LEHRBUCH DER

PHYSIK

OBERSCHULE TEIL IIB

VOLK UND WISSEN VOLKSEIGENER VERLAG BERLIN

Lehrbuch der Physik

für die Oberschule

TEIL IIB

12. Schuljahr

Mit 166 Abbildungen

VOLK UND WISSEN VOLKSEIGENER VERLAG BERLIN

1953

Herausgegeben von

Rudolf Girke und Dr. Clara von Simson in Berlin

Berichtigter Nachdruck der dritten Auflage (1949)

Bestell-Nr. 6015 2,—DM · 111.—121. Tausend · Lizenz Nr. 203 · 1000/52-AI c-5 52

Satz: B. G. Teubner, Leipzig (III/18/154)

Druck: VEB Berliner Druckhaus, Prenzlauer Allee (87/10 I)

Inhaltsverzeichnis

Wellen und Wellenstrahlung

A. Wellen im stofferfüllten Raum 5

§ 1. Die Ausbreitung eines Stoßes im Stoff 5

§ 2. Grundbegriffe der Wellenlehre 9

§ 3. Interferenz von Seil-, Wasser- und Schallwellen 16

§ 4. Die Reflexion von Seil-, Wasser- und Schallwellen. Stehende Wellen 19

§ 5. Das Gesetz der Ausbreitung der Wellen, Huygenssches Prinzip.... 25

§ 6. Reflexion, Beugung und Brechung von Wasser- und Schallwellen nach dem Huygensschen Prinzip 28

B. Lichtwellen 33

§ 7. Lichttheorien 33

§ 8. Die Lichtgeschwindigkeit 35

§ 9. Die Wellenlänge des Lichtes 37

§ 10. Interferenz des Lichtes an durchsichtigen Platten 41

§ 11. Die Beugung des Lichtes 45

§ 12. Die Polarisation des Lichtes 51

C. Elektromagnetische Wellen ... 57

§ 13. Elektrische Eigenschwingungen .. 57

§ 14. Erzeugung und Übertragung gedämpfter Schwingungen 60

§ 15. Ungedämpfte elektrische Schwingungen 62

§ 16. Elektrische Wellen längs Drähten 65

§ 17. Elektromagnetische Wellen im Raum 66

§ 18. Die drahtlose Telegraphie und Telephonie 69

§ 19. Drahtloser Nachrichtenverkehr, Rundfunk 73

§ 20. Fernschreiben, Bildübertragung, Fernsehen 76

D. Elektromagnetische Strahlung 79

§ 21. Arten und Ausdehnung der Spektren 79

§ 22. Das Licht als elektromagnetische Strahlung 83

§ 23. Das Elektronenmikroskop 85

§ 24. Die Röntgenstrahlen 86

§ 25. Das elektromagnetische Spektrum 88

E. Der korpuskulare Aufbau der Materie 91

F. Geschichtliche Entwicklung . 96

Sachverzeichnis 103

WELLEN UND WELLENSTRAHLUNG

Die Materie ist in der Welt an einzelnen Stellen zu großen, zusammenhängenden Massen in den Himmelskörpern zusammengeballt. Zwischen ihnen erstreckt sich der Weltraum. Er übermittelt die Massenanziehung der Körper und ist Träger elektrischer und magnetischer Eigenschaften. Die ihn erfüllenden Felder erstrecken sich unbegrenzt nach allen Richtungen und stellen Verbindungen zwischen den Körpern her. Die physikalische Welt ist somit ein zusammenhängendes Gefüge. Jede Veränderung im physikalischen Zustand einer Stelle der Welt wirkt sich grundsätzlich auf alle anderen Stellen aus. Bisher haben wir unser Augenmerk in der Regel nur auf den einzelnen physikalischen Vorgang gerichtet und im allgemeinen unbeachtet gelassen, daß von ihm aus Einwirkungen auf die Umgebung ausgehen. Wir wollen nun einige Erscheinungen betrachten, die sich aus dem Nebeneinander vieler Körper und ihrem Zusammenhang ergeben.

A. Wellen im stofferfüllten Raum

§ 1. Die Ausbreitung eines Stoßes im Stoff

1. Koppelungskräfte. Ein Briefbeschwerer, der auf einigen Blättern Papier liegt, übt durch sie einen Druck auf den Schreibtisch, durch ihn auf den Fußboden, durch das Haus auf den Erdboden aus. In ähnlicher Weise wirkt das Gewicht eines jeden Körpers auf viele andere seiner Umgebung ein. Ändert der Körper seine Lage, so werden auch andere Körper dadurch beeinflußt. Die Einwirkungen auf die Umgebung sind u. U. sehr gering, können aber durch eine sorgfältige Untersuchung nachgewiesen werden.

Wenn wir eine an dem einen Ende befestigte Schraubenfeder etwas in die Länge ziehen, so werden alle Windungen bewegt. In diesem Falle sind es elastische Kräfte, die die Veränderung von der einen Stelle auf andere übertragen. Solche Kräfte sind zwischen den Teilen fester, flüssiger und gasförmiger Körper wirksam. Ändert man die Form eines elastischen festen Körpers durch Zusammenpressen, Dehnen, Biegen oder Verdrehen innerhalb gewisser Grenzen, so nimmt der Körper die frühere Gestalt wieder an, wenn die formändernde Kraft nicht mehr wirkt. Er besitzt Formelastizität. Flüssigkeiten und Gase zeigen ihr elastisches Verhalten nur gegenüber Druckkräften. Ihre Volumelastizität bewirkt, daß die Veränderung des Druckes an irgendeiner Stelle sich überall in ihnen bemerkbar macht.

Wir nennen die Kräfte, durch die ein Körper mit den Körpern seiner Umgebung verbunden ist, oder die die Teile ein und desselben Körpers verbinden, Koppelungskräfte.

2. Die Ausbreitung eines Stoßes im elastischen Körper. Bei einem Eisenbahnzug sind die einzelnen Wagen durch die Federn der Verbindungsstücke und Puffer elastisch miteinander gekoppelt.

Stößt eine Lokomotive beim Rangieren auf die Wagenreihe eines ruhenden Zuges, so empfängt zunächst der erste Wagen einen Impuls (vgl. Teil I B, § 15) in der Bewegungsrichtung. Er wird ein kurzes Stück vorwärts geschoben, stößt dabei auf den zweiten Wagen, drückt ihn etwas nach vorn und steht selbst wieder still. Beim zweiten und dritten Wagen wiederholt sich dann der Vorgang usw. Man merkt am Zusammenstoßen der Puffer und an den kurzen Bewegungen der Wagen, daß sich der Impuls mit einer gewissen Geschwindigkeit durch die Wagenreihe fortpflanzt (Abb. 1).

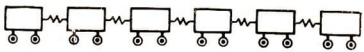


Abb. 1. Ausbreitung eines Stoßes bei elastischer Koppelung



Abb. 2. Fortpflanzung eines Stoßes durch eine Reihe von Stahlkugeln

Legt man auf eine waagerechte Rinne (Abb. 2) eine Reihe gleicher Stahlkugeln dicht hintereinander und läßt eine ebensolche Stahlkugel A dagegenstoßen, etwa dadurch, daß man sie auf einer geneigten Rinne herabrollen läßt, dann pflanzt sich der Impuls durch die anfangs ruhenden Kugeln fort. Diese bleiben an ihrem Ort bis auf die letzte B, die fortgeschleudert wird (vgl. Teil I B, § 27). Legt man einen Stahlstab zwischen die Kugeln, so daß sie ihn berühren, dann wirkt er genau so wie eine Anzahl Kugeln, deren Platz er eingenommen hat.

Spannt man einen Stahlstab in waagerechter Lage fest ein und schlägt mit einem Hammer auf das eine Ende, so pflanzt sich der Impuls des Schlages durch den Stab hindurch bis zum anderen Ende fort und kann dort durch ein Pendel mit einer kleinen Stahlkugel oder Glaskugel sichtbar gemacht werden.

In ähnlicher Weise wird ein Stoß durch eine Reihe elastischer Körper fortgeleitet, wenn diese sich gegenseitig berühren.

Der Versuch mit den Stahlkugeln zeigt aber mehr als die bloße Tatsache der Fortpflanzung des Stoßes, wenn wir die energetischen Verhältnisse betrachten. Die herabrollende Kugel A hat, wenn sie unten angekommen ist, eine gewisse kinetische Energie erlangt. Sie bleibt nachher ruhig liegen, hat also ihre ganze Energie abgegeben. Ebenso verhalten sich die folgenden Kugeln bis auf die letzte B. Diese fliegt nahezu mit der Geschwindigkeit fort, die A besessen hat. Beim Stoß wird demnach nicht nur der Impuls übertragen, sondern auch die Energie. Wir finden dies Ergebnis bestätigt, wenn wir an Stelle der einen Kugel A zwei oder mehr Kugeln herabrollen lassen. Dann wird von der ruhenden Reihe auch eine entsprechende Anzahl von Kugeln mit annähernd derselben Geschwindigkeit fortgeschleudert. Ist der letzte Wagen des oben erwähnten Eisenbahnzuges losgekoppelt, dann wird er sich vorwärtsbewegen und dabei den Betrag an kinetischer Energie besitzen, der von der Lokomotive beim Zusammenschieben der Wagen aufgewendet worden ist, während die anderen Wagen an ihrer alten Stelle bleiben. Wir kommen zu dem Ergebnis:

In einem elastischen festen Körper kann Energie durch Stoß von Teilchen zu Teilchen übertragen werden, ohne daß der Körper als Ganzes dabei verschoben wird.

