstand r nach Slater. Der tatsächliche Atomabstand im Na-Kristall beträgt etwa 0.2 nm.

Zugleich entsprechen die Energieniveaus der Bänder denen der Atome<sup>109</sup>. Ein Zwischending sind die Van-der-Waals-Moleküle, die analog den Bändern mehratomige Energieniveaus bilden<sup>110</sup>. Es ist zu erwarten, dass diese besondere Familie von Molekülen den Molekularphysikern noch lange viele interessante Aufgaben präsentieren wird<sup>111</sup>.

Elektronen in den Bändern sind daher frei verschieblich, was unmittelbar zur elektrischen Leitfähigkeit führt"

Scherz, Grundlagen der Festkörperphysik, in: Bergmann/Schäfer VI (1992) 43: "In Abb. 1.33 sind die Energieniveaus von Natrium-Kristallen in Abhängigkeit vom Atomabstand gezeichnet. Bei sehr großen Abständen sind alle Niveaus diskret, und bei zunehmender Annäherung verbreiten sich zunächst die höheren Niveaus, wobei eine Überlappung stattfindet. Der tatsächliche Atomabstand beträgt etwa 0,2 nm. Bei noch größerer Annäherung verbreitern sich auch die tieferen Niveaus zu Bändern. Der Grundzustand 1 s liegt sehr viel tiefer und ist in der Abb. 1.33 nicht enthalten."

<sup>&</sup>lt;sup>110</sup> Fink/Geiger, 5 Moleküle – Spektroskopie und Struktur, in: Bergmann/Schäfer IV (1992) 880: "Wenn ein Atom oder Molekül in die Nähe eines zweiten gerät, reagieren sie gegenseitig auf die Fluktuationen ihrer Elektronenwolken im elektronischen Grundzustand. Diese momentanen, zeitlich veränderlichen Multipolfelder verursachen die Induktionen von Ladungswolkendeformationen, deren Ausmaß von der Polarisierbarkeit α der Parameter abhängt. Die induzierten Multipole erzeugen ein Potential, das in erster Näherung proportional zu α/r<sup>6</sup> ist. Das Streupotential für die zwei Stoßpartner (und für eine s-Welle) hat ein flaches Minimum, das oft tief genug ist, um eine Serie von Rotations-und Vibrationszuständen zu ermöglichen (Abb. 5.165). Durch die Anwesenheit eines dritten Stoßpartners kann ein Molekül stabilisiert werden, dessen Bindungsenergie nur wenige Millielektronenvolt beträgt und dessen Bindungsabstand 0,5–1 nm ist. Fast alle Atome und Moleküle bilden Van-der-Waals-(vdV)-Moleküle. Im thermodynamischen Gleichgewicht hängt ihre Konzentration in einem Vorratsgefäß nur von der Temperatur und der Tiefe der induzierten Potentialminimums ab."



**Abb. 5.165** Internukleares Potential und Schwingungsniveaus von Ar<sub>2</sub>. Links ist ein Lennard-Jones-(12.6)-Potential gezeigt (---) sowie ein Morse-Spline-van-der-Waals-Potential (MSV-Potential), das aus Streudaten bestimmt wurde, und rechts das MSV-Potential mit seinen Schwingungsniveaus [100].

Diese gelten als eine Art virtueller Sonderfall der Moleküle<sup>112</sup>, wo sich den der Energieniveau der Atome in der chemischen Bindung analoge diskrete Energieniveaus bilden<sup>113</sup>. Bereits hier wird von einem Elektronenbandensystem gesprochen<sup>114</sup>. Es ist anzunehmen, dass Vander-Waals-Moleküle in allen Bereichen der Gasphase vorhanden sind. Ihre kleine Bindungsenergie führt zu leichter Bindung, aber auch zu schnellem Zerfall. Bei Synthesen in der Gasphase, und insbesondere bei der Kondensation und Sublimation, üben diese Moleküle einen wichtigen Einfluss auf die bevorzugten Reaktionsmechanismen aus.

 $<sup>^{112}</sup>$  Fink/Geiger, 5 Moleküle – Spektroskopie und Struktur, in: Bergmann/Schäfer IV (1992) 821 f: "Die Lagen der Kerne mit der Masse Mi werden durch die Ortsvektoren Ri, die der Elektronen (Masse m) durch rj gekennzeichnet. Die potentielle Energie V(Ri, rj) kommt durch die elektrostatische Wechselwirkung aller geladener Partikel zustande und hängt von den gegenseitigen Abständen der Elektronen und Kerne ab. [...] Die erste Näherung, die Born und Oppenheimer einführten, bestand darin, in der exakten Schrödinger-Gleichung den Operator der kinetischen Energie der Kerne  $\Delta t$  wegzulassen. Physikalisch heißt das, die Schrödinger-Gleichung wird für Elektronen gelöst, die sich im Feld festgehaltener Kerne bewegen."

<sup>&</sup>lt;sup>113</sup> Fink/Geiger, 5 Moleküle – Spektroskopie und Struktur, in: Bergmann/Schäfer IV (1992) 824 ff, 833 ff. 840 ff.

<sup>&</sup>lt;sup>114</sup> Fink/Geiger, 5 Moleküle – Spektroskopie und Struktur, in: Bergmann/Schäfer IV (1992) 842 ff.

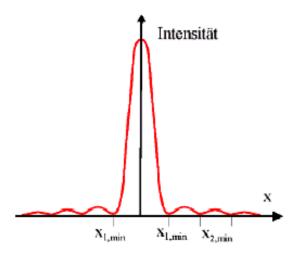
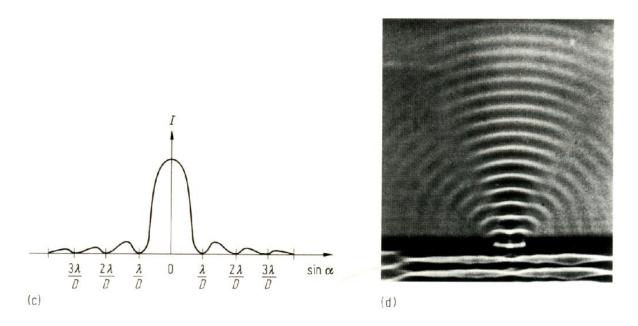


Abb. 9 Intensitätsverteilung eines einzelnen Spalts

Die Beugung an einem Spalt zeigt die diskrete Zahl von Interferenzen<sup>115</sup>.



**Abb. 24.38** Beugung am weiten Spalt. (a) Elementarwellen; (b) destruktive Interferenz; (c) Intensitätsverteilung; (d) Experiment in der Wellenwanne (aus Film: Ripple Tank Phenomena, Part II, Education Development Center, Newton, MA, USA).

Abb. 3.30: Intensitätsverteilung bei der Beugung an einem realen Doppelspalt

 $<sup>^{115}\,\</sup>mbox{Komma},$  Moderne Physik und Mapple, S. 164 Abb 3.30 < URL >:

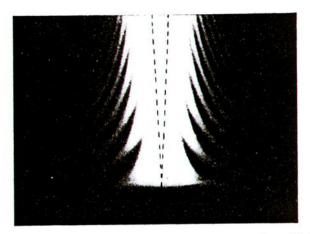
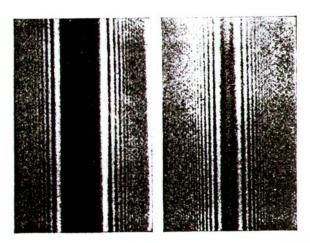


Abb. III, 47. Von einem keilförmigen Spalt mit monochromatischem Licht erzeugte Fresnelsche Beugungserscheinung



). III, 48. Mit monochromatischem Licht an Drähten verschiedener Stärke erzeugte Fresnelsche Beugungserscheinungen

Die zweiatomigen Van-der-Waals-Moleküle sind am besten untersucht. Ihre Potentiale können direkt von elastischen Streudaten abgeleitet werden. Aber auch genaue Analysen von Linienprofilen der stoßinduzierten Lichtstreuung und quantenmechanische Rechnungen ergeben genaue Potentialfunktionen und somit Abstände R<sub>e</sub>, die Dissoziationsenergien D<sub>e</sub> und die Rotations- und Schwingungseigenzustände im elektronischen Grundzustand<sup>116</sup>. Die meisten Van-der-Waals-Moleküle bilden chemische Bindungen, wenn ein Elektron angeregt wird. Dies erlaubt es relativ einfach, die Besetzung der elektronischen Niveaus umzukehren und somit ideale Voraussetzungen für Laser mit hohem Wirkungsgrad im UV-Bereich zu schaffen. Alle Edelgas- und Excimer-Laser beruhen auf chemisch gebundenen, angeregten

<sup>&</sup>lt;sup>116</sup> Fink/Geiger, 5 Moleküle – Spektroskopie und Struktur, in: Bergmann/Schäfer IV (1992) 888.

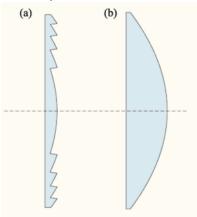
Molekülen, deren Grundzustand entweder vom Van-der-Waals-Typ oder kontinuierlich abstoßend ist<sup>117</sup>.

Zusammenfassend ist zu diesem Abschnitt festzuhalten, das die Brechung<sup>118</sup> und Beugung der Wellen von Huygens und dann Fresnel, so wie dann die von Kirchhoff und Helmholtz, so für die Physik erschlossen wurden, dass das Prinzip von Huygens für beide gelte und damit Beugung und Brechung der Wellen als verwandten Naturphänomene nachgewiesen wurden<sup>119</sup>. Wir kennen die Dispersion, wo bevorzugt die diskrete Zahl der – im Sinne einer Fourier zerlegten<sup>120</sup> – Wellengruppe in Erscheinung tritt, von der Brechung (etwa des Lichtes) her, und wurde von dort auf die Oberflächenwellen des Wassers übertagen. Neuere Forschungen zeigten, dass die Brechung der Wasserwellen am Ufer<sup>121</sup>, aber auch wenn eine schnellere Welle an einer langsameren Welle aufläuft<sup>122</sup>, es zu einer analogen Zerlegung der Welle kommt. Eine typische Überholung einer Welle durch eine andere ist bei der Bugwelle und Kopfwelle zu beobachten, wobei sowohl die 7 Glieder der Wellengruppe des Kelvin-Keils wie auch die 6/7 Glieder des Mach-Kegels mit der Dispersion korrespondieren, bzw. wird der Kelvin-Kegel als Dispersion beschrieben.

Das Sägezahnprofil der Fresnellinse<sup>123</sup> ladet zu einer Einbeziehung der Fourier-Analyse in die Betrachtung ein. Denn die Kurve eines Wirbels besteht aus zwei Teilen, nämlich außen ist ein abfallender hyperbolischer Teil für die Zirkulation und innen ist ein Sägezahn für den Kern<sup>124</sup>.

<sup>117</sup> Fink/Geiger, 5 Moleküle – Spektroskopie und Struktur, in: Bergmann/Schäfer IV (1992) 888 f.

Gobrecht, I. Kapitel, Geometrische Optik, in: Bergmann/Schäfer III (1974) 101 Abb I 103; Wikipedia, Die freie Enzyklopädie, Hrsg.: Fresnellinse, Datum der letzten Bearbeitung 26. April 2006, Versions-



ID der Seite: 16044659, in: < URL >.

<sup>&</sup>lt;sup>118</sup> Vgl Enright/Marschner/Fedkiw: Animation and Rendering of Complex Water Surfaces, in: < URL > S. 6 ff.

<sup>&</sup>lt;sup>119</sup> Stierstadt/Fischer, Teil I Mechanik, in: Bergmann/Schäfer I (1998) 774 ff.

