

## Zur Lichtbeugung

Von WALTHER KOSSEL

Aus dem Physikalischen Institut der Universität Tübingen

(Z. Naturforschg. 3 a, 496—500 [1948]; eingegangen am 29. Juli 1948)

Es wird eine einfach zu erzeugende und vermöge ihrer Helligkeit auch einem großen Kreis vorführbare Beugungserscheinung beschrieben und ihre Beziehungen zu bekannten Überlegungen und Erscheinungen besprochen.

1. In dem Aufgabenkreis der funktionentheoretischen Methoden, denen Sommerfelds besondere Liebe gilt, tritt auch heute noch eine als physikalisch besonders bedeutsam hervor: es ist die, mit der er begann und sich zuerst in der Wissenschaft bekannt machte, die Beugung. Galt jene erste Arbeit der Durchführung des Kirchhoffschen Gedankens unter physikalisch vollständigeren Voraussetzungen, so gab Sommerfeld zugleich der bezeichnenden, in der Art des Greenschen Satzes vorgehenden Kirchhoffschen Transformation zwischen Raum und Hüllfläche eine Fortsetzung von physikalisch bedeutender Konsequenz in der weiteren Transformation des Oberflächenausdrucks in ein Linienintegral über die Ränder der die Hülle durchbrechenden, beugenden Öffnungen. Damit kehrt nämlich, so kann man es etwa kennzeichnen, die Überlegung von der Huyghens-Fresnelschen Form zur Youngschen Gestalt zurück: an dem beugenden Gebilde erscheint nicht mehr die freie Öffnung in allen ihren Punkten als aktiv, sondern allein ihr Rand — die Materie — strahlt, angeregt durch die einfallende Bewegung.

Das ist befriedigend, weil die Aktivität der Punkte des freien Raums, die das Huyghenssche Prinzip sich hier vorstellt, immer etwas Unwirkliches behält. Die umfangreichste Neuleistung, die unsere Zeit zur Interferenztheorie gegeben hat, die Betrachtung der Interferenzen, die nach Laue an Raumgittern entstehen, behandelt ja umgekehrt gerade die materieerfüllten Raumteile als neue Quellen — nach dem Maß, in dem sie mit Materie erfüllt sind. Dahin gehört, daß zwar das Wort Raumgitter-„Beugung“ oft gebraucht wird, allein doch nur historisch, als Erbe aus der allerersten Zeit der Laueschen Entdeckung, zu rechtfertigen ist. Denn jene Zusammenhangs-Überlegungen an fortschreitenden Wellen, die wir primär unter dem Wort Beugung begreifen, kennen nur ein Kontinuum ohne Qualitätswechsel, und

nur Grenzen, an denen es abbricht. Sie untersuchen die Abweichungen der Wellenflächen-Normalen von der geradlinigen Ausbreitung, die „Strahlen“ zukäme. Ihr bezeichnendes Feld war daher der reine „Lichtäther“, der leere Raum. Die Raumgitterinterferenzen aber betreffen das Zusammenwirken von Wellen, die da entstehen, wo der Raum nicht leer ist, — die ankommende Wellenbewegung hat Materie angetroffen, und was zusammenwirkt, sind die Sekundärwellen, die daraufhin von der erregten Materie hinauslaufen. Spezifische Werte  $e/m$  und  $e^2/m$  kennzeichnen dabei zusammen mit einer ortsvariablen Raumdichte dieses aktive Material.

Von hier aus sind die Grenzübergänge spannend. Nach dem Sommerfeldschen, von Rubinowicz zu größter Deutlichkeit geführten Gedanken ist der Huyghens-Fresnel-Kirchhoffsche Ausdruck für den durch die beugende Öffnung gespannten Anteil der Hüllfläche funktionentheoretisch äquivalent mit einer ungestört in den geometrisch zugänglichen Raum fortschreitenden Welle und einem Ausdruck, der allein vom Rand handelt. Im Raum des geometrischen Schattens fehlt der erste Anteil, und die Gesamtwirkung der von den Flächenpunkten kommenden Kugelwellen ist gleich der Wirkung einer vom Rand der beugenden Öffnung kommenden Zylinderwelle. Nach unserer heutigen Einstellung auf Aktivität der Materie werden wir geneigt sein, die Aussage umzukehren: wir werden die Materie des Randes als echte Quelle ansehen, nicht nur als unkompenzierte erste Fresnelsche Halbzzone, sondern als Sitz sekundärstrahlender Elektronen. Wir werden es also als merkwürdigen funktionentheoretischen Satz ansehen, daß man die streuenden Ladungen, die in der Materie am Rande des Spalts sitzen, durch die Wirkung fiktiver Quellen ersetzen kann, die man auf einer vom Rande aus beliebig durch den Raum gespannten zusammenhängenden Fläche