3. Die Reflexion des Impulses. Wenn in der Wagenreihe der von rechts kommende, nach links gerichtete Impuls I_1 sich bis zum letzten Wagen fortgepflanzt hat, so beobachten wir, daß ein Impuls I_2 gleicher Richtung über die Wagenreihe zurückläuft. Die Erscheinung ist so zu erklären, daß der Impuls I_1, den der letzte Wagen erhält, diesen nach links drückt, ohne Widerstand zu finden. Infolge der Federkoppelung zwischen dem letzten und vorletzten Wagen übt der letzte auf den vorletzten nun einen Impuls I_2 aus, der in der Richtung von I_1 wirkt und sich wiederum von einem Wagen auf den anderen überträgt. Wir sagen dann, daß der Impuls I_1 an dem freien Ende der Wagenreihe als ein ebenso gerichteter Impuls I_2 „reflektiert" wird (Abb. 3). Wir stellen die Wagenreihe nun so auf, daß der letzte Wagen sich an ein festes Hindernis, einen Prellbock, anlehnt. Wenn jetzt wieder ein Impuls I_3 von rechts her kommt, so gibt der letzte Wagen den Impuls an den Prellbock weiter. Dieser weicht dabei kaum aus seiner Lage. Die zwischen ihm und dem letzten Wagen durch I_3 zusammengedrückte Feder erteilt dann beim Entspannen dem letzten Wagen einen nach rechts gerichteten Impuls I_4, der nun wieder in der ganzen Reihe der Wagen zurückläuft. In diesem Fall wird der Impuls I_3 als ein entgegengesetzt gerichteter Impuls I_4 „reflektiert". In der Abb. 3 sind zu unterscheiden: Die Richtungen der Impulse (voll gezeichnete Pfeile) und die Richtungen der fortschreitenden Bewegungen (gestrichelte Pfeile).

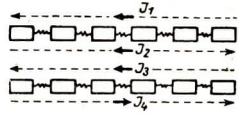


Abb. 3. Reflexion eines Stoßes

Die beiden betrachteten Vorgänge unterscheiden sich dadurch, daß in dem einen Falle das letzte Ende der Körperreihe frei ausschwingen kann, während es im zweiten Falle praktisch unbeweglich ist.

Wir stellen weitere Versuche über die Reflexion von Impulsen an: Hängt man eine durch ein Gewicht belastete Schraubenfeder (Abb. 4) an einem Haken auf, so ist sie nur am unteren Ende frei beweglich. Zieht man sie nun etwas in die Länge, erteilt ihr also einen Längsimpuls, so durchläuft dieser die Feder bis zum oberen festen Ende und wird hier als Längsimpuls von entgegengesetzter Richtung reflektiert. Wenn dieser unten am freien Ende ankommt, wird er nach oben reflektiert, aber die Richtung des Impulses ändert sich dabei nicht.


Abb. 4 Reflexion eines Längsimpulses

Hängt man eine mehrere Meter lange Schraubenfeder zwischen zwei festen Haken A und B auf (Abb. 5) und führt gegen sie an dem einen Ende einen seitlichen Schlag, so läuft als Folge dieses Querimpulses eine seitliche Ausbuchtung über die Schraubenfeder und wird an dem festen Ende als



Abb. 5. Reflexion eines Querimpulses

eine nach der entgegengesetzten Seite gerichtete Ausbuchtung reflektiert. Schaltet man einen dünnen Bindfaden zwischen das Ende der Feder und den Aufhängepunkt B und erzeugt am anderen Ende A wieder einen Impuls, dann wird dieser an der wie ein freies Ende wirkenden Grenze zwischen Bindfaden und Feder als gleichsinnige Ausbuchtung reflektiert (vgl. § 4).

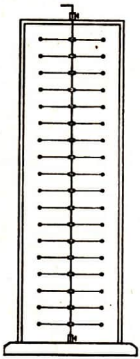


Abb. 6. Reflexion eines Drehimpulses

In einem Rahmen hängt in der Anordnung der Abb. 6 ein Draht, an dem eine Anzahl von Querstäben befestigt ist, die in einer Ebene ausgerichtet sind. Das untere Ende des Drahtes soll zunächst frei sein. Dreht man den obersten Querstab aus seiner Lage, so wandert ein Drehimpuls von einem Stab zum anderen und läuft, wenn er unten angekommen ist, als Impuls von gleichem Drehsinn zurück. Klemmt man aber das untere Ende des Drahtes fest und wiederholt den Versuch, so wird der unten ankommende Drehimpuls im entgegengesetzten Drehungssinn reflektiert.

Die Versuche zeigen nochmals, daß wir zwischen den Richtungen der Impulse und den Richtungen, in denen sie sich fortpflanzen, unterscheiden müssen. Ob es sich nun um Längsimpulse, Querimpulse oder Drehimpulse handelt, in jedem Falle gilt das Gesetz:

An der Grenze eines zusammenhängenden elastischen Körpers wird ein Impuls, der durch ihn hindurchgewandert ist, reflektiert. Kann das Teilchen an der Grenze frei aus seiner Ruhelage herausschwingen, so wird ein gleichgerichteter Impuls zurückgeschickt, ist das Grenzteilchen fest oder weniger frei beweglich als die anderen Teile des Körpers, so hat der reflektierte Impuls entgegengesetzte Richtung. Beide Impulse pflanzen sich mit der gleichen Geschwindigkeit fort.

Zieht man die Schraubenfeder (Abb. 5) weiter auseinander, so werden die Koppelungskräfte zwischen den einzelnen Windungen größer, und man beobachtet gleichzeitig, daß die Impulse schneller wandern. Dieser Zusammenhang zwischen den Koppelungskräften und der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Impulse gilt in allen Fällen. In Metall- und Glasstäben sind die Koppelungskräfte besonders groß. Daher ergeben sich für die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten der Impulse hohe Werte, bei Messing etwa $v = 3400$ m/s, bei Stahl und Glas etwa $v = 5000$ m/s (vgl. § 4).

4. Die Ausbreitung eines Impulses im Raum und in einer Fläche. Wir haben bisher nur die Fortpflanzung eines Impulses in elastischen Körpern in einer bestimmten Richtung betrachtet. Wird der Impuls im Innern eines elastischen Körpers erzeugt, so breitet er sich nach allen Richtungen aus (Abb. 7). Seine Energie ist dann jeweils auf einer Kugelfläche verteilt, deren Mittelpunkt mit dem Ursprung des Impulses zusammenfällt. Ein solcher Fall liegt z. B. vor, wenn in der Luft oder im Wasser an irgendeiner Stelle ein Knall

erzeugt wird. Dann erhalten die Luft- bzw. Wasserteilchen einen Stoß, den sie an die benachbarten Teilchen in radialer Richtung weitergeben. Der Impuls breitet sich aus, ohne daß eine Strömung in der Luft oder im Wasser entsteht.

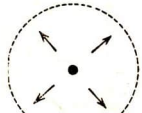


Abb. 7. Ausbreitung eines Impulses im Innern eines elastischen Körpers

Recht kompliziert werden die Erscheinungen, wenn der Impuls an der Grenzfläche zweier elastischer Körper erzeugt wird. Dieser Fall tritt z. B. ein, wenn wir einen Stein in ruhendes Wasser werfen. Dann beobachten wir auf der Wasseroberfläche die bekannten Wellenringe. Es pflanzt sich aber auch ein elastischer Impuls in das Innere des Wassers fort und ein anderer in die Luft. Die Wirkung des letztgenannten vermittelt unserem Ohr das Geräusch des Aufschlages. Schließlich muß man noch berücksichtigen, daß die Oberfläche des Wassers, die sich wie eine gespannte Haut verhält, im Augenblick des Auftreffens etwas eingedrückt wird. Die Kapillarkräfte der Oberflächenspannung bewirken dann die Ausbreitung auch dieses Impulses nach allen Seiten in der Form einer Kräuselung. So dient die ursprünglich beim Aufschlagen des Steines vorhandene Energie zur Erzeugung der mannigfachsten Erscheinungen. Am sinnfälligsten sind die an erster Stelle erwähnten Wellenringe. Wir werden ihre Entstehung noch genauer untersuchen.

§ 2. Grundbegriffe der Wellenlehre

1. Schwingung und Welle. Jede regelmäßig hin- und hergehende Bewegung, wie wir sie beim Pendel kennengelernt haben, wird Schwingung (Teil IB, §18) genannt. Die Schwingungen eines Pendels kann man durch Koppelung auf ein zweites, völlig gleichartiges übertragen (Teil IA, §7). Koppeln wir nun eine größere Anzahl gleichartiger Pendel miteinander (Abb. 8) und versetzen das erste in Schwingungen, so erkennen wir, wie sich die Bewegung vom ersten auf die folgenden überträgt und jedes Pendel mit einer gewissen Verzögerung genau dieselben Schwingungen ausführt wie das erste. Die Gesamtheit dieser aufeinanderfolgenden Schwingungen ergibt eine Wellenbewegung.

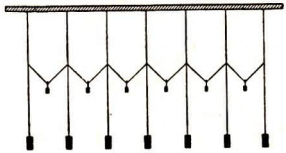


Abb. 8
Entstehung einer Welle aus einer Schwingung

Eine Welle entsteht dadurch, daß eine Reihe miteinander gekoppelter, schwingungsfähiger Teilchen nacheinander gleichartige Schwingungen ausführt.