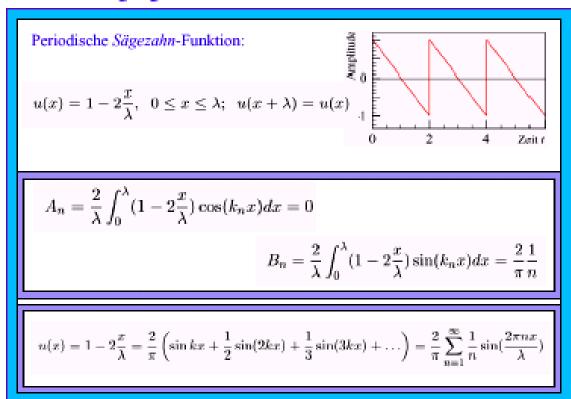
<sup>120</sup> Stierstadt/Fischer, Teil I Mechanik, in: Bergmann/Schäfer I (1998) 669 ff.

<sup>&</sup>lt;sup>121</sup> Tallent/Yamashita/Tsuchija, Transformation Characteristic of Breaking Water Waves, in: Tørum/-Gudmestad 516 f.

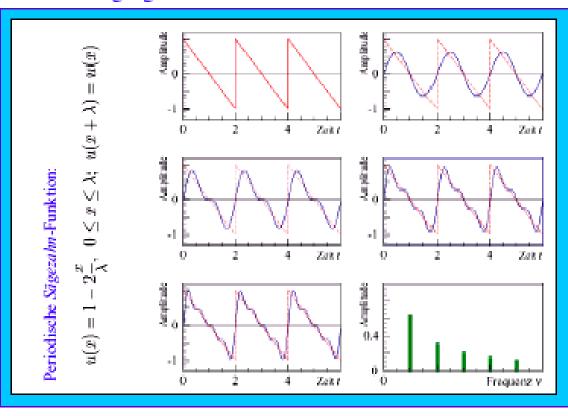
<sup>&</sup>lt;sup>122</sup> Sobey, Wave Theory Predictions of Crest Kinematics, in: Tørum/Gudmestad 226 Figure 4.1.

<sup>&</sup>lt;sup>124</sup> Bergmann/Schäfer II (1971) 173 Abb 228, 176 f; Bergmann/Schäfer I (1975) 329 Abb VI 91.

# Fourier-Zerlegung und Fourier-Reihe



# Fourier-Zerlegung



Nachdem bei der entstehenden Formulierung der Quantenphysik deren Gültigkeit zunächst irrig auf die Mikrostruktur beschränkt wurde<sup>125</sup>, und mit diesem falschen Postulat im Zirkel die Unerklärbarkeit die Quantenmechanik als quasi Naturkonstante galt<sup>126</sup>, wurde alsbald bei den Supraleitern ein makroskopischer Quanteneffekt im Experiment festgestellt<sup>127</sup>.

Setze Ladung q=0, benutze j=qnv

——
Oder:

⇒ Zirkulation quantisiert in Einheiten h/m<sub>s</sub> =: κ (Vortizität)

Für rotationssymmetrischen Wirbel: —

Erzeugung von Wirbeln: z. B. durch rotierenden Kryostaten Beachte: Drehung äquivalent zu Magnetfeld . vgl. Coriolis vs. Lorentz

⇒ Entsprechung

 $<sup>^{125}</sup>$  Krystek, Optische Strahlung und ihre Messung, in: Bergmann/Schäfer III (1993) 633 f.

<sup>&</sup>lt;sup>126</sup> Baer, Spur eines Jahrhundertirrtums, in: < http://www.miriup.de/spur/vorwort.html#Erstausgabe >: "Man muß heute erkennen und eingestehen, daß unser derzeitiges physikalisches Weltbild "klemmt" und nicht einmal anzugeben vermag, in welcher Richtung eine Lösung für viele angehäufte Probleme zu suchen ist. Die pseudowissenschaftlichen Phantasien aller Art blühen und gedeihen, und die offizielle Wissenschaft steht rat- und sprachlos daneben."

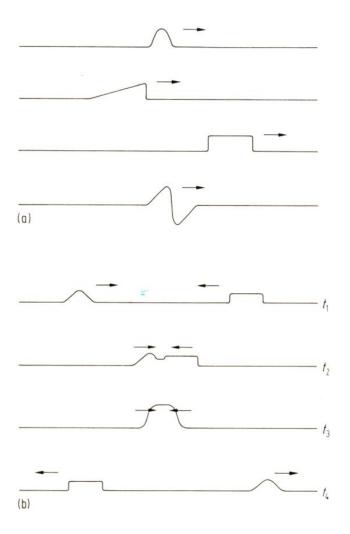
<sup>127</sup> Lüders, Klaus: 4 Superflüssigkeiten, in: Bergmann/Schäfer V (1992) 313 ff; vgl Bergmann/Schäfer I (1975) 722; Fortágh/Kleiner, Makroskopische Quantenzustände, Lektüre 6, in: < URL > S. 24: "Bei Supraleitern galt Fluxoidguantisierung:

### **SOLITONEN**

Die sogenannten Solitonen<sup>128</sup> sind gewissermaßen die Umkehrung der Dispersion, und man könnte wohl von einer Umkehrung der Dispersion sprechen<sup>129</sup>. Die Umkehrbarkeit der Dispersion in den Solitonen sind gleichsam ein Idealfall der Absorbtion. Würde man die 7 Wellentäler mit den 7 Farben des Regenbogens anlog setzen, so könnte vielleicht ein Soliton als Analogie zur schwarzen Strahlung angesehen werden 130.

<sup>&</sup>lt;sup>128</sup> Reinartz: "Pionierarbeit leistete schon vor gut hundert Jahren der große französische Mathematiker Henri Poincaré in mehreren Abhandlungen über das Dreikörperproblem in der Himmelsmechanik (1889-1899). Poincarés Arbeiten mündeten in nichts geringerem als der Konsequenz, die klassischen Grundlagen des Determinismus in der Newtonschen Mechanik in Frage zu stellen, ein seinerzeit unerhörter Vorgang. Es ist verständlich, daß Poincaré nicht bereit war, sämtliche Schlußfolgerungen zu ziehen, die sich aus seinen Arbeiten ergaben und weiter Ideen zu verfolgen, die in diametralem Gegensatz zur damals herrschenden Auffassung vom strengen Determinismus in der klassischen Mechanik standen (eine Situation, die in der Wissenschaft gar nicht so selten ist; man denke z.B. nur an C.F. Gauß und die Entdeckung der Nichteuklidischen Geometrie oder die Entdeckung des Irrationalen durch die Pythagoreer). Anfang der sechziger Jahre stieß dann der amerikanische Meteorologe E. Lorenz beim Versuch, auf dem Computer Wetterprognosen zu erzeugen, auf das verblüffende Resultat, daß winzige Änderungen der Anfangsbedingungen in seinem System von drei einfachen nichtlinearen Differentialgleichungen zu sprunghaften (also instabilen) Änderungen in den Lösungen, die einen gewissen Teilzustand des Wetters beschrieben, führten. Das Resultat war insofern verblüffend, weil aus zweifelsfrei deterministischen Gleichungen kein vorhersagbares bzw. berechenbares Ergebnis ableitbar war. Konkret bedeutete das: dem Wetter liegen physikalische Prozesse zugrunde, die prinzipiell unberechenbar sind, d.h. die Unmöglichkeit (auch mit potentiell denkbaren Supercomputern) Langfristprognosen für die Entwicklung der Atmosphäre zu erstellen, ist systembedingt und nicht kenntnisbedingt. Die Physiker nennen solche unberechenbaren Zustände an sich deterministischer Systeme Deterministisches Chaos, und man könnte vereinfachend sagen, daß ein deterministisches System chaotisch ist, wenn niemand vorhersagen kann, wie es sich über längere Zeit verhalten wird." Vgl Böhm, Einfluß der Dispersion auf die nichtlineare Ausbreitung von Lichtimpulsen, in: < URL >, S. 43 ff "In vielen Bereichen der Physik treten sogenannte solitäre Wellen und Solitonen auf [48, 109, 131]. Solitäre Wellen sind Wellenpakete, welche sich, obwohl sie sich in einem dispersiven Medium befinden und deswegen zerfließen müßten, aufgrund einer Nichtlinearität formstabil ausbreiten. Haben diese solitären Wellen zusätzlich die Eigenschaft, sogar bei einer Wechselwirkung untereinander nicht zu zerfließen, so nennt man sie Solitonen. [...] Solitonen werden durch nichtlineare Differentialgleichungen höherer Ordnung beschrieben. Eine bedeutende Differentialgleichungen, welche die Ausbildung von Solitonen erlaubt, ist die sog. nichtlineare Schrödinger-Gleichung NLSE (engl.: nonlinear Schrödinger equation). Die nichtlineare Schrödinger-Gleichung wird am häufigsten benutzt, um die Ausbreitung von Lichtimpulsen in Glasfasern zu studieren. Aufgrund dieser Gleichung sagten 1973 Hasegawa u. a. die Existenz von optischen Solitonen in Glasfasern voraus. Sie wurden experimentell erst 1980 von Mollenauer u. a. nachgewiesen [115], da man bis zu diesem Zeitpunkt keine Glasfasern mit ausreichend hoher Qualität herstellen konnte. Optische Solitonen sind im Gegensatz zu anderen Solitonenarten leicht zu untersuchen, und geben dadurch ein gutes Modellbeispiel für andere Solitonenarten, die durch die nichtlineare Schrödinger-Gleichung beschrieben werden."

<sup>&</sup>lt;sup>129</sup> Böhm, Einfluß der Dispersion auf die nichtlineare Ausbreitung von Lichtimpulsen, in: < URL >, S. 43: "Solitonen werden durch nichtlineare Differentialgleichungen höherer Ordnung beschrieben. Eine bedeutende Differentialgleichungen, welche die Ausbildung von Solitonen erlaubt, ist die sog. nichtlineare Schrödinger-Gleichung NLSE (engl.: nonlinear Schrödinger equation). [...] Die Kortewegde Vries-Gleichung kann man auch benutzen, um z. B. solitäre Wellen in kollisionsfreien Plasmen zu beschreiben. Bei der numerischen Untersuchung solcher Plasmen führten Zabusky und Kruskal 1965, motiviert durch den Teilchencharakter der beteiligten Wellenpakete, den Begriff des Solitons zum ersten Mal ein [194]. Eine analytische Lösung der Korteweg-de Vries-Gleichung entwickelten Gardner u. a. 1967 mit Hilfe der inversen Streuung [53]."
<sup>130</sup> Bergmann/Schäfer I (1975) 614 ff.



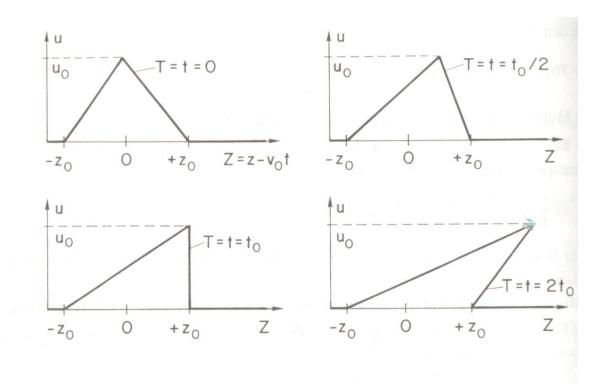
**Abb. 23.7** Verschiedene längs eines Seils laufende Solitärwellen (a) und einander begegnende Solitonen (b).