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

verteilt denkt. Die tatsächliche Bewegung kommt vom Rand: blicken wir aus dem Schattenraum auf die beugende Öffnung, so leuchtet nur der Rand. Damit ist er uns mehr als ein Glied in einer mathematischen Relation: ebenso wie bei der Gitter- und Molekülstreuung fragen wir nach dem Funktionieren der Materie. Wir beginnen uns dafür zu interessieren, wo in der ins Dunkle gebeugten Lichtbewegung Eigenschaften der Randmaterie sich geltend machen. Die Eigenschaften dieses Lichts, die in der Dissertation W. Wiens behandelt wurden, seine Polarisierung, die Wellenlängenabhängigkeit der Intensität, werden von Interesse. Daß sich darin spezifische Materialeigenschaften so wenig geltend machen, daß das alte primitive Bild der Beugung, in dem die Punkte der Öffnung als Quellen galten, in dem die Materie nichts als Grenze ist, so weit reicht, muß wohl als Gesamtwirkung stetig in der Materie verteilter Sekundärquellen abzuleiten sein — allein die Theorie hat das bisher noch nicht einfach dargestellt, jedenfalls nicht so kurz und schlagend, wie es für eine so einfache Erscheinung möglich sein muß.

2. Wir sagten, es leuchte „der Rand“. In der Tat ist die Sekundäremission auf den Rand beschränkt, allein im allgemeinen tragen nicht alle seine Teile Endliches bei. Er leuchtet nur da, wo er sich einem der um Quelle und Auge gebildeten Rotationsellipsoide, einer der Flächen gleicher Lichtzeit, anschmiegt (Abb. 1). Geben wir der Blende die einfachste Gestalt; sei sie ein Kreis, so folgt, daß die leuchtenden Stücke des Kreises einander auf einem Durchmesser gegenüberliegen, der Geraden nämlich, in der die durch Auge, Quelle und Mittelpunkt der Kreisblende gegebene Ebene den Blendenrand schneidet. Das ist nichts anderes als das lineare Analogon zum gewohnten Satz vom ebenen Spiegel. Auch die Spiegelung ist ja Streu- und Interferenzphänomen.

Geben wir dieser Erscheinung eine eindringlichere Gestalt, indem wir an Stelle des einen beugenden Kreisrandes ein ganzes System konzentrischer Ringe setzen, so leuchten alle Ringe mit den Teilen auf, die auf diesem Durchmesser liegen, und es resultiert das hübsche Speichenphänomen, das wir alle aus Reflexion — von der Wirkung der Drehriefen auf eben abgedrehten Maschinenteilen oder Büchsendeckeln — kennen. Es ist eine Vervielfältigung der lichtschwachen und im allgemeinen nicht recht geläufigen Beu-

gung an der Kreisblende, bei dem man aus dem Schattenraum heraus nur zwei einander gegenüberliegende Punkte des Kreisrandes leuchten sieht.

3. Wir verschaffen uns nun ein sauberes Objekt dieser Art, indem wir in fester Führung eine gute Spiegelglasplatte auf der Drehbank rotieren lassen und ein Stück Schmirgelpapier so lange dagegen anpressen, bis der erfaßte Bereich von den Riefen nahezu dicht erfüllt ist. Zunächst sehen wir im Licht der Sonne oder einer Punktquelle das Speichenphänomen sowohl in Reflexion

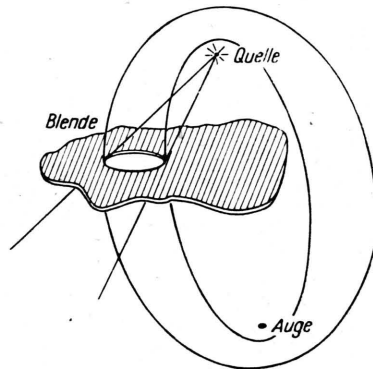


Abb. 1. Randbeugung. Die Flächen extremaler Lichtzeit an einer Kreisblende.