2. Die transversale Wellenbewegung. Die bereits erwähnten Wasserwellen bilden sich in folgender Weise: An der Stelle S, an der der Stein aufschlägt, wird das Gleichgewicht der Wasserteilchen an der Oberfläche gestört. Benachbarte Teilchen werden gehoben, die Schwerkraft zieht sie wieder in die alte Lage, sie schwingen infolge der Trägheit über die ursprüngliche Lage hinaus und kehren zurück. So schwingen sie einige Male in kreisförmigen Bahnen auf und ab. Durch ihre Bewegung werden die benachbarten

Wasserteilchen angestoßen und vollführen nun ebenfalls Schwingungen. Diese beginnen aber etwas später als an der Erregungsstelle. Die neu angestoßenen Teilchen wirken wieder auf die benachbarten ein und veranlassen sie zu Schwingungen usw. Auf diese Weise breitet sich der ursprüngliche Impuls wellenförmig nach allen Seiten mit gleicher Geschwindigkeit aus und erzeugt das Bild eines kreisförmigen Wellenringes. Trifft die Bewegung auf ein schwimmendes Stück Kork K, so sieht man, daß dieses nur auf und abschwingt, aber nicht mit der Welle mitgeführt wird (Abb. 9).

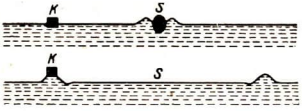
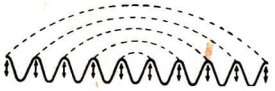


Abb. 9
Ausbreitung eines Impulses auf der Wasseroberfläche

Durch einen einzelnen Impuls kann im allgemeinen nur eine recht kleine Energie übertragen werden. Man kann aber durch viele Impulse, die man aufeinanderfolgen läßt, die Größe der übertragenen Energie steigern.


Abb. 10. Wellenberge und Wellentäler

Die Vorgänge bei Wasserwellen kann man gut beobachten, wenn man die Wellen in einer Wellenwanne erzeugt. Für diesen Zweck ist ein Bilderrahmen mit flach ansteigenden Leisten und eingekitteter Scheibe recht geeignet. Man richtet ihn waagerecht aus und kann die Wasserschicht von unten her durchleuchten oder auch im reflektierten Licht beobachten. Infolge der besonderen Form des Randes machen sich die reflektierten Wellen nicht störend bemerkbar. Geradlinige Wellen erzeugt man durch taktmäßiges Bewegen einer Platte. Durch Einsetzen geeigneter Hindernisse lassen sich alle möglichen bei der Ausbreitung von Wellen auftretenden Erscheinungen verwirklichen. Stößt man einen Stab wiederholt in die Oberfläche des Wasserbeckens, so kann man Wellenringe erzeugen, die hintereinander herlaufen. Führt man die Bewegung des Stabes taktmäßig aus, dann haben die Wellenringe gleiche Abstände voneinander. Man kann dann **Wellenberge** und **Wellentäler** unterscheiden (Abb. 10). Eine solche Wellenbewegung läßt sich auch durch regelmäßige Luftstöße erregen. Wenn man die Bewegung auf dem Wasser dann im Scheine einer Lichtquelle betrachtet, deren Helligkeit im gleichen Takt wie die Erregung wechselt, so erhält man ein Bild von ruhenden konzentrischen Kreisen mit gleichen Abständen (Abb. 11).


Abb. 11. Wasserwellenringe

Fortschreitende Wellen kann man auch beobachten, wenn der Wind über die Halme eines Kornfeldes streicht. Ein einfaches Mittel zur Veranschaulichung einer fortschreitenden Wellenbewegung ist folgendes: Man läßt mehrere Schüler sich hintereinander aufstellen

und jeden die Hände auf die Schultern des Vordermannes auflegen. Der letzte erhält dann den Auftrag, eine Kniebeuge auszuführen, und alle anderen sollen mit der gleichen Bewegung beginnen, sobald sie von ihrem Hintermann den entsprechenden Anstoß erhalten. Jeder bleibt dabei an seinem Platze. Ein Zuschauer sieht dann eine Welle über die Köpfe der Schüler hinwegwandern (Abb. 12).

Bei einem derartigen Versuch liegen die Verhältnisse einfacher als bei den Wasserwellen, da sich die Bewegung nur in einer Richtung fortpflanzt. Solche Wellen heißen lineare Wellen. Denselben Vorteil und dabei eine größere Gleichförmigkeit erreichen wir, wenn wir Seilwellen zur Untersuchung benutzen.

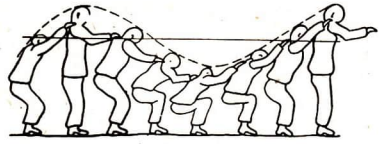


Abb. 12. Veranschaulichung einer Welle

Seilwellen lassen sich mit einem Seil, mit einem Gummischlauch oder am zweckmäßigsten mit einer langen Schraubenfeder erzeugen. Wir halten zunächst das eine Ende in der Hand und lassen das andere Ende auf dem Boden aufliegen. Führen wir nun das festgehaltene Ende taktmäßig hin und her, so sehen wir Wellenzüge über die Feder laufen und an dem aufliegenden Ende zur Ruhe kommen. Die Bewegung breitet sich infolge der Koppelung durch die elastischen Kräfte als **fortlaufende Welle** über die ganze Feder aus.

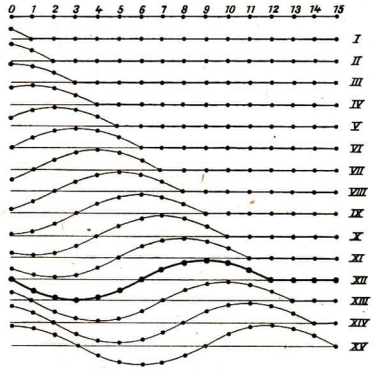


Abb. 13. Bildung einer fortschreitenden Querwelle

In Abb. 13 ist dargestellt, wie sich die Schwingungen in 15 aufeinanderfolgenden gleichen Zeiträumen (*I–XV*) vom Teilchen 0 bis zum Teilchen 15 fortgepflanzt haben. Jede Reihe der Abb. 13 gibt die Lage der Schraubenfeder zu einem bestimmten Zeitpunkt wieder. In der Zeichnung ist angenommen, daß das 12. Teilchen in dem Augenblick seine Bewegung beginnt, in dem das Teilchen 0 in seine Anfangslage zurückkehrt. Die Reihe *XII* bezeichnet für diesen Augenblick die Lage der Feder. Man sieht auf der Reihe *XII* eine vollständige Welle zwischen den Teilchen 0 und 12 mit einem Wellental und einem Wellenberg. Die Teilchen 0 und 12 befinden sich in gleichem Bewegungszustand.

Bei den bisher betrachteten Wellen schwingen die einzelnen Teilchen senkrecht zur Richtung der Fortpflanzung der Wellenbewegung.

Eine Wellenbewegung, bei der die Teilchen senkrecht zur Richtung der Fortpflanzung der Welle schwingen, nennen wir transversal[1]). Die entstehenden Wellen heißen Transversalwellen oder Querwellen.

3. Die longitudinale Wellenbewegung. Wenn man einer Schraubenfeder taktmäßig hin- und hergehende Impulse in der Längsrichtung erteilt, dann sieht man auch eine fortschreitende Bewegung über die Feder in der Längsrichtung wandern. Man spricht in diesem Falle von **Längswellen** oder **Longitudinalwellen**[2]). An diesen können wir keine Berge und Täler unterscheiden, wohl aber **Verdichtungen** und **Verdünnungen**. An den Verdichtungsstellen bewegen sich die Teilchen im gleichen, an den Verdünnungsstellen im entgegengesetzten Sinn der Richtung, in der die Welle fortschreitet. Bildlich können wir eine solche Welle darstellen, wenn wir von einer Querwelle ausgehen und die Abweichung jedes einzelnen Teilchens aus der Ruhelage um 90° drehen, und zwar im gleichen Drehungssinn, also etwa jede nach oben gerichtete Abweichung nach rechts und jede nach unten gerichtete nach links. Abb. 14 ist in dieser Weise ausgeführt. Abb. 15 veranschaulicht ebenfalls den Zusammenhang zwischen Quer- und Längswellen.



Abb. 14. Entstehung einer Längswelle aus einer Querwelle

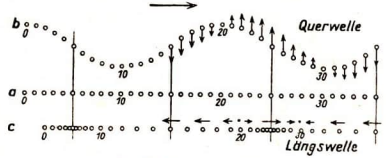


Abb. 15. Quer- und Längswellen

Die geschilderte Bewegung hat mit der transversalen Wellenbewegung gemeinsam, daß auch bei ihr Energie durch schwingende Teilchen übertragen wird, ohne daß die Teilchen mitwandern.

Eine Wellenbewegung, bei der die Teilchen in ein und derselben Geraden hin- und herschwingen, nennen wir longitudinal. Die entstehenden Wellen heißen Longitudinalwellen oder Längswellen. Sie schreiten in der Richtung der Geraden fort.

Die geschilderten Beziehungen zwischen Quer- und Längswellen kann man mit der Machschen Wellenmaschine veranschaulichen. Diese besteht aus einer großen Anzahl gleicher Pendel, die nicht miteinander gekoppelt sind. Sie werden durch eine geeignete Vorrichtung nacheinander angestoßen und zu Querschwingungen veranlaßt. Sie zeigen also nur das Bild einer Welle, aber nicht ihre Entstehung. Dreht man dann die Schwingungsebenen der Pendel um 90°, so sieht man das Bild einer Längswelle.