Entdeckt wurden die solitäre Wellen<sup>131</sup> um 1834 von J. S. Russell<sup>132</sup>, als er zunächst in einem schmalen Wasserkanal die dispergierenden Bugwellen des Schiffes beobachtete,

Stierstadt/Fischer, Teil I Mechanik, in: Bergmann/Schäfer I (1998) 701 f: "Eine Welle braucht keineswegs periodisch oder harmonisch, das heißt sinusförmig zu sein, obwohl man mit dem Begriff "Welle' oft eine harmonische Bewegung verbindet. Aber auch einen einzelnen Wasserberg bezeichnen wir als Welle. Abbildung 23.7a zeigt einige solcher unperiodischen Gebilde, sogenannte Solitärwellen (lateinisch: solus, allein) oder Wellenpulse. Ist ihr dynamisches Verhalten solcher Art, daß ihre Form unverändert bleibt, wenn sie sich überholen einander durchqueren, dann spricht man von Solitionen (Abb. 23.7b). Harmonische Wellen haben allen anderen Wellenformen den Vorteil, daß sich mit ihnen leichter rechnen läßt. Ein Zwischending zwischen harmonischen Wellen und Solitärwellen ist eine Wellengruppe (Abb. 23.8). Man kann ein solches Gebilde mit einem Seil oder in der Wellenwanne erzeugen. Es besteht aus einem Wellenzug, der nur stückweise annähernd periodisch ist. Das Besondere an einer Wellengruppe ist ihre Geschwindigkeit. Die in Abb. 23.8 gestichelt gezeichnete Einhüllende der Gruppe pflanzt sich in der Regel nämlich mit einer anderen Geschwindigkeit fort als die Welle innerhalb derselben. Man bezeichnet erstere als Gruppengeschwindigkeit v $_g$ , während die Welle innerhalb der Gruppe mit Phasengeschwindigkeit v fortschreitet; es gilt meistens  $v_g \ge v$  (Näheres im Abschn. 24.4)."

Dodd/Eilbeck/Gibbon/Morris 1 ff; Böhm, Einfluß der Dispersion auf die nichtlineare Ausbreitung von Lichtimpulsen, in: < URL >, S. 43 "Das Solitonenphänomen wurde zuerst 1834 von J. S. Russel

dass nach dem Anhalten des Schiffes die zuvor mehrgliedrige Wellengruppe der Bugwellen im Kanal so weiterlief, dass dabei die zuvor mehrere Wellen der Gruppe der Bugwellen des Kelvin-Keils zu einer einzigen Welle sich zusammenfügten, also die Dispersion umkehrten<sup>133</sup>. und ihren Weg noch kilometerlang ohne Verluste als eine (einzige) große Welle fortsetzte.



Figur 8.2 - 1: Nichtlineare Welle ohne Dispersion gemäss (8.2 - 4 abc)

Das gleiche Prinzip ist bei den sog. Monsterwellen zu beobenachten 134:

## "Früher galten Berichte über Killerwellen, die aus dem Nichts auftauchen, als Seemannsgarn

Auch der US-Autor Sebastian Junger schien zu übertreiben. In seinem Bestseller "Der Sturm" reißt ein 30-Meter-Brecher einen Fischkutter vor Neufundland mit einem Ruck in die Tiefe. Regisseur Wolfgang Petersen verfilmte den Stoff so, als hätte sich ein Schlauchboot in die Niagarafälle verirrt.

Nun jedoch verstummen die Zweifler. Ein Desaster wie die "Bremen" haben auch etliche andere Luxusdampfer und Handelsschiffe hinter sich; manche tauchten nie wieder auf. Marineforscher sind einem spannenden Naturphänomen auf der Spur: Der Ozean erzeugt "Monsterwellen".

Vor allem das Projekt MaxWave hat jetzt wichtige Ergebnisse vorgelegt. Zehn Institute sind an dem von der EU finanzierten Vorhaben beteiligt, darunter der britische, norwegische und französische Wetterdienst, aber auch Werften, der

beschrieben. Er beobachtete eine solitäre Wasserwellenausbreitung in einem Kanal. Jedoch erst 1895 gelang Korteweg und de Vries eine mathematische Beschreibung der von Russel beobachteten Wassersolitonen [93]."

<sup>&</sup>lt;sup>133</sup> Apolin 41 f.

<sup>134</sup> Schulz, Katastrophen, in: < URL > S. 1 ff.

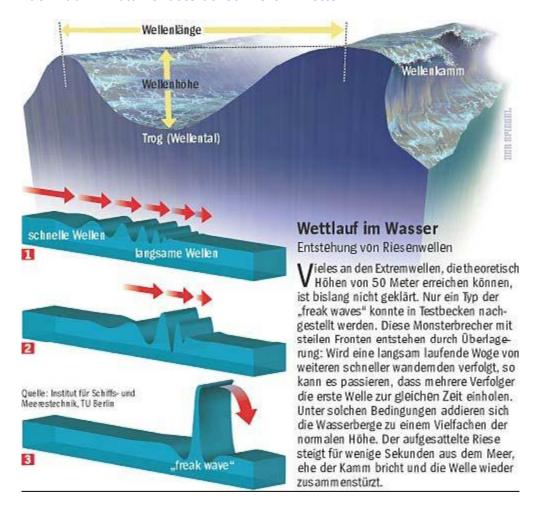
Schiffs-TÜV "Norske Veritas" und die Deutsche Gesellschaft für Luft- und Raumfahrt.

Im Oktober traf sich der Trupp im norwegischen Bergen, um eine Schadensbilanz zu erörtern: Zwischen 1995 und 1999 sanken allein im Nordatlantik mindestens 27 Schiffe durch "Seeschlag". Weitere 48 konnten sich schwer beschädigt in Häfen retten.

Diese Horrorzahlen ergaben sich aus den Unfallstatistiken, die von den Assekuranzen offen gelegt wurden. Max-Wave-Projektleiter Wolfgang Rosenthal: "Wir waren erschreckt über das Ausmaß der Schäden."

Was genau zwischen Neufundland und Sylt geschah, mögen die Versicherer allerdings nicht benennen. "Alle Zahlen wurden uns nur anonymisiert zur Verfügung gestellt", so Rosenthal.

Weltweit sieht es noch schlimmer aus. 167 Schiffe soffen im letzten Jahr nach Angaben des Lloyds-Registers sanglos auf hoher See ab. 81 der Abgänge stehen in der Rubrik "Totalverluste bei schwerem Wetter".



"Früher tat man Berichte über gigantische Wellen, die geisterhaft aus dem Nichts erscheinen, meist als Seemannsgarn ab", sagt die Mathematikerin Janou Hennig aus Berlin, "heute wissen wir, dass solche 'Freak Waves' für viele rätselhafte Schiffsverluste verantwortlich sind."

Sieben Meeresgebiete wurden bislang als verdächtig ausgewiesen, in denen es besonders zischt und brodelt, darunter das Bermudadreieck, der Agulhasstrom an der Ostküste Südafrikas, aber auch die Nordsee.

Charakteristisch ist dabei – analog zur Dispersion<sup>136</sup> – die diskrete Zahl von sechs Wellenbergen zur Bildung einer Monsterwelle. Damit können Monsterwellen auch als Solitone identifiziert werden. Allerdings geht die zitierte Stelle von der irrigen Annahme aus, dass Solitonen nicht erklärt werden könne, was im Sinne der eingangs Gesagten zu diesem Abschnitt offenbar unrichtig ist, weil die Solitonen, und damit die Monsterwellen sehr wohl in der Umkehr der Dispersion, d. h. in der Absorbption, ihre Erklärung haben.

Die gleichen Monsterwellen gibt es aus auf der Ebene der elektromagnetischen Wellen analog den Monsterwellen im Wasser:

## "Monsterwellen in der Glasfaser Plötzliche starke Lichtpulse aus dem Nichts

"Freak waves", Wellen die scheinbar aus dem Nichts kommen, gibt es nicht nur auf dem Meer, sondern auch in optischen Fasern. Wie amerikanische und deutsche Forscher jetzt in "Nature" berichten, können unter bestimmten Bedingungen in einer Glasfaser plötzlich starke weiße Lichtpulse entstehen, selbst wenn das zuvor eingespeise Licht schwach ist und nur aus einer Wellenlänge besteht.

Lange Zeit galten Monsterwellen, die aus dem Nichts auftauchten und Schiffe verschlangen, als Seemannsgarn. Doch in den letzten Jahren hat es nicht nur Fotos davon gegeben, sondern sogar Schiffsunglücke, die nachweislich auf solche "freak waves", wie sie im Englischen heißen, zurückgingen. Zwar hat man die Prozesse, die zum plötzlichen Aufschaukeln der Meereswellen führen, immer noch nicht völlig verstanden, aber es ist klar, dass es sich um nichtlineare Phänomene handelt.



Glasfaser © PNNL Eine Bestätigung dieser Theorie kommt nun ausgerechnet aus der optischen Forschung, daran beteiligt war auch ein Wissenschaftler aus dem Berliner Max-Born-Institut für Nichtlineare Optik und Kurzzeitspektroskopie (MBI). An der University of California in Los Angeles (UCLA) wies eine Gruppe von Physikern um Daniel Solli von der UCLA nach, dass "freak waves" auch in optischen Fasern auftreten können. Das Team berichtet darüber in der aktuellen Ausgabe von Nature.

### Aus rotem, schwachen Licht wird ein starker weißer Puls

Koautor Claus Ropers vom MBI erläutert den Hintergrund: "Wenn man einen schwachen roten Laserpuls durch eine optische Faser schickt, kommt am anderen Ende normalerweise auch wieder rotes Licht heraus. Ab einem gewissen Schwellenwert jedoch kommt es zur Bildung eines Superkontinuums, das heißt, aus dem roten Licht wird weißes mit nunmehr allen Spektralfarben. Pioniere dieses Phänomens sind die Forscher um Dr. Joachim Herrmann hier am Berliner MBI." Ist das dann die Entsprechung zur Monsterwelle? "Nein", sagt Ropers, "bei so starken Pulsen ist ein derartiges Superkontinuum zu erwarten." Auf die Situation auf offener See übertragen sei ein so starker Lichtpuls wie ein Orkan, bei dem eben hohe Wellen üblich seien.

<sup>&</sup>lt;sup>135</sup> Schulz, Katastrophen, in: < URL > S. 2 f.

<sup>&</sup>lt;sup>136</sup> Freie Universität Berlin, Das Brechen der Dünung in der Brandungszone, in: PG-Net, Das Lernportal zur Einfühgung in die Physische Geographie < URL >.

Die Versuche in Kalifornien zeigten nun aber, dass selbst bei schwachen Lichtpulsen plötzliche "freak waves" auftauchten: "In sehr seltenen Fällen kam es zur Bildung eines Superkontinuums und aus dem schwachen roten Puls wurde ein weißer", erklärt Ropers. "Solche optischen Monsterwellen sind nahe verwandt mit den riesigen Meereswellen, die bei ruhiger See auftreten können", berichtet der Hauptautor Daniel Solli.

## Extreme Ausreißer statistisch häufiger als erwartet

Er und seine Kollegen an der UCLA hatten eine neue Nachweismethode benutzt, um die optischen Wellen und ihre statistische Verteilung zu beobachten. Demnach gibt es ein charakteristisches Muster, bei dem die Wellen meist eine geringe Höhe haben und es zu extremen "Ausreißern" kommt. Diese optischen Monsterwellen kamen statistisch häufiger vor als man erwarten würde. Die Ergebnisse sind nicht nur für die nichtlineare Physik von Bedeutung. "Optische Experimente könnten helfen, das Geheimnis der Monsterwellen im Ozean zu erklären", sagte Bahram Jalali. Der UCLA-Professor leitete die in Nature publizierte Studie und ist selbst passionierter Segler.

(Max-Born-Institut für Nichtlineare Optik, 13.12.2007 - NPO)<sup>w137</sup>

Neuerdings begann man die Monsterwellen mit der nichtlinearen Schrödingergleichung<sup>138</sup> (NLSG) zu erklären. Dabei wir die in der Atomphisik gebrauchte lineare Schrödingergleichung<sup>139</sup> nonlinear auf Wasser angewandt.