(Abb. 2\*) wie in Durchsicht, solange der unmittelbar ins Auge gespiegelte oder durchtretende Strahl die Platte nicht zentrisch trifft. An jedem Kreis leuchtet die Stelle auf, über die der Weg von der Quelle zum Auge am weitesten, und die, über die er am kürzesten ist. Die ersten bilden die dem Auge ferne, die zweiten die dem Auge nähere Hälfte des leuchtenden Durchmessers. Für die beiden Augen liegt die leuchtende Speiche im allgemeinen verschieden, und solange der Winkel nicht zu groß ist, die Augen ihre Eindrücke noch zusammenzufassen vermögen, hat man den körperlichen Eindruck eines durch den Mittelpunkt der Kreise in die Tiefe auf die Lichtquelle zu führenden leuchtenden Stabes.

Sobald man indes unmittelbar durch das Zentrum zur Quelle blickt, oder entsprechend spiegelt, so daß die gesamte geritzte Fläche zugleich leuchtet, ist man überrascht von der Lichtmenge, die man damit insgesamt empfängt. Und kehrt man darauf den subjektiven Versuch zum objektiven um, indem man das Licht der auf der Achse

\* Abb. 2—5 und 7 s. Tafel, S. 500 a.

gelegenen Quelle jenseits auf einem Schirm aufhängt, so gewahrt man auf der Achse ein helles Bild der Quelle (Abb. 3). Neigt man die Platte, so tritt das Bild zur Beugungsfigur der elliptischen Öffnung — einem geschweiften Kreuz — auseinander (Abb. 4).

4. Man ist von dieser Linsenwirkung deshalb zunächst überrascht, weil man gewohnt ist, die Phasenfragen in den Fresnel-Zonen überaus scharf diskutieren und dem entsprechend experimentell zur Beobachtung einer Beugungserscheinung sehr spezielle Bedingungen schaffen zu müssen.

Man erinnert sich zunächst an den klassischen Versuch von Fresnel und Arago, der dadurch veranlaßt wurde, daß Poisson bei der Vorlage der grundlegenden Arbeit Fresnels in der Académie des Sciences glaubte, einen schlagenden Einwand gegen sie machen zu können, indem er aus ihr die Folgerung zog, hinter einem kreisförmigen Schirm müsse in der Mitte ein heller Fleck erscheinen. Fresnel und Arago zeigten, daß er tatsächlich da ist. Man sieht ihn gut mit einer Lupe, meist, indem man als Schirm eine glattrandige kleine Münze oder eine Kugellagerkugel benutzt, in einem Abstand von einigen Metern. Seine Schärfe erlaubt, kleine Gegenstände unmittelbar damit abzubilden, etwa — in gehöriger Expositionszeit — photographisch aufzunehmen. Die außerordentliche Lichtschwäche dieser Erscheinung rührt daher, daß allein der Rand, die erste Fresnelseche Halbzone, mitarbeitet.

Um weitere Bereiche zusammenarbeiten zu lassen, bedient man sich der Soret'schen<sup>1</sup> „Zonenplatte“, einer Glasplatte, auf der die für einen bestimmten Abstand gültigen Ringzonen markiert und alle ungeraden Halbzonen geschwärzt sind. An den gewählten Punkt gelangt also, wenn man die Platte von vorn mit ebenen Fronten beleuchtet, nur Licht aus den geraden Halbzonen, das einander unterstützt. Der gewählte Punkt wird zum Brennpunkt. Ist  $D$  sein Abstand, so wird der Radius der  $n$ -ten Zone ( $n$ -ten offenen Halbzone)

$$r_n = \sqrt{n \cdot \lambda \cdot D}.$$

Solch scharfer Vorschrift gegenüber überrascht es zunächst, daß die zwar genau konzentrischen, aber doch in Tiefe und Radius völlig nach Zufall verteilten Ringspuren, die das Schmirgelpapier auf der Glasplatte hinterließ, überhaupt ein Inter-