1) transversus (lat.) = quer liegend 2) longitūdo (lat.) = Länge

4. Die Wellenlänge. Bei einer Wellenbewegung schreitet der Schwingungszustand fort, während die Teilchen an ihrem Ort hin- und herschwingen.

Die Zeit, in der ein Teilchen eine Schwingung ausführt, nennen wir seine Schwingungsdauer T.

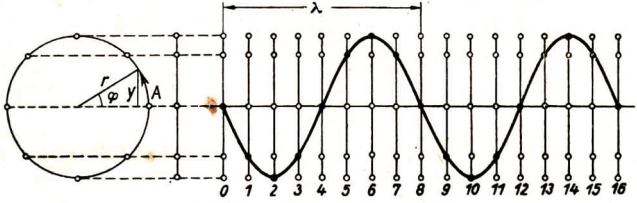


Abb. 16. Wellenlinie bei harmonischer Erregung der Welle

Während einer Schwingungsdauer T rückt jeder Berg an die Stelle des vorausgegangenen. Den Abstand zweier Berge nennen wir die **Wellenlänge** λ der Welle. Die von den schwingenden Teilchen in einem beliebigen Augenblick gebildete Linie nennen wir **Wellenlinie.**

Abb. 16 zeigt die Wellenlinie, die aus einer Reihe von harmonisch (vgl. Teil I, § 66) schwingenden Teilchen gebildet wird. In ihr sind für jedes schwingende Teilchen durch kleine Kreise die Orte angegeben, an denen es sich nach je $\frac{1}{8}$ seiner Schwingungsdauer befindet. Die ausgefüllten Kreise geben an, wo sich die Teilchen gleichzeitig befinden, wenn jedes um $\frac{1}{8}$ der Schwingungsdauer später als das vorhergehende zu schwingen begonnen hat. Der jeweilige Abstand von der Ruhelage läßt sich nach Abb. 16 leicht feststellen. Die Teilchen bewegen sich in vertikaler Richtung genau so, wie die Projektion des Punktes A, wenn der Punkt sich gleichförmig auf dem Kreise bewegt (vgl. Teil I, § 67). φ sei der Drehwinkel, y der Abstand des schwingenden Teilchens von der Ruhelage oder die **Elongation**[1]) und r die **Schwingungsweite** oder Amplitude, dann ist

$$y = r \cdot \sin \varphi.$$

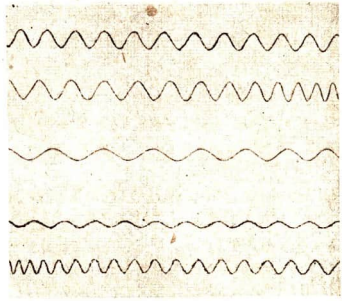


Abb. 17. Stimmgabelschwingungen

Die Wellenlinie harmonisch schwingender Punkte ist eine Sinuskurve.

Die Zinken einer Stimmgabel führen harmonische Schwingungen aus. Zeichnet man diese nach Teil I, § 1 auf, so ergeben sich Wellenlinien in der Form von Sinuskurven (Abb. 17).

1) elongare (lat.) = entfernen

Man nennt den Schwingungszustand, den ein Teilchen in einem bestimmten Augenblick besitzt, seine **Schwingungsphase.** Zwei Teilchen, die zur Ruhelage dieselbe Lage und dieselbe Bewegungsrichtung besitzen, schwingen in gleicher Phase. In der obenstehenden Zeichnung (Abb. 16) schwingen in gleicher Phase die Teilchen 0 und 8, 1 und 9, 2 und 10 usw., nicht aber die Teilchen 0 und 4. Der Abstand zweier benachbarter Teilchen in gleicher Schwingungsphase ist gleich der Wellenlänge. Es ergibt sich also:

Die Wellenlänge λ einer Welle ist der Abstand zweier benachbarter Teilchen, die sich in gleicher Schwingungsphase befinden. Die Wellenlänge λ ist auch die Strecke, um die die Welle während der Schwingungsdauer T eines Teilchens vorrückt.

Unterschiede der Schwingungsphase werden in Bruchteilen der Wellenlänge gemessen. So besteht z. B. zwischen dem 1. und 5., 2. und 6. Teilchen der **Phasenunterschied** $\lambda/2$, zwischen dem 1. und 3., 2. und 4. Teilchen der Phasenunterschied $\lambda/4$.

5. Wellenlänge und Ausbreitungsgeschwindigkeit. In der Zeit der Schwingungsdauer T des erregenden Teilchens rücken die Berge und Täler der Welle um die Strecke λ vorwärts, in der Zeit $2T$ um 2λ, in der Zeit $3T$ um 3λ usw. Führt das schwingende Teilchen in 1 Sekunde f Schwingungen aus, so ist $T = \frac{1}{f}$. Die Zahl f der Schwingungen in einer Sekunde bezeichnet man als **Frequenz.** Während f Schwingungen rücken die Berge und Täler um $f \cdot \lambda$ vorwärts.

Durch den in 1 s zurückgelegten Weg der Welle kann man die Fortpflanzungsgeschwindigkeit c der Welle messen.

Es besteht dann folgende Beziehung:

$$c = f \cdot \lambda .$$

Führt man statt der Frequenz f die Schwingungsdauer T des erregenden Teilchens ein, so ergibt sich, weil $T = \frac{1}{f}$ ist,

$$c = \frac{\lambda}{T} .$$

6. Fortschreitende Wasserwellen. Wellen auf der Wasseroberfläche erzeugt der Wind, der gleichmäßig oder in Stößen über die Oberfläche hinwegstreicht, ein Schwimmvogel oder ein Schiff (Bug- und Heckwelle). Die in einem Punkt erzeugten Wasserwellen breiten sich kreisförmig aus. Die Schwingungsweite nimmt mit dem Abstand vom Erregungszentrum ab.



Abb. 18. Brandungswellen

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wasserwellen hängt von der Wellenlänge und der Wassertiefe ab. Sie ist in tiefem Wasser größer als in seichtem. An der Küste bilden sich Brandungswellen, weil die rascher fortschreitenden Wellen über die langsamer vordringenden hinweglaufen. Die Wellenberge erhalten weiße Kämme und nehmen die in Abb. 18 erkennbare Form an.

7. Fortschreitende Schallwellen. Ein Impuls, der sich in der Luft oder im Inneren von Wasser ausbreitet, erzeugt longitudinale Wellen, weil die Luft- und Wasserteilchen frei beweglich sind und nur durch elastische Stoßkräfte aufeinander einwirken. Sie schwingen in derselben Richtung, in der sich die Welle ausbreitet.

Führt ein Schallerreger f Schwingungen in der Sekunde aus und ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle c, so ergibt sich die Wellenlänge λ der Schallwelle aus der Gleichung

$$c = f \cdot \lambda.$$

In Luft von 15 °C beträgt die Schallgeschwindigkeit 340 m/s. Töne der Schwingungszahlen 30, 440 oder 5000 besitzen daher in der Luft die Wellenlängen

$$\lambda_1 = 11{,}3 \text{ m}; \quad \lambda_2 = 0{,}77 \text{ m}; \quad \lambda_3 = 0{,}068 \text{ m}.$$

Im Wasser beträgt die Schallgeschwindigkeit 1450 m/s. Die Wellenlängen der entsprechenden Schallwellen im Wasser sind daher größer. Sie betragen

$$\lambda_1 = 48{,}3 \text{ m}; \quad \lambda_2 = 3{,}30 \text{ m}; \quad \lambda_3 = 0{,}29 \text{ m}.$$

8. Der Dopplereffekt[1]**.** Steht man am Bahndamm und hört das Pfeifen einer vorüberfahrenden Lokomotive, so gewinnt man den Eindruck, als ob die Pfeife, wenn sie sich nähert, einen höheren Ton erzeugt, als wenn sie sich

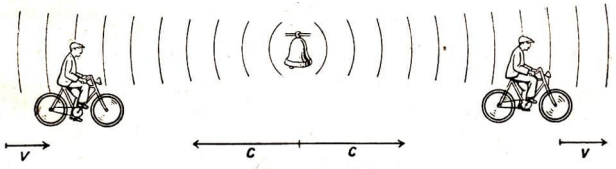


Abb. 19. Dopplersches Prinzip

entfernt. Im Augenblick des Vorüberfahrens schlägt die Tonhöhe um. Eine ähnliche Beobachtung macht man, wenn sich nicht die Tonquelle gegen den Beobachter, sondern der Beobachter sich gegen die Tonquelle bewegt. Die Höhe des wahrgenommenen Tones hängt also davon ab, ob sich der Abstand zwischen Beobachter und Schallquelle während des Tönens vergrößert oder

1) Doppler, Christian, 1803–1853, Prag und Wien

verringert. Diese Erscheinung läßt sich aus der Wellennatur des Schalles erklären. In Abb. 19 stellt die Glocke eine ortsfeste Tonquelle dar, die Wellen von der Länge λ aussendet. Von ihr gehen die Schallwellen mit der Geschwindigkeit c aus. Ein Radfahrer, der sich nicht bewegt, vernimmt dann in jeder Sekunde

$$f = \frac{c}{\lambda} \text{ Schwingungen in einer Sekunde.}$$

Nähert er sich mit der Geschwindigkeit v, so nimmt er nicht f, sondern

$$f_1 = \frac{c+v}{\lambda} = f \cdot \left(1 + \frac{v}{c}\right) \text{ Schwingungen in einer Sekunde,}$$

d.h. einen höheren Ton wahr. Entfernt er sich mit der Geschwindigkeit v, so treffen in sein Ohr nur

$$f_2 = \frac{c-v}{\lambda} = f \cdot \left(1 - \frac{v}{c}\right) \text{ Schwingungen in einer Sekunde,}$$

d. h. er hört einen tieferen Ton.