# "Wie entsteht eine "Monsterwelle"? Neue Theorie zum Verhalten des Wassers auf hoher See

Berichte über haushohe, so genannte Monsterwellen oder "freak waves" sind kein "Seemannsgarn". Spätestens seit der Begegnung des Kreuzfahrtschiffs Queen Mary 2 im Jahre 1995 mit einer solchen Monsterwelle weiß man um deren Existenz. Wie sie entstehen, haben Physiker der Ruhr-Universität Bochum und der Universität Umeå in Schweden nun erstmals analysiert und simuliert.



137 Scinexx, Das Wissenschaftsmagazin, Heidelberg 2007, (Max-Born-Institut für Nichtlineare Optik, 13.12.2007 - NPO) < http://www.g-o.de/wissen-aktuell-7530-2007-12-13.html >.

beschrieben. Soll die Ausbreitung noch kürzerer Pulse berechnet werden, müssen nichtlineare und dispersive Effekte höherer Ordnung berücksichtigt werden. Bei der NLSG handelt es sich um eine rein klassische Gleichung, die lediglich aufgrund ihrer Struktur diesen Namen trägt. Vertauscht man Ort und Zeit, erhält man die quantenmechanische Schrödingergleichung. Die NLSG beschreibt die Änderung der Pulseinhüllenden A(z,T) entlang der Faser unter dem Einfluss der Selbstphasenmodulation (Nichtlinearitätsparameter  $\gamma$ ) und der Gruppengeschwindigkeitsdispersion (Dispersionsparameter  $\beta_2$ ). Diese Gleichung hat zwei in diesem"

<sup>39</sup> Kleinpoppen, 1 Atome, in: Bergmann/Schäfer IV 20 ff.

Thompson, Liquid-Vapor Adiabatic Phase Changes, in: Kluwick 198 ff; Stratmann, Statistisches Ensemble von Schrödinger-Solitonen, in: < http://www.physik.uni-rostock.de/GK567/martin/martin.html >: "Die Ausbreitung von Lichtpulsen in Glasfasern, mit einer Dauer von etwa einer Pikosekunde und mehr, wird durch die nichtlineare Schrödingergleichung (NLSG)

© NOAA

Das Ergebnis ihrer Berechnungen: Treffen zwei Wellen in einem bestimmten, relativ kleinen Winkel aufeinander, können sie sich gegenseitig "aufschaukeln" und die normalen, stabilisierenden physikalischen Effekte des Wassers außer Kraft setzen. Im Falle dieses nicht-linearen Verhaltens von Wellen entsteht eine neue Instabilität. Begünstigt durch starke Strömung und - entgegen gesetzten - starken Wind kann sich daraus die gigantische Welle kontinuierlich aufbauen. Darüber berichteten die Forscher vor kurzem in der Zeitschrift "Physical Review Letters".

#### **Neues Zwei-Wellen-Modell**

Grundlage der Berechnung sind die so genannten Schrödinger-Gleichungen aus der Quantenmechanik, die eigentlich dazu dienen, das wellenartige Verhalten von Elektronen in Atomen zu beschreiben. Die Bochumer Physiker Prof. Padma Kant Shukla, Dr. Ioannis Kourakis und Dr. Bengt Eliasson und ihre schwedischen Kollegen Prof. Mattias Marklund und Prof. Lennart Stenflo wendeten diese Gleichungen auf das Verhalten von Wasser an, dadurch konnten sie eine neue Theorie über ein "Zwei- Wellen-System" entwickeln. Prof. Shukla: "Zwei nicht-lineare, miteinander wechselwirkende Wellen verhalten sich demnach ganz anders als eine einzelne Welle, die normale Instabilitäten zeigt und sich in mehrere kleine Wellen auflöst, die dann linear zueinander verlaufen."

Aus zwei nicht-linearen Wellen resultiere indes ein "neues Verhalten" des Wassers, zum Beispiel die Entstehung regelrechter "Wellenpakete" mit dreimal höheren Amplituden als bei einer einzelnen Welle.

#### Windrichtung gegen Wasserströmung

Nahezu alle einzelnen Wellen entstehen aus einem Plätschern an der Wasseroberfläche, angefacht durch Wind, die Ausnahme sind Tsunamis als Folge eines Seebebens. Bedingt durch die Oberflächenspannung des Wassers fällt die Welle normalerweise nach kurzer Zeit wieder in sich zusammen und löst sich auf, es sei denn, starker Wind erhöht den Seegang deutlich. Bei der Entstehung der Monsterwellen spielt der Wind eine zentrale Rolle, "vor allem, wenn die Windrichtung entgegengesetzt zur Wasserströmung verläuft", so Prof. Shukla.

### Neue Theorie aus alten Gleichungen

Im Gegensatz zu früheren Theorien, die von einem linearen Verhalten der Wellen ausgingen, steht damit erstmals ein nicht-lineares Modell zur Wellenberechnung zur Verfügung: "Eine neue Theorie aus alten Gleichungen", so Prof. Shukla. Damit sei ein erster Schritt getan, die Ursachen und die Entstehung der Monsterwelle genauer zu verstehen. "In Zukunft könnte man dieses tiefer gehende Verständnis der "Freak Wave" mit statistischen Methoden und neuen Beobachtungsverfahren kombinieren, um Monsterwellen in bestimmten Regionen - etwa im Nordatlantik - vorhersagen bzw. frühzeitig davor warnen zu können. Schließlich seien die Monsterwellen nicht nur für Schiffe eine Bedrohung, sondern zum Beispiel auch für Ölplattformen".

(Ruhr-Universität Bochum, 13.09.2006 - NPO)<sup>140</sup>

In diesem noch im Entstehen begriffenen Forschungszweig sind manche Ansichten unausgereift und sind einzelle Gruppen in dem jeweiligen Spezialgebiet weiter als andere, sind aber zugleich in deren Spezialgebiet etwas weiter zurück. Es empfielt daher die die Ergebnisse einzelner Gruppen neben einander zu stellen und miteinander zu vergleichen. Dabei wollen einige zwischen Tzunami einerseits und Monsterwellen andererseits unterscheiden<sup>141</sup>, zumal bei der Entstehung der jeweiligen Wellenart tatsächlich

141 Schulz, Katastrophen, in: < URL > S. 1 ff.

<sup>&</sup>lt;sup>140</sup> Scinexx, Das Wissenschaftsmagazin, Heidelberg 2007 (Ruhr-Universität Bochum, 13.09.2006 – NPO), in: < http://www.g-o.de/wissen-aktuell-5333-2006-09-13.html >.

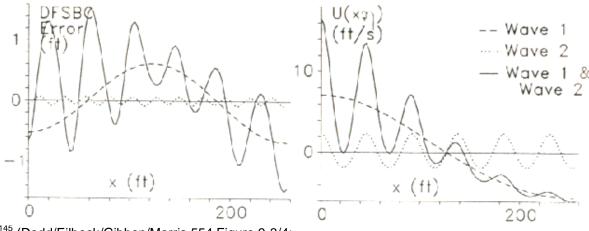
unterschiedliche Ursachen vorliegen, doch nach dem Entstehen verhalten sich die jeweiligen Wellen und Wellengruppen weitgehend analog.

- Bekannt ist, dass an einer Steilküste<sup>142</sup> sich die Wellen in der Form der turbulenten Dispersion – brechen<sup>143</sup>.
- Analog kommt es bei der Überlaerung einer größeren Welle mit einer kleineren Welle zum Brechen der kleineren Welle und Dispersion<sup>144</sup>.
- Auch wenn zwei etwa gleich große Solitonen<sup>145</sup> aufeinander treffen kommt es zur Dispersion<sup>146</sup>.

Stoßwelle."

143 Tallent/Yamashita/Tsuchija, Transformation Characteristic of Breaking Water Waves, in: Tørum/-Gudmestad 516 Figure 5; Enright/Marschner/Fedkiw: Animation and Rendering of Complex Water Surfaces, in: < URL > S. 6 ff.

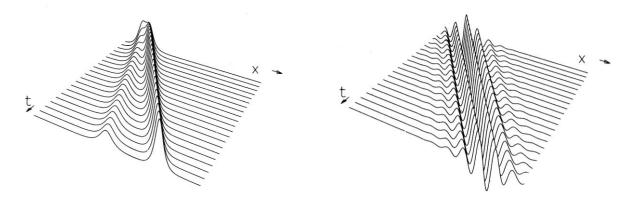
<sup>144</sup> Sobey, Wave Theory Predictions of Crest Kinematics, in: Tørum/Gudmestad 226 Fig. 4.1:



<sup>145 (</sup>Dodd/Eilbeck/Gibbon/Morris 554 Figure 9-3/4:

Stierstadt/Fischer, Teil I Mechanik, in: Bergmann/Schäfer I (1998) 779: "Wir besprechen als nächstes die Brechung, das heißt die Richtungsänderung von Wellen beim Durchgang durch Grenzflächen (vgl. Abb. 24.24). Dazu nehmen wir an, dass die (Phasen-)Geschwindigkeit v der Welle in den beiden durch die Grenzflächen getrennten Medien verschieden ist. Das trifft z. B für Flachwasserwellen (h  $\leq \lambda$ ) zu (Gl. (23.3'''), v =  $\sqrt{gh}$ ), wenn die Grenzfläche zwei Gebiete mit verschiedener Wassertiefe h trennt." Vgl Bergmann/Schäfer I (1975) 494: "Wie bereits erwähnt, bleibt auch die Schallgeschwindigkeit in Luft bei großen Amplituden nicht mehr konstant, sondern steigt mit von wachsender Amplitude der Nähe Explosionen eraeben an. In Schallgeschwindigkeiten von 1000 m/s und mehr. Dieses Phänomen beruht darauf, daß bei großen Amplituden harmonische Schwingungen, wie sie zur Berechnung der Schallgeschwindigkeit in Luft vorausgesetzt werden, nicht mehr möglich sind. Nähert sich die Schallamplitude nämlich dem Wert des statischen Luftdrucks (1 atm), oder überschreitet sie ihn sogar, so kann der Druck in der Verdichtungsphase zwar noch beliebig ansteigen, in der Unterdruckphase jedoch kann es höchstens bis auf den Wert Null (Vakuum) absinken. Es entsteht also eine Schwindung, deren negative Halbwelle eine kleinere Amplitude besitzt als die positive Halbwelle. Hinzu kommt, daß bei großen Amplituden der Temperaturanstieg in der Verdichtungsphase gemäß Gl. (IX, 5b) eine Vergrößerung, der Temperaturabfall in der Verdünnungsphase dagegen eine Verringerung der Schallgeschwindigkeit bewirkt. Die positive Halbwelle bewegt sich also mit größerer Geschwindigkeit als die negative. Die Folge ist eine zunehmende Steilheit der Wellenfront, wie sie in ähnlicher Weise bei der Brandung des Meeres entsteht, sobald die untere Halbwelle durch den Meeresgrund gebremst wird, während die obere mit unverminderter Geschwindigkeit weiterlaufen kann. Geht dieses Anwachsen der Steilheit so weit, daß der Schalldruck unstetig vom Minimum zum Maximum spring, so spricht man von einer

- Auszugehen ist bei der Ergründung der Frage von der diskreten Zahl<sup>147</sup> der Gruppe der Bugwellen bei Kelvin<sup>148</sup>, einerseits.
- Und andererseits von der Entdeckung der Solitonen<sup>149</sup> als Umkehrung der Dispersion (Absorption) der nämlichen Bugwellen<sup>150</sup> zum Soliton, nachdem



<sup>&</sup>lt;sup>146</sup> Dodd/Eilbeck/Gibbon/Morris 553: "From the direct and inverse scattering problems of Chapter 6, the N-soliton formulae (without phase variation) are:



The single soliton formula is

(9.3-35)

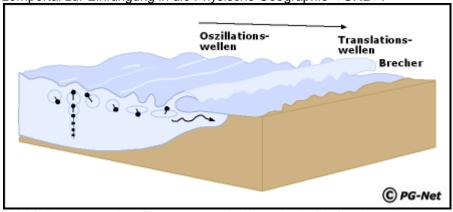
and the two and three soliton formulae can be calculated from the determinant formula. In the experimental and theoretical literature concerning nonlinear optics, the soliton given in (9.3-35) is called a ' $2\pi$ -pulse' because it time area is  $2\pi$ :

(9.3-36)

It is not difficult to show that an n-soliton solution has time area  $2\pi$ . Figure 9.3 shows an initial pulse of time area  $4\pi$  splitting into two  $2\pi$  pulses or solitons. As well as pure imaginary eigenvalues (negative energy bound states) it is possible to have the 'breather' solutions discussed in Chapter 6 which are complex conjugate pairs of eigenvalues. These oscillating breather solutions have as much area below as above the axis and so have zero area. In optics they are called zero- $\pi$  pulses. Such a solution s shown in Fig. 9-4."