ferenzmaximum in der Mitte entstehen lassen. Beim Fresnel-Arago-Versuch sucht die traditionelle Überlegung ausdrücklich nachzuweisen, daß nur die Wirkung der ersten Halbzone unkompenziert bleibe, während alle übrigen weiter nach außen liegenden Bereiche einander in der Wirkung aufheben. Analog sammelt man mittels der Zonenplatte sorgfältig die in der Phase übereinstimmenden Bewegungen und schaltet die gegenphasigen aus. Hier aber überließ man die Phasenverteilung ganz dem Zufall. Daß jeder Ring für sich ein Maximum in der Mitte ergibt, leuchtet sogleich ein, hier addieren sich die Amplituden, die von allen Teilen des Rings stammen. Der nächste Ring, für sich gesehen, ergibt hier ebenfalls ein Maximum, allein die Phase der resultierenden Bewegung ist durchaus nicht in feste Beziehung zu der des ersten Rings gebracht. So könnte man annehmen, daß alles sich aufhebe. Indes entscheidet hier gerade die statistische Verteilung: die Ringe entsprechen unabhängigen Lichtquellen, wie bei ihnen addieren sich die Intensitäten. Für die Amplituden ist es das Problem der nach Zufall verteilten  $n$  unabhängigen Verrückungen in einer Ebene — der Vektor der Gesamtverrückung wächst mit  $\sqrt{n}$ , sein Quadrat mit  $n$ .

Dementsprechend fehlt es an jeder Auszeichnung eines Abstandes oder einer Wellenlänge. Die Zonenplatte gibt für jede Wellenlänge eine Reihe scharfer Brennweiten. Das statistische Ringsystem hingegen wirkt wie eine Lochkamera — aber paradoxerweise wie eine Lochkamera großer Apertur.

5. Am eindringlichsten zeigt sich der Kern des Vorgangs, wenn man längs der Achse einen weißen Schirm aufstellt. Eine helle Linie läuft der Achse entlang (Abb. 5). Dem Anblick nach sollte man denken, hier führe ein gerader Strahl längs der Achse, aber läßt man ihn durch eine Blende, so endet er bald dahinter; stellt man ein kleines Hindernis (den Kork einer Medizinflasche, eine Kugellagerkugel) in seinen Weg, so taucht er bald dahinter aufs neue auf. Die Intensität findet sich ja immer neu von außen her zusammen. Man hat also eine Linse ohne Brennweite — wie in der Lochkamera —, indes nicht wie dort vermöge der Führung eines eigentlichen Strahls. Längs der Achse liegt ein Interferenzmaximum nullter Ordnung, wie es ein Brennpunkt ist. Da der Ausdrück Brennlinie schon für den Astigmatismus

<sup>1</sup> J. L. Soret, Arch. Sci. physiques natur. 1, 52 [1875]; Wiedemanns Ann. Physik. Chem. 6, 99 [1875].



festgelegt ist, wird man zweckmäßig sagen, das konzentrische Ringsystem habe eine „Brennachse“. Auf einem ausreichend ebenen Schirm zeigt man sie über Meterlänge.

Entsprechend der allgemeinen Analogie von Resonanz- und Interferenzerscheinungen zeigt der Brennpunkt geometrisch die Eigenschaften eines Resonanzmaximums, insbesondere den Phasenumschlag. Dem analog zeigt hier das Fortschreiten längs der Achse, wenn man es wie eine Wellenbewegung schreibt, eine „falsche“ (im Elementarbeitrag aus  $r$  auf  $c\sqrt{1+[r/x]^2}$  vergrößerte) Phasengeschwindigkeit. An Wasser in der Wellenwanne sieht man diese Erscheinung sehr schön

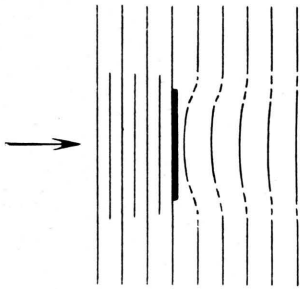


Abb. 6. Zurückbleiben und Nacheilen der Fronten hinter einem Hindernis. Demonstration an Wasserwellen.