Diese Erscheinung heißt **Dopplereffekt.** Es besteht also die Tatsache:

Die Frequenz eines Tones erscheint einem Beobachter größer, wenn die Entfernung zwischen ihm und der Tonquelle sich verringert, und kleiner, wenn sie sich vergrößert.

Aus dem Unterschied der Tonhöhe kann man einen Schluß auf die gegenseitige Geschwindigkeit v zwischen der Tonquelle und dem Beobachter ziehen. Für den Fall eines ruhenden Beobachters und einer bewegten Schallquelle gelten die Gleichungen $f_1 = f \cdot \frac{1}{1-\frac{v}{c}}$ und $f_2 = f \cdot \frac{1}{1+\frac{v}{c}}$. Für sehr kleine Werte von $\frac{v}{c}$ besteht kein wesentlicher Unterschied zum ersten Fall. Die obigen Betrachtungen gelten in analoger Weise für jede Wellenbewegung, also auch für Lichtwellen (vgl. § 9).

Zur Übung: 1. Man berechne die Wellenlänge des Tones a' in Stahl ($c = 5300$ m/s), Blei ($c = 1300$ m/s) und Wasserstoff ($c = 1250$ m/s). — 2. Um wieviel Schwingungen höher wird der Ton a' einer Schallquelle wahrgenommen, wenn man sich ihr mit der Geschwindigkeit 20 m/s nähert?

§ 3. Interferenz von Seil-, Wasser- und Schallwellen

Wandern über einen Punkt einer Wasseroberfläche gleichzeitig zwei Wellenzüge, so erfährt er von jedem einen Antrieb zum Schwingen (Abb. 20). Er führt eine Schwingung aus, deren Elongation durch die algebraische Summe der Elongationen beider Wellen bestimmt ist. Man sagt: Die Schwingungen überlagern sich.



Abb. 20. Überlagerung zweier Wellenzüge

1. Überlagerung von Schwingungen gleicher Frequenz. Wir betrachten zunächst den einfachen Fall, daß zwei Wellen gleicher Wellenlänge, gleicher Schwingungsweite und gleicher Fortpflanzungsgeschwindigkeit über den Punkt hinwegwandern. Sie mögen sich nur durch die Schwingungsphase unterscheiden. Ist der Phasenunterschied $\lambda/4$, so führt der Punkt Schwingungen aus, die durch die ausgezogene Wellenlinie in Abb. 21 gekennzeichnet sind. Ist der Phasenunterschied 0 oder λ, so schwingt er mit doppelter Schwingungsweite (Abb. 22). Ist der Phasenunterschied $\lambda/2$, so schwingt er überhaupt nicht (Abb. 23).



Abb. 21



Abb. 22

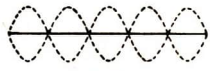


Abb. 23
Überlagerte Schwingungen

2. Überlagerung von Schwingungen ungleicher Frequenz. Auch bei überlagerten Schwingungen kann man, ähnlich wie beim Stimmgabelversuch (Teil I A, §1), den schwingenden Punkt seine Lage selbst aufschreiben lassen. Man erhält dann häufig recht verwickelt aussehende Kurven. Abb. 24 zeigt derartige Schwingungen eines Sandpendels (Teil I B, §19). Die Schwingungen einer Metallsaite kann man aufzeichnen, wie es in Teil I A, § 1 beschrieben wurde. Die dabei entstehenden Kurven (Teil I A, Abb. 8) weichen von den Sinuslinien (Abb. 17) erheblich ab. Sie kommen dadurch zustande, daß außer der Grundschwingung noch Oberschwingungen in verschiedener Stärke vorhanden sind. Abb. 22 und 36 in Teil I A zeigen Aufzeichnungen eines Geigentones und der menschlichen Stimme. Sie sind mit Hilfe eines Oszillographen (vgl. Teil II A, § 23) gewonnen. Die unter Abb. 22 in Teil I A beigefügte Tabelle gibt an, in welchem Maße die ersten 15 Obertöne an der Zusammensetzung des Klanges beteiligt sind.

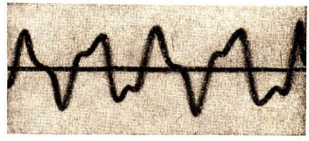


Abb. 24. Überlagerte Schwingungen eines Sandpendels

Schwingungen, die sich in der Schwingungsweite und in der Schwingungsdauer nur wenig unterscheiden, erzeugen bei der Übereinanderlagerung **Schwebungen.** Man kann sie beim Stimmen von Saiteninstrumenten wahrnehmen. Werden zwei Saiten angeschlagen, die in der Schwingungszahl nur

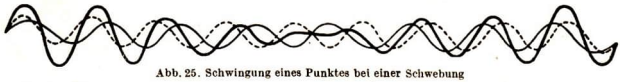


Abb. 25. Schwingung eines Punktes bei einer Schwebung

wenig voneinander verschieden sind, so ändert sich die Tonstärke in raschem Wechsel. Abb. 25 deutet an, wie die Schwingungsweite einer durch derartige Überlagerung entstandenen Schwingung sich mit der Zeit ändert. Die Anzahl der Tonstärkenwechsel je Sekunde ist gleich der Differenz der Schwingungszahlen. Ist diese Differenz groß genug, so hört man einen neuen Ton, den Differenzton. Ertönen z. B. *e* und *g* gleichzeitig, so vernimmt man einen Ton, der zwei Oktaven tiefer liegt als *c*. Abb. 26 zeigt die durch die Schwingungen zweier Stimmgabeln erzeugten Schwebungen.

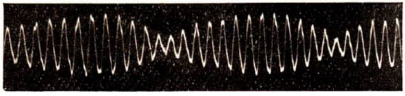


Abb. 26. Schwebungen bei zwei Stimmgabeltönen

3. Interferenz von Wasserwellen. Wie sich Schwingungen, die auf ein einzelnes Teilchen wirken, zu einer einzigen resultierenden Schwingung zusammensetzen, so erzeugen auch zwei Wellen, die sich in demselben Körper ausbreiten, eine einzige resultierende Wellenbewegung.

Die Überlagerung zweier Wellenzüge nennt man Interferenz.

Abb. 27 zeigt die Interferenz zweier Wasserwellen, die in zwei Punkten der Oberfläche gleichzeitig mit derselben Phase erzeugt werden und in der Wellenlänge und der Schwingungsweite übereinstimmen. Es sind streifenförmige Stellen zu erkennen, an denen die Oberfläche nicht schwingt, und dazwischen Stellen, an denen Wellen nach außen fortschreiten. Die in benachbarten Streifen fortschreitenden Wellen sind gegeneinander in der Phase um eine halbe Wellenlänge versetzt. An allen Orten der Oberfläche, in denen Wellen mit einem Phasenunterschied von $\frac{\lambda}{2}$, $\frac{3\lambda}{2}$, $\frac{5\lambda}{2}$ usw. eintreffen, bleiben die Wasserteilchen in Ruhe (Abb. 23). An anderen Orten, wo ihr Phasenunterschied λ, 2λ, 3λ usw. beträgt, schwingen sie besonders heftig (Abb. 22). Da der geometrische Ort aller Punkte, deren Abstände von zwei festen Punkten um denselben Betrag verschieden sind, eine Hyperbel ist, liegen die Orte der Ruhe auf Hyperbeln, deren Brennpunkte die Erregungsstellen der Wellen sind (vgl. auch Abb. 29).

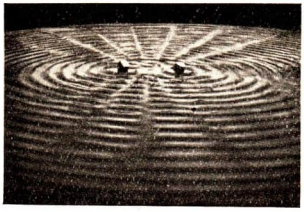


Abb. 27. Interferenz zweier Systeme von Kreiswellen auf einer Wasserfläche

4. Interferenz von Seilwellen. Durch taktmäßiges Bewegen eines Schwinghebels *S* (Abb. 28) erzeugt man auf den beiden gleich langen Schrauben-

federn 1 und 2 Wellen, die mit entgegengesetzten Phasen beginnen, aber in der Frequenz und in der Schwingungsweite übereinstimmen. Diese treffen am gemeinsamen Ende aufeinander und setzen dann ihre Bewegung auf der Schraubenfeder 3 fort. Bei der Überlagerung heben sich die beiden Wellen auf und 3 bleibt in Ruhe. Zieht man den Schwinghebel zur Seite und ändert damit die Spannung von 1 und 2, so wird auf 3 eine durch Überlagerung entstandene Welle sichtbar.

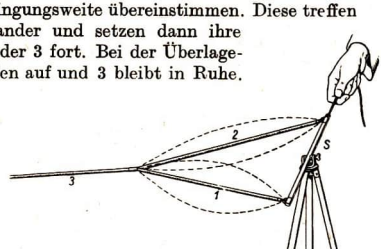


Abb. 28. Interferenz von Seilwellen

5. Interferenz von Schallwellen. Auch die Interferenz von Schallwellen läßt sich in entsprechender Weise wie bei den Wasserwellen zeigen. Man legt auf den Tisch zwei Telephone T_1 und T_2 in etwa 1 m Abstand voneinander und erzeugt in beiden denselben Ton. Geht man in 2 bis 3 m Abstand an den Telephonen vorüber, so vernimmt man an gewissen Stellen den Ton stark und an anderen nur schwach (Abb. 29).