<sup>147</sup> Freie Universität Berlin, Das Brechen der Dünung in der Brandungszone, in: PG-Net, Das

Lernportal zur Einfühgung in die Physische Geographie < URL >:



"Abbildun g Das Brechen einer Welle beim Auflaufen einer Dünung auf einen flacher werdenden Strand.

in Anlehung an Christpherson 1994, S. 484.".

<sup>148</sup> Faber 188 ff.

das Schiff stehen blieb und die Gruppe von Wellen weiter gingen und sich zu einer einzigen Welle, zum Soliton, zusammen schlossen<sup>151</sup>.

Die Bugwelle eines Schiffes ist eine Sonderform<sup>152</sup>, wo nicht die Wellen auf die Küste zuläuft, sondern umgekehrt, der Bug des Schiffes ersetzt die Küste und läuft sozusagen auf die Welle zu. Der nämlich Zusammehang ist an einem mitten im Wasser stehenden Brückenpfeiler analog erscihtlich, wo der Brückpfeiler gewöhnlich wie ein Schiffsbug geformt ist und analog die Wellen bricht. In diesem Fall läuft zwar wieder die Welle bzw. das Wassser auf den Brecher zu, aber diese Mischform zeigt die Umkehrbarkeit, ähnlich wie bei Gravitation und Trägheit, wo eigentlich immer nur die relative Bewegung aufeinander bezogen zählt.



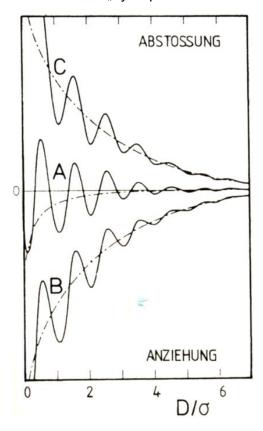
<sup>&</sup>lt;sup>151</sup> Apolin 41 f.

<sup>&</sup>lt;sup>149</sup> Stierstadt/Fischer, Teil I Mechanik, in: Bergmann/Schäfer I (1998) 701 f; Dodd/Eilbeck/Gibbon/Morris 1 ff; Böhm, Einfluß der Dispersion auf die nichtlineare Ausbreitung von Lichtimpulsen, in: < URL >, S. 43.

<sup>&</sup>lt;sup>152</sup> Faber 191 Figure 5.13.

# **Hydration**

Aufmerksamkeit erregte ab Mitte der 80er die forcierte Auseinandersetzung mit den sogenannten strukturellen Kräften, die auch oszillierende Kräfte, Hydrations-, Solvationskräfte oder anziehende "hydrophobe" Kräfte und abstoßende Hydrationskräfte genannt werden<sup>153</sup>.



**Abb. 2.22.** Oszillierende Kräfte und Überlagerung durch monoton sich ändernde Kräfte.  $D/\sigma = \text{Abstand}$  in Einheiten des Durchmessers der Flüssigkeitsmoleküle (Israelachvili, 1994).

**A**: Überlagerung der Van-der-Waals-Wechselwirkung,

**B**: Überlagerung einer anziehenden Kraft zwischen hydrophobierten Oberflächen,

**C**: Überlagerung einer abstoßenden Hydrationskraft zwischen hydrophilen Oberflächen.

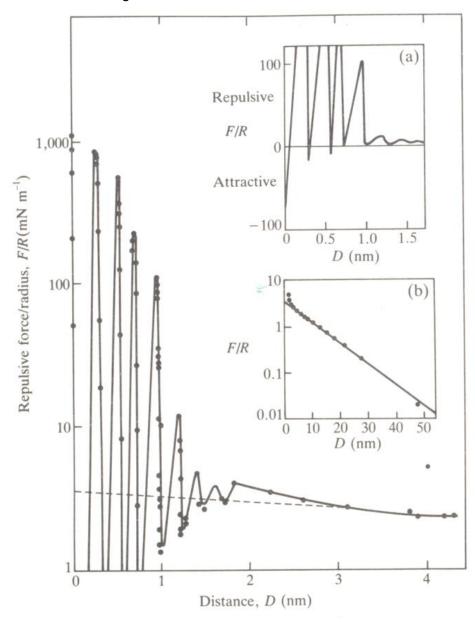
Die experimentelle Untersuchungen beziehen sich hauptsächlich auf die direkte Kraftmessung zwischen sich nähernden makroskopischen Flächen<sup>154</sup>. Oszillationskräfte werden bei der direkten Kraftmessung zwischen zwei Oberflächen gefunden und haben einen geometrischen Ursprung. Sie hängen mit der diskreten molekularen Natur kondensierter Phasen zusammen und resultieren nicht aus irgendwelchen attraktiven Wechselwirkungen der Moleküle in der Flüssigkeit untereinander oder mit der Oberfläche<sup>155</sup>. Wenn der Abstand zwischen zwei sich nähernden glatten Oberflächen groß gegenüber dem Durchmesser der Flüssigkeitsmoleküle ist, äußert sich die molekulare Natur des Mediums in der Kraftmessung nicht. Bei kleineren Abständen aber müssen die Moleküle schichtweise

\_aga.,, \_ a...a, \_ .... a...

Lagaly/Schulz/Zimehl 60 ff.

Lagaly/Schulz/Zimehl 60. Lagaly/Schulz/Zimehl 61.

aus dem Zwischenraum zwischen den Platten herausgedrückt werden<sup>156</sup>. Den Oszillationen können monoton abfallende Kräfte überlagert sein<sup>157</sup>. In wässrigen Lösungen treten zusätzliche, anziehende oder abstoßende Kräfte auf. Ursprung und Natur dieser Hydrationskräfte wurden lange kontrovers diskutiert<sup>158</sup>.



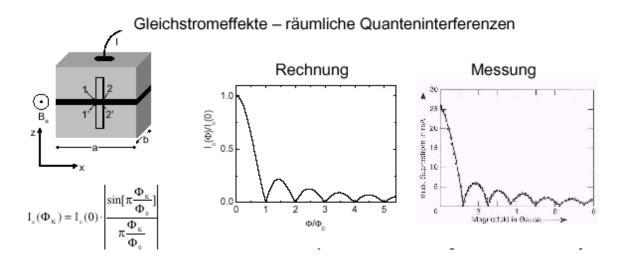
**Fig. 9.13.** Detailed structure of the hydration force between mica plates in  $10^{-3}$  M KCl at very short distances. Against a solid surface the packing arrangement of the solvent molecules is revealed in an oscillating force law. (Reproduced with permission from Israelachvili and Pashley (1983). Copyright MacMillan Magazines Ltd.)

Lagaly/Schulz/Zimehl 61 Abb 2.22A.

Lagaly/Schulz/Zimehl 61 f.

Lagaly/Schulz/Zimehl 61 Abb 2.22B.

# Josephsoneffekte in Supraleitern

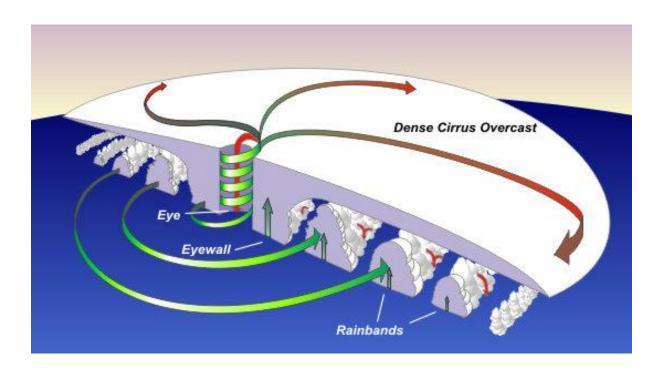


Falls zwischen zwei supraleitenden Flächen unter Spannung eine Barriere ist, so kommt es nach Josephson zu Gleichstromeffekten mit Quanteninterferenzen<sup>159</sup>.

Raith, Elektromagnetismus, in: Bergmann/Schäfer II (1999) 540 f, 546; Fortágh/Kleiner, Makroskopische Quantenzustände, Lecture 10 -- Josephson Effekte, in: < URL >, S. 26.

## **Zirkulation**

Auch der tropische Wirbelsturm hat, den Wirbelfaden und den äußeren Rand mitgerechnet, knapp sechs Windungen<sup>160</sup>.



"Das Zentrum des Hurrikans mit einem Durchmesser von bis zu 100 km wird "Auge" genannt. Das Auge ist ein Tiefdruckgebiet. Der niedrige Druck bewirkt, dass von großen Höhen trockene Luft eingesogen wird, die bis auf Meereshöhe absinkt. In Abbildung 1.4 ist diese absinkende Luft durch weiße Pfeile dargestellt. Da die in der Luft enthaltenen Wassertröpfchen beim Absinken in wärmere Lagen verdunsten, ist das Auge wolkenlos. Im Auge kann der Druck um bis zu 10% des Normaldrucks erniedrigt sein. Dieser Wert entspricht in etwa den Schwankungen des Drucks bei einem Wetterwechsel oder dem Druckunterschied zwischen

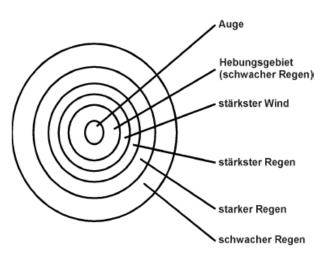


Abb 1.5: Niederschlagsverteilung in einem Hurrikan

Meereshöhe und 800 Höhenmeter. Unter der Annahme, dass der Normaldruck dem Druck einer Wassersäule von 10 m Höhe entspricht, hat die Erniedrigung des Drucks im Auge des Hurrikans um 1/10 des Normaldrucks zur Folge, dass der Wasserspiegel im Auge um 1m steigt. Gemeinsam mit starken Winden, die außerhalb des Auges wüten, können hohe Wellenberge entstehen. Sie

Whipple 86 f; Wikipedia, Tropischer Wirbelsturm, in: < URL >; Korneck, "Viel Wirbel um Wirbel", Eine Unterrichtsreihe zur nichtlinearen Dynamik und Strömungsphysik, 3.1 Themenblock Wirbel, S. 203, Abb. 1.5, in: < URL >.

verursachen vor allem in tiefliegenden Gebieten wie den Anrainerstaaten um den Golf von Bengalen verheerende Überschwemmungen. So ertranken 1991 während eines Hurrikans in Bangladesh 138.000 Menschen. Auf dem Land bietet das Auge eine Ruhepause nach und vor den schweren Stürmen. Ein Augenzeuge berichtet: "Dann folgten einige Stunden atemloser Windstille. Sie schienen anzudeuten, dass der Wirbelsturm vorübergezogen sei. Die Sturmpause dauerte drei Stunden. Die unnatürliche, nur gelegentlich von Nieselregen gestörte Ruhe barg die Vorahnung einer drohenden Gefahr in sich. Da noch keine Windänderung eingetreten war, machten sich die Erfahrenen auf das Schlimmste gefasst. "(BATTAN 1961; TANNEHILL 1954)" 161

In einem großen Tornado erzeugen turbulente Wirbel oft eine sich fortpflanzende Serie von kleiner Tornados, Saugwirbel genannt<sup>162</sup>. Sie sind die heftigsten Wirbelwinde der Erde. Jeder Wirbel umkreis das Zentrum des Tornados meinst noch nicht einmal mit einer vollen Umdrehung, manchmal in dem Staubmantel verborgen, meist aber als separater Trichter von drei bis 30 Meter Durchmesser. Da aber die Saugwirbel drei Windkomponente enthalten – ihre Eigenrotation, die Rotation um den Tornado und die Vorwärtsbewegung des Tornados – , erzeugen sie Winde, die oft bis zu 160 Stundenkilometer schneller sind als die Winde an anderen Stellen des Tornados. Diese kleinen, scharfbegrenzten Saugwirbel, die jeweils nur für Minuten existieren, sind für die merkwürdigen "Streiche" mancher Tornados verantwortlich. Ein solcher Wirbel kann wie ein Messer durch Haus schneiden, die eine Hälfte zerstören, die andere verschonen und dann verschwinden und die Umgegend unberührt lassen<sup>163</sup>. Die Zahl der Saugwirbel ist maximal sieben<sup>164</sup>.