(Abb. 6) ganz unmittelbar: nach dem Hindernis liegt der Wellenberg des Mittelmaximums weit zurück hinter der am Hindernis vorbei fortgeschrittenen geraden Front. Er eilt ihr indes nach, und man verfolgt mit dem Auge, wie er ihr nach rechts hin näher und näher kommt und sich, indem das trennende Randminimum sich allmählich verliert, ihr mehr und mehr eingliedert. Dieser Zentralvorgang, den wir in der hellen Lichtlinie unserer Achse so unmittelbar vor uns haben, ist, das tritt an dieser überhöhten scheinbaren Phasengeschwindigkeit deutlich hervor, eben trotz des äußeren Bildes eines „Strahls“ keine selbständig fortschreitende Bewegung, die Achse ist vielmehr der Ort der Interferenzmaxima.

6. Instrukтив ist der Vergleich dieser statistischen mit regelmäßigen Ringsystemen. Die mühsam herzustellenden und in der üblichen photographischen Wiedergabe meist in Kontrast und Schärfe wenig befriedigenden Zonenplatten lohnen die Mühe der Herstellung nicht einmal so sehr, wie geeignetere einfachere Gebilde. Man zeigt z. B. Wesentliches ebenso klar, ja vielleicht

für Anfänger noch faßlicher an einem Objekt, das einem Ausschnitt aus einer Zonenplatte nahesteht, nämlich einem ringförmigen Kreisgitter. Es sei etwa ein Ring von 50 mm Innendurchmesser und 5 mm Breite mit dem Diamanten auf der Bank mit Kreisfurchen versehen worden, die gleichförmig um 0,10 mm voneinander abstehen. Dieses Kreisgitter wirklich guter Qualität von 50 Strichen arbeitet bereits scharf genug, um gute Farbkontraste entstehen zu lassen. Eine Zonenplatte würde auf dieser Breite eine Abnahme der Ringabstände um 20% zeigen müssen. Ihr Verhalten stimmt also praktisch mit dem eines solchen Ringgitters überein. Man verfolgt an diesem aber sehr schön auf einem allmählich abrückenden Schirm, wie aus dem schmalen Gitterstreifen sich die verschiedenen Ordnungen nach innen und außen entfalten und wie die inneren, von den höchsten beginnend, nacheinander die Mitte erreichen, dort jeweils einen farbigen Brennpunkt bildend. Auf dem längsgestellten Schirm (Abb. 5) erscheint nun die Brennachse in wechselnder Farbe.

Die zentralen Teile der Erscheinungen am Kreissystem werden am weitesten sichtbar, wenn man — wie in den hier wiedergegebenen Abb. 3 bis 5 — die Mitte der Ringe durch eine Kreisscheibe aus schwarzem Papier abdeckt.

Sämtliche Erscheinungen sind ebenso in Reflexion zu beobachten, schon an diesen einfachen Glasplatten, intensiver an mit Aluminium verspiegelten.

7. Um noch besser in die Erscheinungen hineinzusehen, lohnt es, das Bildfeld (Abb. 3 oder 4) mit einer feinen Blende abzutasten. Dann leuchten im Lochkamerabild auf einem dahinter gehaltenen Schirm all die Teile des beugenden Systems auf, die zu der am Ort der Blende herrschenden Bewegung beitragen. So zeigt Abb. 7, was am Ort eines der vertikalen Äste der Ellipsenbeugung (Abb. 4) mitarbeitet. Zum Verständnis überlegt man an Hand der Ellipsoide der Abb. 1. Auf der Seite, nach der man sich bewegte, schmiegen die Ringe sich ihnen an — daher der nach außen sich erweiternde helle Fächer —, innen aber weichen die Krümmungen um so mehr voneinander ab, die Ringe und Ellipsoide kommen nur zur Berührung, daher leuchtet nur der scharfe Durchmesser. Die hübschen Umwandlungen, die diese Bilder erfahren, wenn man bei fester Lage der Blende die beugende Kreisringplatte aus der zur Einfallrichtung senkrechten Lage herausdreht,

oder wenn man umgekehrt die Kreisringplatte feststehen läßt und mit der Lochblende im Feld ihrer Beugungsfigur umherwandert, hoffen wir später noch in einigen Aufnahmen vollständiger zu illustrieren.