Zur Übung: 1. Man zeichne die Schwingungskurve eines Punktes, der durch zwei gleichgerichtete Wellen bewegt wird, deren Wellenlängen und Schwingungsweiten sich wie 1 : 2 verhalten. Zu Beginn sei die Phasendifferenz 0. — 2. Man führe dieselbe Aufgabe für zwei Wellen durch, deren Längen sich wie 1 : 3 und deren Schwingungsweiten sich wie 1 : 2 verhalten. — 3. Von zwei um 8 cm voneinander entfernten Punkten, die in gleicher Phase schwingen, gehen Wellen mit gleicher Schwingungsweite aus. Die Wellenlänge betrage 2 cm. Man gebe die Lage der Ruhepunkte durch Zeichnung an.



Abb. 29. Interferenz von Schallwellen

§ 4. Die Reflexion von Seil-, Wasser- und Schallwellen. Stehende Wellen

1. Die Reflexion einer Welle. Wir haben in § 1 gesehen, daß die Impulse, die sich durch einen Stoff ausbreiten, an der Grenzfläche zurückgeworfen werden. Was für den einzelnen Impuls gilt, trifft auch für die regelmäßig aufeinanderfolgenden Impulse zu, die bei einer Wellenbewegung auftreten. Wie ein Impuls verschieden reflektiert wird, je nachdem ob er auf eine feste oder nachgiebige Wand trifft, so wird auch eine Welle verschieden zurückgeworfen, je nachdem ob die Grenze, gegen die sie anläuft, nachgiebig oder starr ist. In

Abb. 30 ist angedeutet, wie sich eine Welle verhält, die auf eine nachgiebige Wand trifft. Die in der Grenzfläche befindlichen Teile schwingen voll aus, dann erst kehrt die Welle um, weil die Reihe der schwingenden Teile zu Ende ist, und läuft ohne Änderung der Phase in entgegengesetzter Richtung zurück ($I_3 = I_1$). Trifft die Welle jedoch gegen eine starre Wand (Abb. 31), so kehrt der Impuls sofort um. Seine Schwingungsrichtung ist entgegengesetzt zu vorher ($I_4 = -I_3$). Die geschilderte Erscheinung kann man gut an Seilwellen beobachten. Wir knüpfen an das eine Ende einer Schraubenfeder einen Faden und befestigen diesen an einem Haken (Abb. 32). Erzeugt man nun am anderen Ende eine Querwelle, so kann man deutlich erkennen, wie diese an der Übergangsstelle von der Feder zum Faden wie an einer nachgiebigen Wand in gleicher Phase reflektiert wird. Entfernt man den Faden, so wird die ankommende Welle an der festen Wand mit entgegengesetzter Phase reflektiert (Abb. 33). Aus den Versuchen ergibt sich:



Abb. 30. Reflexion von Wellen an einer nachgiebigen Wand

Abb. 31. Reflexion von Wellen an einer festen Wand

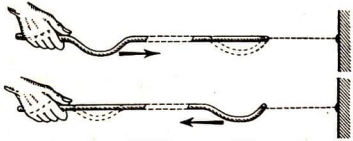


Abb. 32. Reflexion einer Halbwelle an einem freien Ende

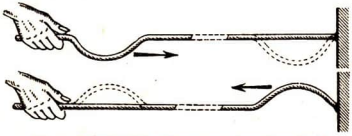


Abb. 33. Reflexion einer Halbwelle an einer festen Wand

An einer nachgiebigen Wand wird eine Welle in gleicher Phase, an einer starren Wand mit entgegengesetzter Phase, also mit einem Phasenunterschied von $\frac{\lambda}{2}$ zurückgeworfen.

2. Interferenz zwischen auftreffender und reflektierter Welle. Stehende Seilwellen. Trifft eine Welle senkrecht auf eine Wand, so wird sie senkrecht zur Wand zurückgeworfen und interferiert mit der zurückgeworfenen Welle.

Bei schrägem Auftreffen auf die Wand wird die Welle unter demselben Winkel gegen die Wand zurückgeworfen. Die dabei an Wasserwellen auftretenden Interferenzerscheinungen sind z. B. in Abb. 47 zu erkennen.

Wir betrachten die Interferenz zwischen der ankommenden und reflektierten Welle bei senkrechtem Auftreffen an einem Beispiel. Wird eine lange Schraubenfeder (Abb. 34), die in B befestigt ist, in A auf und ab bewegt, so schreiten längs der Feder Wellen fort. Diese werden in B reflektiert. Die beiden Wellenzüge interferieren. Durch die Interferenz wird die Bewegung der schwingenden Teile der Schraubenfeder geändert. Wenn das Zeitmaß der

Erregung passend gewählt wird, bleiben einige Teile dauernd in Ruhe, während andere heftig schwingen. Abb. 34a zeigt die Schwingungsvorgänge, wenn die Welle am festen Ende reflektiert wird, Abb. 34b stellt sie dar, wenn das Ende B frei schwingen kann. Fortschreitende Wellen sind nicht

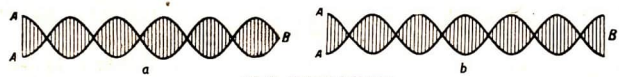


Abb. 34. Stehende Seilwellen

mehr zu beobachten. Die Welle bleibt gleichsam am Ort „stehen". Man nennt die zustande kommenden Wellen **„stehende Wellen"**.

Stehende Wellen können sich auch bilden, wenn beide Enden der Feder (wie bei einer Saite) fest sind (vgl. Teil I A, § 5).

Stehende Wellen treten auf, wenn die an einer Grenzfläche zurückgeworfene Welle mit der einfallenden Welle interferiert.

Die Stellen der Ruhe heißen **Schwingungsknoten,** die Stellen der heftigsten Bewegung **Schwingungsbäuche.** Während in einer fortschreitenden Welle die Teilchen nacheinander durch die Ruhelage schwingen und ausnahmslos dieselbe Schwingungsweite besitzen, schwingen die Teilchen einer stehenden Welle zwischen benachbarten Knoten in gleicher Phase, besitzen aber verschiedene Schwingungsweiten.

Der Abstand zweier benachbarter Knoten einer stehenden Welle beträgt eine halbe Wellenlänge.

Abb. 35 zeigt, wie zwei gegeneinander laufende Seilwellen, deren Wellenlänge gleich der Hälfte der Seillänge ist, sich zu einer stehenden Welle gleicher Länge zusammensetzen. Die Einzelbilder entsprechen Bewegungszuständen, die im Abstand von $\lambda/4$ aufeinander fol-

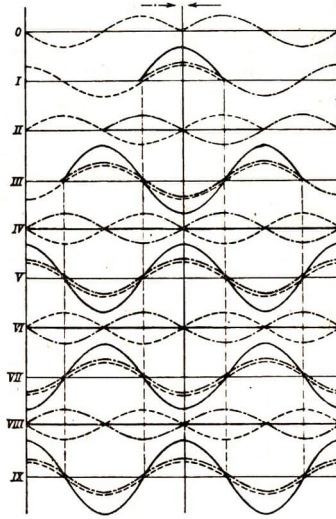


Abb. 35. Bildung einer stehenden Welle

gen. Aus Abb. 36 erkennt man den Unterschied der Schwingungszustände einer fortschreitenden und einer stehenden Welle.

Stehende Wellen sind vorzüglich dazu geeignet, die Längen von Wellen zu messen. Man bestimmt den Abstand zweier aufeinanderfolgender Schwingungsknoten und erhält so die halbe Wellenlänge.

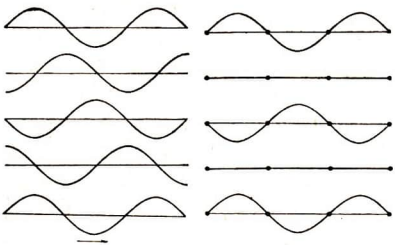


Abb. 36. Schwingungszustände einer fortschreitenden und einer stehenden Welle

Vor einer festen Wand liegen die Knoten im Abstand

$$0, \frac{\lambda}{2}, \lambda, \ldots \quad \text{(Abb. 34a)}$$

Vor einer nachgiebigen Wand liegen sie im Abstand

$$\frac{\lambda}{4}, \frac{3\lambda}{4}, \frac{5\lambda}{4}, \ldots \quad \text{(Abb. 34b)}$$

Anstatt die Seilwellen durch taktmäßiges Bewegen der Hand zu erzeugen, kann man als Erreger auch einen mit der nötigen Energie schwingenden Körper benutzen, z. B. den Klöppel einer elektrischen Klingel. In der Abb. 37 ist das eine Ende eines Gummiseiles an der unteren Klemme einer mit Wechselstrom betriebenen Laubsäge befestigt,

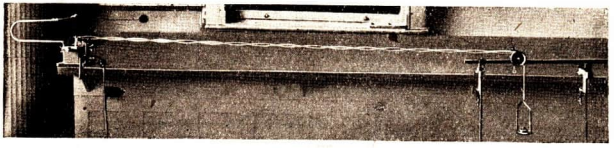


Abb. 37. Stehende Seilwellen nach Melde

das andere führt über eine verschiebbare Rolle und kann durch Gewichtsstücke belastet werden. Bei der hohen Frequenz von 50 Hz erhält man eine große Zahl stehender Wellen und kann ihre Länge daher recht genau messen.

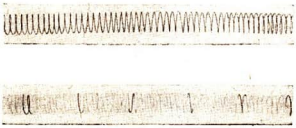


Abb. 38. Schraubenfeder, oben in Ruhe, unten in Längsschwingung. Man sieht nur die „Knoten" der Bewegung.