Die nämlichen sechs Windungen des tropischen Wirbelsturms, den Wirbelfaden mitgerechnet<sup>165</sup>, sind analog den sechs Windungen die sich auch in der zu einer rotierenden Kugelschale umgebildeten Taylor Cuette<sup>166</sup> bilden. Auch das einschlägige Experiment zeigt die Wirbelschichten als diskrete Bahnen<sup>167</sup>.

<sup>&</sup>lt;sup>161</sup> Korneck, "Viel Wirbel um Wirbel", S. 203, Abb. 1.5, in: < URL >.

<sup>&</sup>lt;sup>162</sup> Whipple 147.

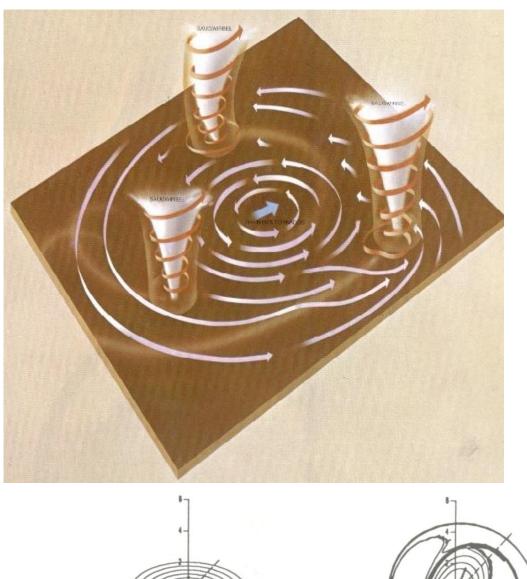
<sup>&</sup>lt;sup>163</sup> Whipple 147.

<sup>&</sup>lt;sup>164</sup> Whipple 138..

wikipedia, Tropischer Wibelsturm, in: < URL >; Whipple 86 f; Wikipedia, Tropischer Wirbelsturm, in: < URL >; Korneck, Friederike: "Viel Wirbel um Wirbel", Eine Unterrichtsreihe zur nichtlinearen Dynamik und Strömungsphysik, 3.1 Themenblock Wirbel, S. 203, Abb. 1.5, in: < URL >.

Nakabayashi/Sha, Vortical structures and velocity fluctuations of spiral an wavy vortices in the spherical Couette Flow, in: Egbers/Pfister 234 ff; vgl Liu/Egbers, Three-dimensional natural convection in a narrow spherical shell, in: Egbers/Pfister 268 ff; Grebe, Thorsten: Simulation des Mischverhaltens von Taylor-Couette-Reaktoren, Geändert am: 11. 07. 2005, in: < URL >.

<sup>&</sup>lt;sup>167</sup> Riccardi/Piva, A slightly diffuse contour dynamics, in: Beale/Cottet/Huberson 231 Fig 3.



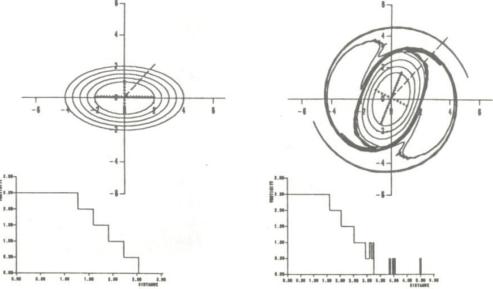
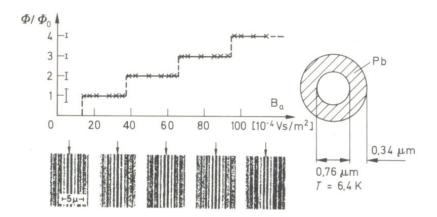
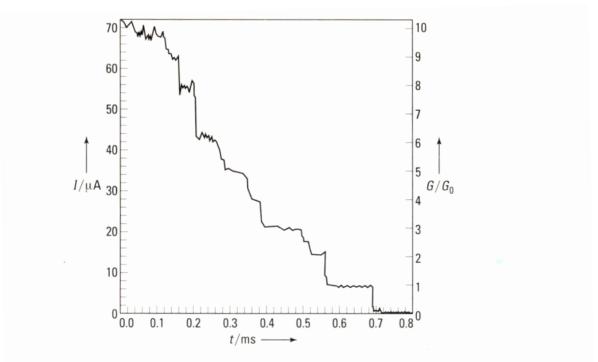


Fig. 3. Initial condition (t=0) and final stage (t=27) of the axisymmetrization of an elliptical vortex having 5 vorticity levels with  $[\omega] = \frac{1}{2}$ .



**Abb. 10.16** Eingefrorener magnetischer Fluß als Funktion des äußeren Magnetfeldes  $B_a$  in einem supraleitenden Blei-Hohlzylinder, gemessen mit einem Elektroneninterferometer nach Abb. 10.15. Mit steigendem Einfrierfeld ändern sich die Interferenzdiagramme diskontinuierlich und zeigen damit die Quantennatur des eingefrorenen Flusses an [20].

Der in einem supraleitender Hohlkörper eingeschlossenene und eingefrorener magnetischer Fluss – als Funktion des äußeren Mangnetfeldes – ähndert die Interferenzdiagramme diskontinuierlich und es kommt die Quantennatur des eingefrorenen magnetischen Flusses zum Vorschein<sup>168</sup>.



**Abb. 8.17** Zur Quantisierung des Leitwertes: Strom als Funktion der Zeit beim Lösen eines Kontaktes (J. L. Costa-Krämer, 1995).

<sup>&</sup>lt;sup>168</sup> Niedrig, 10 Materiewellen, Elektronenenoptik, in: Bergmann/Schäfer III (1993) 1026 Abb 10.16.

Beobachtungen im Nanobereich haben gezeigt, dass beim Abreißen eines schwachen elektrischen Stromes – beim Abschalten – zwischen den Schaltflächen sich – dem Kondensator ähnlich – eine virtuelle Leitung (Feldemission) bildet, für den sich der Name Nanodraht eingebürgert hatte<sup>169</sup>.

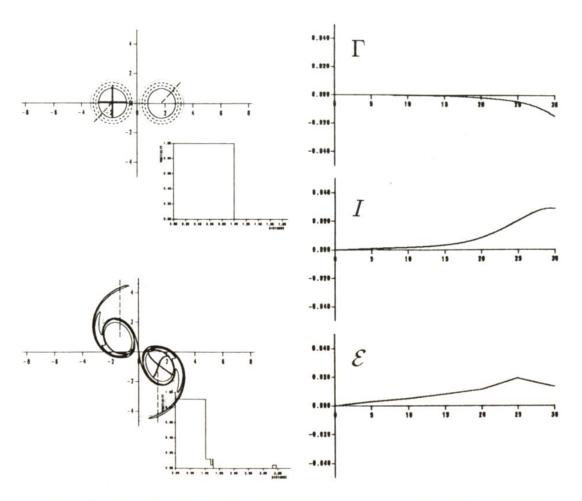


Fig. 2. Initial (t = 0) an final (t = 30) vorticity fields for the merging at distance d = 3.5 and Re = 5000 together the accuracy diagnostic (from the top to the bottom:  $\Gamma, I, \mathcal{E}$ ).

Mit zunehmendem Abstand geht allerdings der Strom alsbald gegen Null. 1993 wurde von N. Garcia und Mitarbeitern (Madrid) erkannt, dass die Leitfähigkeit dieser Nanodrähte nur ganzzählige Vielfache des Quantenleitwertes  $G_0 = 2e^2/h = (12\ 906,4\ \Omega)^{-1}$  annehmen kann<sup>170</sup>. Wie an der stufenförmigen Funktion zu erkennen ist, handelt es sich um 6 bis 7 "Quanten", d. h. um den ensprechenden diskreten Bahnen. Außerdem scheint sich je diskrete Bahn eine sechsgliedrige Wellengruppe abzuzeichnen<sup>171</sup>.

171 Raith, Elektromagnetismus, in: Bergmann/Schäfer II (1999) 530 Abb 8.17.

<sup>&</sup>lt;sup>169</sup> Raith, Elektromagnetismus, in: Bergmann/Schäfer II (1999) 530 Abb 8.17.

Raith, Elektromagnetismus, in: Bergmann/Schäfer II (1999) 530.

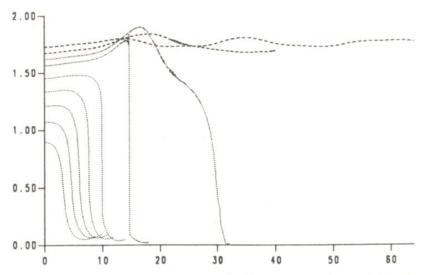


Fig. 6. Distance between a  $\psi_r$  center and the center of vorticity vs. time for d=2.2,2.4,2.6,2.8,3,3.2,3.3,3.4 and 3.5 in the inviscid case.

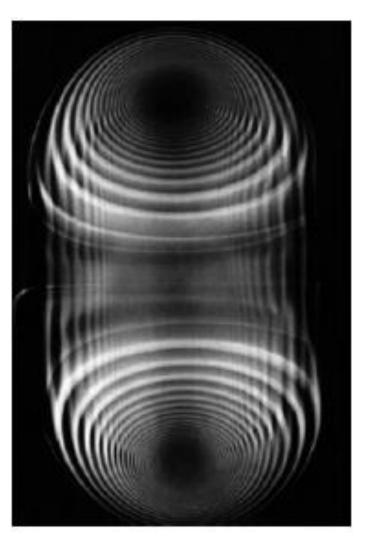


Abb 1.19: Wirbelring, zur Hälfte eingefärbt (VAN DYKE 1982, 44)

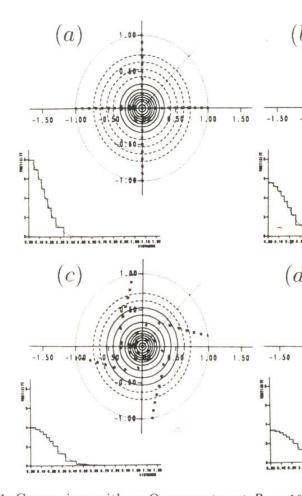


Fig. 1. Comparison with an Oseen vortex at Re = 10 in a, b, c and d, respectively.