8. Es ist seltsam, daß der Versuch an den unregelmäßig verteilten Kreisringen noch nicht bekannt ist. Nirgends ließ sich eine Erwähnung auffinden. Und wenn er irgendwo an entlegener Stelle beschrieben sein sollte, ist er nicht gebührend beachtet worden. Es scheint, daß er deswegen unterblieb, weil man sich aus den im 4. Abschnitt besprochenen Gründen nur von regelmäßigen gitterartigen Ringanordnungen etwas versprach. Indem er diese gerade vermeidet, zeigt er mit vielfacher Lichtstärke das Beugungsbild vom Rand der einfachen Blende und des Schirms. So zeigt ja auch eine mit winzigen Kugeln bestäubte Glasplatte mit ihren diffusen Beugungsringen im Grunde das Beugungsbild der Einzelkugel. Hier an dem überlagerten Gesamtbild streng konzentrischer, nach Radius und Stärke aber statistisch verteilter Kreisringe wird sichtbar, was für den Kreisrand als solchen bezeichnend ist.

Man kann gerade dadurch, daß nicht nur in subjektiver Beobachtung einzelne Randpunkte

sichtbar werden, sondern objektiv vorführbar ganze Speichen oder Felder der Kreisscheiben aufleuchten, und daran, daß die Achse erhellt erscheint, manches eindringlicher anschaulich machen, was bisher entlegen schien. An Hand des Ellipsoidmodells erläutert, wird so z. B. auch der Satz vom Reflexionskegel an deutlichen Erscheinungen lebendig.

So kann der Versuch dazu helfen, die Vorstellungen und Begriffe zu festigen, die man auf diesem Gebiet einzusetzen hat, das in historischen Leistungen seine Prägung erfuhr, aber augenscheinlich durchaus noch verdient, daß man sich darum bemüht. Am wichtigsten ist wohl die Aufgabe, den Vorgang im klassischen Fresnel-Arago-Versuch zu erläutern, der selbst für jede Demonstration zu lichtschwach ist, einem großen Kreis nur indirekt — in Aufnahmen — vorgeführt werden kann, der aber gerade für den großen Kreis wichtig ist. Denn man kann gerade Laien, denen Spalt und Gitter ja schon ungewohnte künstliche Einrichtungen sind, ein schattenwerfender Schirm aber vertraut vorkommt, die Notwendigkeit der Wellentheorie nicht eindringlicher zeigen als an der Tatsache, daß hinter einem kreisförmigen Schirm die Mitte des Schattens sich erhellt.

## Zur Formulierung des Huygensschen Prinzips

VON WALTER FRANZ<sup>1</sup>

(Z. Naturforschg. 3 a, 500—506 [1948]; eingegangen am 29. Juli 1948)

Mit Hilfe der Greenschen Dyade wird eine Formulierung des Huygensschen Prinzips für elektromagnetische Wellen abgeleitet, welche, ebenso wie die Kirchhoffsche Formel der skalaren Theorie, sofort erkennen läßt, daß für beliebige „Randwerte“ die Wellengleichungen erfüllt werden. Doch erscheint die Kirchhoffsche Theorie nicht als Lösung einer Randwertaufgabe, sondern eines Sprungwertproblems. Im Gegensatz zu Kottler<sup>2</sup> wird dabei der Sprungwert als Grundzug der Kirchhoffschen Theorie, nicht als Eigenschaft des „schwarzen“ Schirmes interpretiert.

An anderer Stelle<sup>3</sup> habe ich ein sukzessives Näherungsverfahren zur Lösung von Beugungsaufgaben angegeben, nach welchem man zuerst die Wellengleichung ohne Rücksicht auf die Randbedingungen löst, dann in willkürlicher — jedoch plausibler — Weise die Lösung den Rand-

bedingungen anpaßt, wodurch die Wellengleichung verletzt wird; dieser Verstoß wird durch eine Beugungswelle in Ordnung gebracht. Sie bestimmt sich aus einer inhomogenen Wellengleichung, welche durch die bekannten Integralformeln für Potential und Vektorpotential gelöst wird. Die Formeln für die Kirchhoffsche Beugungstheorie (und damit für das Huygenssche Prinzip) ergeben sich daraus durch Spezialisierung.

<sup>1</sup> Münster i. W., Gertrudenstr. 3.

<sup>2</sup> F. Kottler, Ann. Physik **70**, 405 [1923]; **71**, 457 [1923].

<sup>3</sup> W. Franz, Zur Theorie der Beugung, Z. Physik, im Druck.