Auch longitudinale Wellen erzeugen bei der Überlagerung der ankommenden mit der reflektierten Welle stehende Wellen. Das kann man mit einer Schraubenfeder (Abb. 38) nachweisen, die man in rascher Folge durch Längsimpulse (etwa mit Hilfe des Klöppels einer elektrischen Klingel) erregt.

3. Stehende Wellen in Stäben, Platten und im Innern von festen Körpern. Wird ein elastischer Stab, der in allen Teilen frei schwingen kann, an einem Ende zu Querschwingungen erregt, so laufen transversale Impulse durch ihn hindurch. Sie werden an den Enden reflektiert, und es bilden sich stehende Wellen. Wenn der Stab so schwingt, wie es Abb. 23 in Teil I A andeutet, so gibt er den Grundton. Die Länge l des Stabes ist dann gleich der Wellenlänge λ des Tones. Er besitzt zwei Schwingungsknoten. In dieser Weise schwingt z. B. die Stimmgabel (Teil I A, Abb. 24).

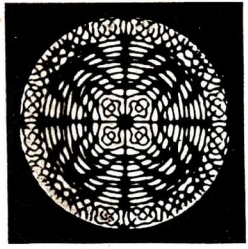


Abb. 39. Stehende Welle im Innern eines vollen Glaszylinders

Wird der Stab zu Längsschwingungen erregt, wie es Abb. 42 zeigt, so gibt er den Grundton. Die Wellenlänge dieses Tones ist gleich der doppelten Länge des Stabes $\lambda = 2l$.

In schwingenden Saiten wandern von der Stelle, an der die Saite erregt ist, nach beiden Seiten Impulse, die an den Enden wiederholt reflektiert werden und durch ihre Überlagerung den Grundton und die Obertöne erzeugen.

In schwingenden Platten treten verschiedene stehende Wellen auf je nach der Lage der Stelle, an der die Schwingung erregt wird. Die Chladnischen Klangfiguren[1]) deuten an, wie sich die Knotenlinien über die Platte verteilen (vergleiche Teil I A, § 5. Abb. 27). Auch im Innern elastischer Körper kann man stehende Wellen nachweisen. In Abb. 39 ist ein voller Glaszylinder durch Ultraschall (Teil I A, § 9) zu radialen Schwingungen angeregt und in der Richtung der Achse von polarisiertem Licht (§ 12) durchstrahlt worden. Dadurch können die Knotenstellen der entstandenen stehenden Wellen sichtbar gemacht werden. Die Frequenz betrug 1280 kHz.

4. Stehende Wellen in Luftsäulen. In einer Lippenpfeife wird der Ton dadurch erzeugt, daß ein Luftstrom (Abb. 40) gegen eine Schneide geblasen wird. Die Schneide verhält sich wie ein Körper, der sich rasch durch die Luft bewegt. Hinter ihr entsteht eine Wirbelstraße, in der die Wirbel gegeneinander versetzt sind. Der Luftstrom wechselt fortgesetzt seine Richtung, bald ist er mehr nach dem Inneren der Pfeife, bald mehr nach außen gerichtet. Die regelmäßigen Impulse, die dabei der Luft erteilt werden, erzeugen Wellen. Diese Wellen werden am anderen Ende der Pfeife reflektiert und ergeben durch Interferenz mit den zu Anfang er-



Abb. 40. Entstehung von Schneidetönen

1) Chladni, E. F. Friedrich, 1756–1827, Wittenberg

zeugten Wellen stehende Wellen. An der Stelle der Erregung befindet sich stets ein Schwingungsbauch. Bei einer offenen Pfeife liegt am offenen Ende, an dem die ankommende Welle in gleicher Phase reflektiert wird, ebenfalls ein Schwingungsbauch. In einer gedeckten Pfeife wird die Welle am geschlossenen Ende mit entgegengesetzter Phase reflektiert. Hier bildet sich wie bei den stehenden Seilwellen am festen Ende ein Schwingungsknoten.

Bei einer offenen Pfeife tritt der einfachste Fall dann ein, wenn sich ein Knoten in der Mitte ausbildet. Dann gibt die Pfeife ihren tiefsten Ton, den Grundton (Abb. 41c). Seine Wellenlänge λ ist dann gleich der doppelten Länge l der Pfeife, $\lambda = 2l$.

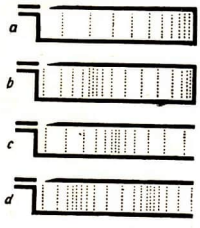


Abb. 41a—d
Stehende Wellen in Pfeifen

Durch die Art des Anblasens kann man es auch erreichen, daß sich im Innern zwei Knoten ausbilden. Diese liegen dann auf $\frac{1}{4}$ und $\frac{3}{4}$ der Länge der Pfeife (Abb. 41d). Die Pfeife gibt dann den ersten Oberton. Seine Wellenlänge ist $\lambda_1 = l$. Er ist also die höhere Oktave des Grundtones. Bilden sich im Innern drei Knoten aus, dann liegt der erste $\frac{1}{6}\,l$ von der Lippe entfernt, und der gegenseitige Abstand zweier aufeinanderfolgender Knoten ist $\frac{1}{3}\,l$. Die Wellenlänge λ_2 dieses Tones ist also $\lambda_2 = \frac{2}{3}\,l$. Die Schwingungszahlen von Tönen verhalten sich umgekehrt wie ihre Wellenlängen. Eine Fortsetzung der Überlegung zeigt, daß bei einer offenen Pfeife die Schwingungszahlen des Grundtones und der Obertöne sich wie $1 : 2 : 3 \ldots$ verhalten, also die harmonische Tonfolge ergeben (vgl. Teil I A, § 4).

Eine gedeckte Orgelpfeife gibt ihren tiefsten Ton, wenn nur ein Schwingungsknoten ausgebildet ist (Abb. 41a). Die Wellenlänge dieses Grundtones ist dann $\lambda = 4\,l$. Der erste Oberton entsteht, wenn sich im Innern noch ein Knoten bildet. Dieser liegt dann $\frac{1}{3}\,l$ vom offenen Ende entfernt (Abb. 41b). Die Wellenlänge des ersten Obertones ist dann $\lambda_1 = \frac{4}{3}\,l$. Für den nächsten Oberton würde sich ergeben $\lambda_2 = \frac{4}{5}\,l$.

Die Schwingungszahlen des Grundtones und der Obertöne einer gedeckten Pfeife verhalten sich demnach wie $1 : 3 : 5 \ldots$ Es sind also von der harmonischen Tonfolge nur die ungeraden Töne vertreten. Will man mit einer gedeckten Pfeife denselben Grundton erzeugen wie mit einer offenen, so muß die offene doppelt so lang sein. Die Klangfarbe der beiden Töne ist aber verschieden, da bei der gedeckten Pfeife die geraden Töne der harmonischen Reihe fehlen.

Die Beziehungen zwischen den Grundtönen einer offenen und einer gedeckten Pfeife kann man auch durch einen einfachen Versuch veranschaulichen. Schlägt man mit der flachen Hand auf ein beiderseits offenes Papprohr, so hört man einen dumpfen Ton; entfernt man die Hand sofort nach dem Schlag, so hört man die höhere Oktave.

5. Bestimmung der Schallgeschwindigkeit durch Interferenzversuche. Wenn die Geschwindigkeit des Schalles in Luft bekannt ist, kann man seine Geschwindigkeit in festen Körpern und in anderen Gasen durch folgenden Interferenzversuch bestimmen, den Kundt[1]) erdacht hat, und der nach ihm benannt ist: In eine beiderseits offene Glasröhre R (Abb. 42) ragt ein Metallstab G, der in seiner Mitte befestigt ist. Auf ihm ist eine Korkscheibe S festgekittet, die den lichten Raum der Glasröhre fast ganz ausfüllt. Die Länge des Luftraumes in der Röhre läßt sich durch einen Stempel K verändern. Reibt man den Stab am freien Ende mit einem Tuch, das durch Kolophonium rauh gemacht ist, so wird er in Längsschwingungen versetzt und gibt einen Ton. Die Korkscheibe bewegt sich dabei in der Längsrichtung der Röhre hin und her. Im Luftraum der Röhre entstehen Wellen, die am anderen Ende reflektiert werden und nach dem Kork zurückwandern. Durch Anpassung der Länge des Luftraumes in der Röhre kann man es erreichen, daß sich in ihm stehende Wellen ausbilden. Sie werden durch eingelagertes Korkpulver sichtbar gemacht. Dieses bleibt an den Knotenstellen in Ruhe, während es an den Stellen der Bäuche in lebhafte Bewegung gerät. Der Abstand zweier benachbarter Knoten in der Röhre ist gleich der halben Schallwelle $\frac{\lambda_1}{2}$ in Luft. Die Länge l des Stabes entspricht $\frac{\lambda_2}{2}$, der halben Wellenlänge der Schallwelle im Stabe (vgl. § 4, 3). Da die Frequenz f der Schwingungen in der Luft und im Stab dieselbe ist, so ergibt sich



Abb. 42. Kundtsche Staubfiguren

$$\text{die Schallgeschwindigkeit in Luft zu } c_1 = f \cdot \lambda_1,$$
$$\text{,, ,, im Stab zu } c_2 = f \cdot \lambda_2.$$

Es verhält sich also $c_1 : c_2 = \lambda_1 : \lambda_2$.