"Versuch "Helmholtz-Wirbel":
Ganz am Ende seiner Abhandlung
beschreibt Helmholtz auch ein
Experiment: "Ich bemerke noch, dass man

diese Bewegung der kreisförmigen Wirbelringe in der Natur leicht studiren kann, indem man eine halbe eingetauchte Kreisscheibe, oder die ungefähr halbkreisförmige Spitze eines Löffels schnell eine kurze Strecke längs der Oberfläche der Flüssigkeit hinführt, und dann schnell herauszieht. Es bleiben dann halbe Wirbelringe in der Flüssigkeit zurück, deren Axe in der freien Oberfläche liegt. Die freie Oberfläche bildet also eine durch die Axe gelegte Begrenzungsebene der Wassermasse, wodurch an den Bewegungen nichts wesentliches geändert wird. "(HELMHOLTZ 1858, 37)"

Die in Wirbestürmen beobachteten diskreten Bahnen der Zirulation, die sich auch in Magneten bei tiefen Temperaturen<sup>173</sup> – durch Einfrierung – beobachten lassen, lassen sich im Labor rekonstruieren<sup>174</sup>. Die im Labor erzeugten Wirbel zeigen bei unterschiedlichen Reynoldschen Zahlen Re zwar unterschiede, aber jeweils die diskreten Bahnen. Der diskontiniuierliche Verlauf der Kurve zeigt die innere Struktur<sup>175</sup>.

<sup>&</sup>lt;sup>172</sup> Korneck, "Viel Wirbel um Wirbel", 3.1 Themenblock Wirbel, S. 216, in: < URL >.

<sup>&</sup>lt;sup>173</sup> Niedrig, 10 Materiewellen, Elektronenenoptik, in: Bergmann/Schäfer III (1993) 1026 Abb 10.16.

<sup>174</sup> Riccardi/Piva, A Slightly Diffusive Contour Dynamics, , in: Beale/Cottet/Huberson 227 Fig 1.

<sup>175</sup> Riccardi/Piva, A Slightly Diffusive Contour Dynamics, , in: Beale/Cottet/Huberson 227 Fig 1.

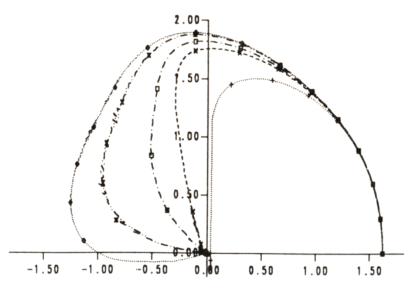


Fig. 7. Trajectories of a center of the  $\psi_r$  field for d=3.3 at different Reynolds numbers. From the inner to the outher curve we have Re=1000,3000,5000,20000 and  $Re\to\infty$ . The time step between two consecutive markers is 2.

## Wasserwelle

Die häufigste Entstehungsursache von Wasserwellen ist der Wind<sup>176</sup>. Der Wind muss allerdings dreimal so schnell sein wie die dann entstehenden Wellen, die er erzeugt, da ansonsten der See trotz des Windes unbewegt bleibt 177.

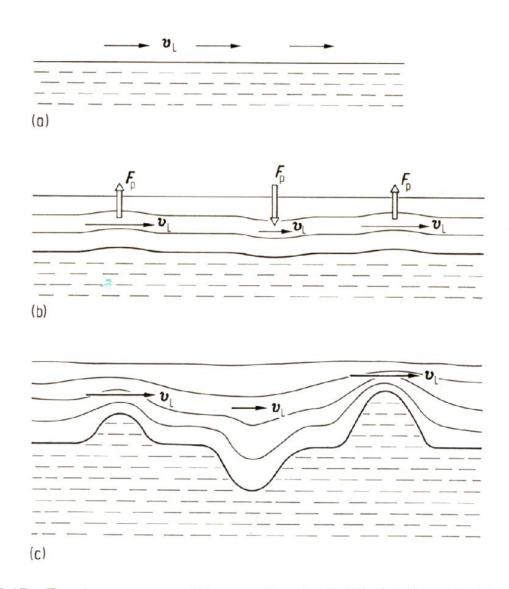


Abb. 23.17 Zur Anregung von Wasserwellen durch Wind (schematisch).

Die Voraussetzung, dass für die Entstehung der Wellen die Dreifache an Windgeschindigkeit braucht als die Geschwindigkeit der dann entstehende Welle, korrespondiert mit dem

<sup>776</sup> Stierstadt/Fischer, Teil I Mechanik, in: Bergmann/Schäfer I (1998) 798, 709 ff. 177 Stierstadt/Fischer, Teil I Mechanik, in: Bergmann/Schäfer I (1998) 709.

Impulssatz des Wirbels, wonach der Impuls der Zirkulation einerseits und der Impuls des Wirbelkerns andererseits, im Verhältnis 2/3 zu einander stehen. Es gibt also eine Mindestaeschwindiakeit<sup>178</sup> für Wasserwellen 0,23 m/s, einer von was Mindestgeschwindigkeit des Windes von ca. 0,7 m/s bzw. genauer 6,5 m/s (25 km/h bzw. 23 entspricht<sup>179</sup>. Die beim km/h) Überschreiten dieser Geschwindigkeit auftretende Wellenbildung nennt man Kelvin-Helmholtz-Instabilität<sup>180</sup>. Dieser entspricht auch eine kritische Wellenlänge von ca. 17 mm<sup>181</sup>. Der Wind übt auf die Wellen mehr durch den Sog dahinter als durch den Druck von vorn auf den Wellenberg eine Kraft aus 182.

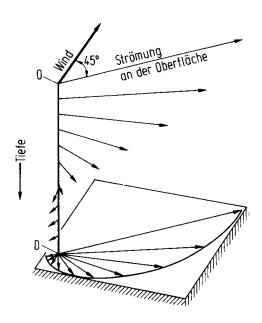


Abb. 2.23 Windgetriebene Meeresströmung: Ekman-Spirale und Projektion auf die Horizontalebene in der Reibungstiefe D am Beispiel der Nordhalbkugel.

Der vom Wind verursachte Druck bzw. mehr ein Sog ist zu der Windrichtung um 90° geneigt<sup>183</sup>.

-

<sup>&</sup>lt;sup>178</sup> Stierstadt/Fischer, Teil I Mechanik, in: Bergmann/Schäfer I (1998) 710.

<sup>&</sup>lt;sup>179</sup> Faber 191; Apolin 23.

<sup>&</sup>lt;sup>180</sup> Stierstadt/Fischer, Teil I Mechanik, in: Bergmann/Schäfer I (1998) 710; Faber 331 ff.

<sup>&</sup>lt;sup>181</sup> Stierstadt/Fischer, Teil I Mechanik, in: Bergmann/Schäfer I (1998) 713 Abb 23.21.

<sup>&</sup>lt;sup>182</sup> Apolin 23 f.

<sup>&</sup>lt;sup>183</sup> Siedler/Zenk, 2 Ozeanographie, in: Bergmann/Schäfer VII (2001) 88: "Wie in Abschn. 2.2.3 erläutert wurde, ergibt sich im stationären Fall durch Windschub ein Eckmann-Transport in der Oberflächennahen Schicht, der gegenüber der Windrichtung um 90° nach rechts gedreht ist. In Abb. 2.23 sind schematisch die vom konstanten Wind erzeugte Eckmann-Spirale und der dazugehörige Eckmann-Transport dargestellt. Abb. 2.24 zeigt an einem Beispiel, wie aus einem mittleren Windschubfeld ein Eckmann-Transportfeld folgt. Wegen der Inhomogenität des zeitlich gemittelten Windfeldes führt der Eckmann-Transport Wasser in Konvergenzzonen zusammen und in Divergenzzonen auseinander. "

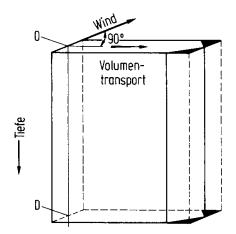
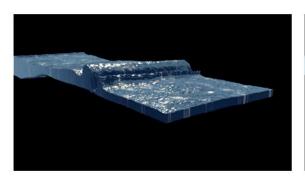


Abb. 2.24 Ekman-Transport zwischen Oberfläche und Reibungstiefe D für die Nordhalbkugel.

Die so hochgeschaukelten Wellen können aber nicht beliebig hoch werden, sondern brechen sie ab einer kritischen Höhe, und geben ihre Kraft an die anderen Wellen ab<sup>184</sup> (Dispersion). Je kürzer die Wellen sind, desto leichter brechen sie. Wenn aber der Wind lange genug weht, werden die Wellen immer länger und höher, bis der Winddruck gleich groß ist wie der Wellendruck, und dann können die Wellen nicht mehr größer oder länger werden<sup>185</sup>.

 $<sup>^{184}</sup>$  Vgl Enright/Marschner/Fedkiw: Animation and Rendering of Complex Water Surfaces, in: < URL > S. 9 Figure 8:



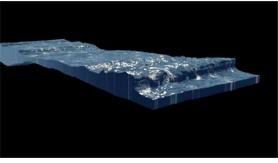


Figure 8: View of wave breaking on a submerged shelf (540x75x120 grid cells). Note the ability to properly model the initial breakin (top two frames) and secondary splash up (bottom two frames) phases. Rendered by proprietary software at ILM.

<sup>&</sup>lt;sup>185</sup> Faber 191; Apolin 24.

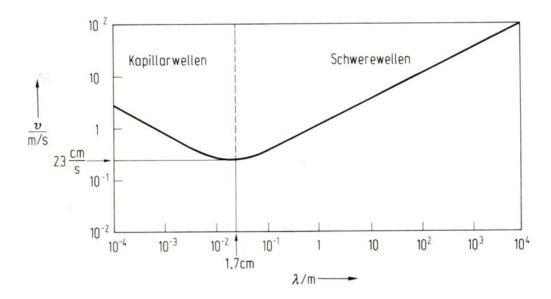


Abb. 23.21 Dispersion von Wasserwellen.

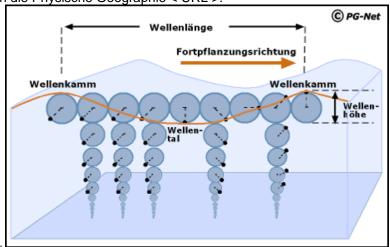
Wellen mit der Wellenlänge  $\lambda$  und Amplitude a in stehenden Gewässer mit der Tiefe h mit der Geschwindigkeit c erzeugen eine rotationsfreie Potentialströmung<sup>186</sup>. Der Welleneinfluss von der Wasseroberfläche nach unten ist abhängig von der Wassertiefe<sup>187</sup>: Ist das Wasser tief (ca. h >  $\lambda$ /2), so ist der Bewegungseinfluss auf die obere Zone (~ $\lambda$ /2) beschränkt und die Partikelbahnen sind kreisförmig. Ist das Wasser seicht (h  $\leq \lambda$ /20), so ist die Partikelbewegung

Wellenlänge λ hängt mit der Wellenperiode T über die Schnelligkeit c zusammen

d. h. zu den Zeiten t, t + T, t + 2T usw. Wiederholt sich eine bestimmte Wellenphase, z. B. der Wellenberg, an einem fixen Punkt." Vgl Prandtl (1956) 67 Fig. 61.

<sup>187</sup> Freie Universität Berlin, Wellenform und -bewegung, in: PG-Net, Das Lernportal zur Einfühgung

in die Physische Geographie < URL >:



**Abbildung** Wellenform und Orbitalbewegung der Wasserteilchen beim Durchlaufen einer Welle; in Anlehung an Press & Siever 2003, S. 441 und Christpherson 1994, S. 484. Die Vorwärtsbewegung der Wellenform ist durch die orangene Linie markiert".

<sup>&</sup>lt;sup>186</sup> Jirka/Lang, Gerinnenhydraulik, in: < URL > 112 f: "Die lineare Wellentheorie für Wellen mit kleiner Amplitude (a  $\leq \lambda$ ; praktisch a < 0,5  $\lambda$ ) ergibt die sinusodale Wellenform η

gleichmäßig über die ganze Wassertiefe verteilt, und die Bahnen sind flache Elipsen. Dazwischen besteht ein Übergangsbereich. Die generelle Beziehung für die Wellengeschwindigkeit ist  $c^2 = (\lambda/2\pi) \tanh(2\pi h/\lambda)$  d. h. sie ist sowohl von der Wassertiefe wie auch Wellenlänge abhängig, während für Flachwasser sie von der Wassertiefe abhängig ist.

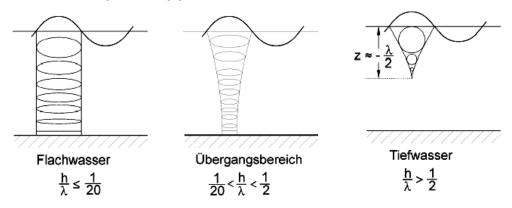
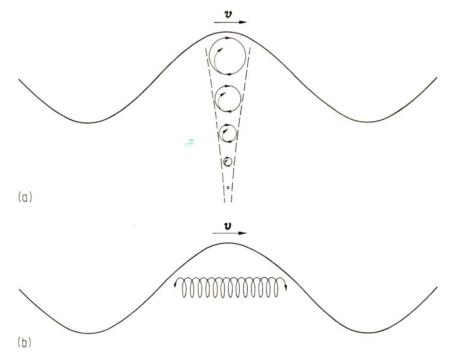


Abb. 5.2.: Partikelbahnen im Übergang von Tief- zu Flachwasserwellen (nach Ippen, 1966)

Das Tiefwasserregime ist typisch für winderzeugte Wellen in Seen oder auf dem offenen Meer. Diese Wellen bewegen sich dispersiv, d. h. existieren in einem Wellensystem verschiedener Wellenzüge mit unterschiedlichen Wellenlängen, und so werden sich die langen Wellen schneller fortpflanzen als die kürzeren.



**Abb. 23.33** Stokes-Drift in einer Oberflächenwelle. (a) Teilchenbahnen während einer Periode; (b) resultierende Bewegung eines Teilchens während sehr vieler Perioden (schematisch).

Flachwasserregime wird erreicht, wenn Windwellen sich in dem seichten Küstenbereich von Meeren bzw. Seen bewegen. Auch Gezeitenwellen befinden sich immer in diesem Regime. Die Geschwindigkeit nimmt in Küstennähe bei seichter werdenden Wassertiefe ab<sup>188</sup>.

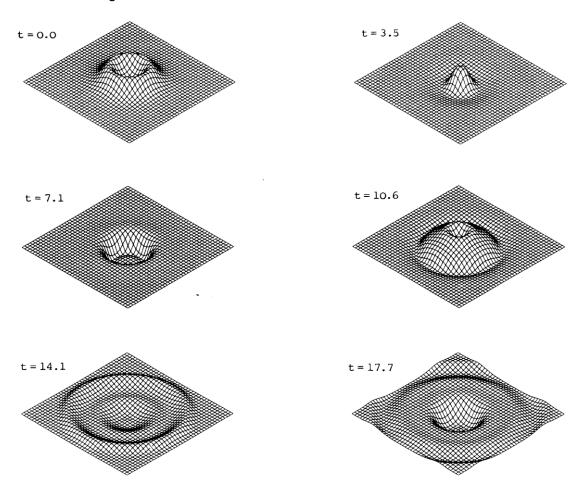


Figure 10-8: Pulson solution of the SG equation

Eine andere einfache Art der Beobachtung der Wasserwellen ist, einen Stein ins Wasser zu werfen<sup>189</sup>. Dabei entsteht eine Gruppe von Wellen.

Dodd/Eilbeck/Gibbon/Morris 602 f: "The SG equation with rotational symmetry has also been studied independently by Christiansen and Olsen (1978), and further studies of kink-kink and pulson-pulson interactions in two space dimensions have been carried out by Christiansen and Lomdahl (1981). The numerical technique used in this latter study was a simple extension of the finite difference scheme (10.3-8). In two space dimensions, this becomes

$$-1$$
,  $+$   $+1$ ,  $-h2/2$   $1/4$  ,  $+1$  + ,  $-1$  +  $-1$ ,  $+$   $+1$ , (10.6-9)

Here the extra space variable  $y_\ell$  is  $\ell h$ , and for this scheme the time step k is  $h/\sqrt{2}$  to preserve the linear stability condition. Again only diagonal grid is needed, saving a factor of two in both storage and time requirements. This scheme would convert easily to a parallel computer with little modification. In use on a normal computer, it has proved reliable and efficient. Figure 10-8 shows some of the initial stages in the evolution of a sine-gordon pulson, taken from the film by Eilbeck and Lomdahl (1982). In this figure,  $\sin(u/2)$  is plotted as a function of x and y for successive t values."

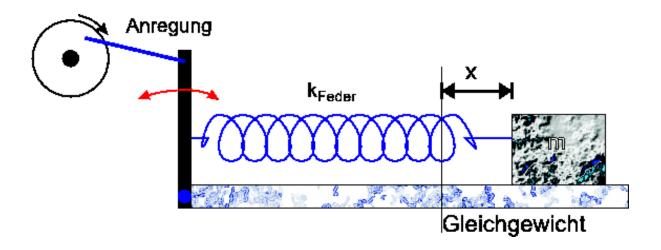
<sup>&</sup>lt;sup>188</sup> Jirka/Lang, Gerinnenhydraulik, in: < URL > 114.

### **DISPERSION**

Die Dispersion ist eines der wichtigsten, wenn nicht das grundlegendeste Phänomen der Wellenmechanik<sup>190</sup>. Durch die Dispersion des Lichtes, das heißt, dass die Brechzahl von der Wellenlänge abhängt, werden die verschiedenen Farben unterschiedlich gebrochen. Jedes Mal, wenn Licht durch die Grenzfläche Luft-Materie geht, werden unterschiedliche Farben unterschiedlich gebrochen. Dies bewirkt die folgenden Effekte:

- die Chromatische Aberration bei Linsen (Farbsäume)
- die Möglichkeit, ein Prisma als Spektralapparat zu verwenden
- das Auseinanderlaufen von Signalen in Glasfasern
- der Regenbogen

Um die Physik der Dispersion zu klären, müssen wir ein physikalisches Modell finden, bei dem eine Frequenzabhängigkeit auftritt. Wir erinnern uns aus der Mechanik, dass bei Oszillatoren eine Resonanz auftritt. Als Beispiel kann man ein Feder-Masse-System betrachten<sup>191</sup>.

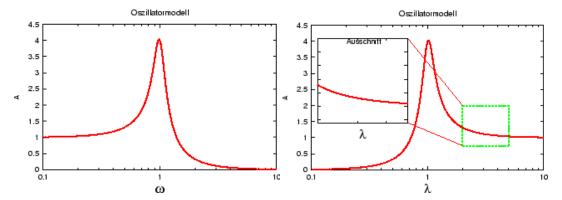


In diesem Feder-Masse-Modell wird die Schwingung durch  $x(t) = x_0 cos\omega t$  angereg $t^{192}$ . Die Amplitude verhält sich als Funktion der Frequenz  $x(\omega) = x_0/((\omega^2 - \omega_0^2)^2 + \omega^2 \omega_0^2/Q^2)^{1/2}$ .

<sup>&</sup>lt;sup>190</sup> Marti, Othmar: Das Prisma: ein optisches Instrument mit Dispersion, Ulm 2005, in: < URL >.

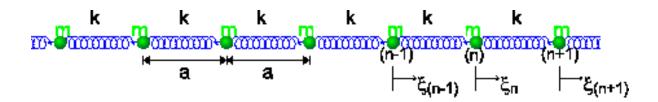
<sup>&</sup>lt;sup>191</sup> Marti, Othmar: Das Prisma: ein optisches Instrument mit Dispersion, Ulm 2005, in: < URL >; Stierstadt/Fischer, Teil I Mechanik, in: Bergmann/Schäfer I (1998) 681 f.

<sup>&</sup>lt;sup>192</sup> Marti, Othmar: Das Prisma: ein optisches Instrument mit Dispersion, Ulm 2005, in: < URL >.



Resonanzkurve links als Funktion der Frequenz  $\omega$  und rechts als Funktion der Wellenlänge  $\lambda$ . Der Ausschnitt zeigt, dass es einen Bereich der Resonanzkurve gibt, der genau so aussieht wie der Verlauf des Brechungsindexes.

Aus diesen Kurven gewinnt man die Anregung, dass ein Feder-Masse-System als Modell für die Dispersion geeignet sein könnte<sup>193</sup>.



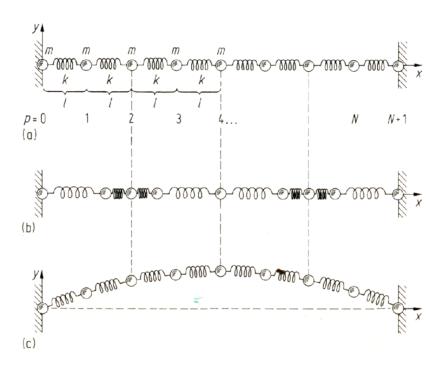
Die Bewegungsgleichung der n-ten Masse bei Longitudalwellen ist

$$m\xi'_n = -k (\xi_n - \xi_{n-1}) + k (\xi_{n+1} - \xi_n) = k (\xi_n - \xi_{n-1}) - 2k\xi_n$$

analog zur Gleichung für ein inneres Pendel bei gekoppelten Pendeln<sup>194</sup>.

 $<sup>^{193}</sup>$  Marti, Othmar: Das Prisma: ein optisches Instrument mit Dispersion, Ulm 2005, in: < URL >: "Ein Körper besteht aus Atomen. Diese bestehen aus Elektronen, Aufenthaltswahrscheinlichkeit über einen Durchmesser von 100pm ausgeschmiert ist, sowie aus einem Atomkern, der im Zentrum der Elektronenwolke liegt und einen Durchmesser von ungefähr 1 fm hat. Wenn ein elektrisches Feld E angelegt wird, dann verschiebt sich die Elektronenwolke gegen den Kern um eine Distanz Ax. Diese Verschiebung soll klein gegen den Durchmesser der Elektronenwolke sein. Dann können wir annehmen, dass die Ladung der Elektronenwolke homogen verteilt ist. Da das Coulombgesetz für die elektrostatischen Kräfte die gleiche Form wie das Gravitationsgesetz hat, hängt die Kraft für die Testladung des Kerns linear von der Auslenkung ab, und zwar so, dass der Schwerpunkt des Kerns und der der Elektronenwolke wieder übereinandergelegt werden sollen. Wir haben also eine auslenkunsproportionale rücktreibende Kraft, wie bei einer Feder. Deshalb nehmen wir an, dass das Elektron-Kern-System als Feder-Masse-System beschrieben werden kann. Da ein Elektron nicht nur Kräfte auf seinen Kern, sondern auch auf die benachbarten ausübt, müssen wir ein dreidimensionales Netz von Federn und Massen betrachten."

<sup>&</sup>lt;sup>194</sup> Marti, Othmar: Das Prisma: ein optisches Instrument mit Dispersion, Ulm 2005, in: < URL >: "Bei sehr kleinen Frequenzen schwingen alle Massen in Phase: wie bei den gekoppelten Pendeln gibt die gleichsinnige Bewegung aller Massen die tiefste Frequenz, die hier, da wir eine unendliche Anzahl Massen annehmen, null ist. Die maximale Frequenz erhält man dann, wenn jeweils zwei benach5barte Massen gegensinnig schwingen. Eine höher Schwingungsfrequenz ist nicht möglich.



**Abb. 22.23** Kette von N gekoppelten Oszillatoren. (a) Ruhelage; (b) longitudinale 2. Oberschwingung und (c) transversale Grundschwingung.