Zur Übung: Man bestimme die Schallgeschwindigkeit in Glas oder Messing. Als bekannt wird die Schallgeschwindigkeit in Luft $c_1 = 340$ m/s vorausgesetzt. Man findet für Glas etwa 5000 m/s, für Messing etwa 3400 m/s.

Ist die Schallgeschwindigkeit im Stab bekannt, so kann man ein Gas in die Röhre füllen und die Schallgeschwindigkeit in ihm bestimmen.

§ 5. Das Gesetz der Ausbreitung der Wellen, Huygenssches Prinzip

1. Die allseitige Koppelung. Unsere Versuche haben uns gezeigt, daß eine Welle, die in einem Punkt eines schwingungsfähigen Mediums erregt wird, sich in einer Ebene kreisförmig und im Raum kugelförmig ausbreitet. Von dem Erregungszentrum schreiten die Wellenberge und Wellentäler in radialer Richtung fort.

1) August Kundt (1838—1894), 1888—1894 Direktor des physikalischen Instituts in Berlin

Diese Art der Ausbreitung bedarf aber der Erklärung, wenn man berücksichtigt, daß alle Teile des Stoffes, durch den sich die Welle ausbreitet, genau so schwingen können wie das Teilchen im Mittelpunkt. Sie sind mit allen Teilchen des Stoffes gekoppelt. Auch sie müßten daher in radialer Richtung Wellen aussenden. Nimmt man also auf einer Welle, die vom Punkt A aus (Abb. 43) um die Strecke r fortgeschritten ist, einige schwingende Teilchen A_1, A_2, A_3, A_4, A_5 aus der großen Zahl der Teilchen heraus, so gehen von ihnen (und allen anderen) Wellen aus, die sich durchkreuzen müssen. Die ganze Oberfläche und der Raum müßten also mit unzähligen sich durchkreuzenden Wellen erfüllt sein. Wie ist es unter diesen Umständen möglich, daß die Welle um A weiterhin so fortschreitet, als ob die Teilchen nur mit A und nicht untereinander gekoppelt wären?

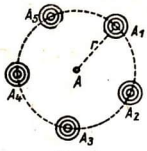


Abb. 43
Allseitige Koppelung

2. Wellenflächen. Bevor wir diese Frage beantworten, sei folgendes vorausgeschickt. Wir wollen nicht mehr von Wellenbergen und Wellentälern sprechen, sondern von Linien und Flächen, auf denen die Teilchen der Materie in gleicher Phase schwingen. Geht von einem Punkte der Wasseroberfläche eine Welle aus, so liegen die Punkte gleicher Schwingungsphase auf einem Kreis um diesen Punkt. Breitet sich die Welle von einem Punkt im Innern eines homogenen Stoffes aus, so liegen die Punkte gleicher Schwingungsphase auf Kugelflächen (Abb. 44a). Ist das Wellenzentrum sehr weit entfernt, so können wir annehmen, daß bei Wellen, die sich im Raume ausbreiten, die Punkte gleicher Schwingungsphase nahezu in einer Ebene liegen (Abb. 44b). Wir nennen den geometrischen Ort, auf dem die Punkte gleicher Schwingungsphase liegen, die Wellenfläche oder Wellenfront und unterscheiden **Kugelwellen** und **ebene Wellen.**

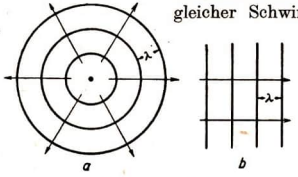


Abb. 44. Wellenflächen

Wellenflächen oder Wellenfronten eines Wellenzuges nennt man die Flächen, auf denen die schwingenden Teilchen in gleicher Phase schwingen.

Der Abstand zweier benachbarter Wellenflächen derselben Schwingungsphase ist gleich der Wellenlänge. Die Lote auf den Wellenflächen heißen Strahlen.

3. Das Huygenssche Prinzip. Eine Erklärung der Ausbreitung der Wellen unter Berücksichtigung der allseitigen Koppelung hat zuerst Huygens gegeben. Er ging von dem Schwingungszustand der Teilchen einer Wellenfläche K_1 aus. Alle Teilchen dieser Wellenfläche schwingen in gleicher Phase. Jedes

sendet Wellen aus, die Huygens **Elementarwellen** genannt hat (Abb. 45). Diese Elementarwellen interferieren. Sie verstärken einander, wo gleichgerichtete Schwingungszustände aufeinandertreffen, und schwächen sich, wo die Richtungen der Schwingungen entgegengesetzt zueinander gerichtet sind. Zeichnet man möglichst viele solcher Elementarwellen auf, so findet man, daß sie sich nur in einer Richtung ausnahmslos verstärken, nämlich in der zur Wellenfläche K_1 senkrechten Richtung. In jeder anderen Richtung stören sich die Elementarwellen bis zur vollen gegenseitigen Aufhebung, weil dort Elementarwellen jeder Phase aufeinandertreffen. Die Interferenz der Elementarwellen bewirkt also, daß in der Ausbreitungsrichtung nur eine einzige Wellenfläche zustande kommt, auf der alle Teilchen in gleicher Phase schwingen. Diese neue Wellenfläche ist die Fläche K_2, die als Berührungsfläche die Elementarwellen einhüllt, die im gleichen Augenblick von der Wellenfläche K_1 ausgegangen sind. Die aus den Elementarwellen entstandene Wellenfläche hat Huygens **Hauptwelle** genannt.

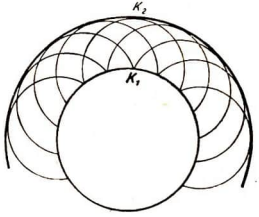
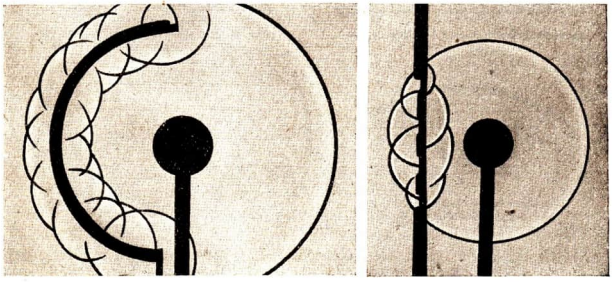


Abb. 45. Elementarwellen und Hauptwelle

Was wir als Wasserwelle über die Oberfläche eines Wasserbeckens laufen sehen, ist also eine Welle, die durch Interferenz derjenigen Elementarwellen entstanden ist, die in demselben Zeitpunkt von einer Wellenfläche ausgegangen sind.

Diese Erklärung der Ausbreitung der Wellen nennt man das **Huygenssche Prinzip.** Wir bedienen uns seiner, um eine Reihe von weiteren Wellenerscheinungen zu klären.


Abb. 46. Elementarwellen und Hauptwelle bei Schallwellen nach Foley und Souder

Die Ausbildung der Elementarwellen und das Fortschreiten der Hauptwelle kann man in besonderen Fällen bei Schallwellen in der Luft sichtbar machen. In Abb. 46 ist in der Mitte durch den Knall einer elektrischen Entladung eine Schallwelle erzeugt. Es entsteht eine kugelförmige Welle an den Stellen, wo sich die Bewegung ungestört ausbreiten kann. Auf der linken Seite trifft die Bewegung auf einen mit Löchern versehenen Schirm. Aus den Öffnungen dringen die Elementarwellen heraus. Ihre Einhüllende entspricht der ungestörten Wellenfront auf der rechten Seite.

§ 6. Reflexion, Beugung und Brechung von Wasser- und Schallwellen nach dem Huygensschen Prinzip

1. Die Reflexion der Wellen. Fallen ebene Wellen auf eine ebene Grenzfläche, so werden sie reflektiert.

Abb. 47 zeigt eine photographische Aufnahme der Reflexion von geradlinigen Wasserwellen an einer ebenen Grenzfläche. Die Wellen fallen von links unter einem Winkel von 45° ein und werden nach oben zurückgeworfen. Man erkennt: **Der Winkel, unter dem die Wellen an der Grenzfläche zurückgeworfen werden, ist gleich dem Winkel, unter dem sie auffallen.**

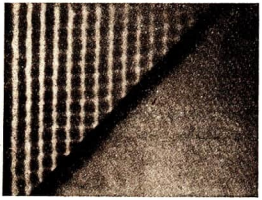


Abb. 47. Reflexion ebener Wasserwellen an einer ebenen Wand

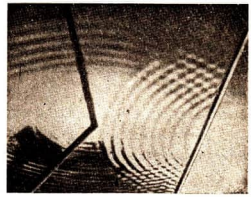


Abb. 48. Reflexion einer kreisförmigen Welle an einer ebenen Wand (vgl. Abb. 46)

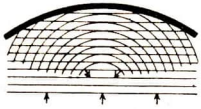


Abb. 49. Reflexion einer ebenen Welle an einer zylinderförmigen Wand

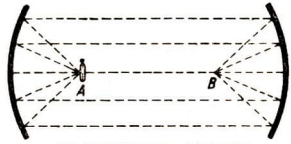


Abb. 50. Reflexion von Schallwellen

Abb. 48 deutet an, wie kreisförmige Wellen an einer ebenen Grenzfläche zurückgeworfen werden. Abb. 49 zeigt die Reflexion ebener Wellen an einer zylinderförmigen Grenzfläche. Abb. 50 weist auf einen Versuch hin, der die

Reflexion von Schallwellen zeigt. Von einer im Brennpunkt A eines Hohlspiegels aufgestellten Taschenuhr fallen die Schallwellen auf einen Hohlspiegel, werden nach einem zweiten Hohlspiegel reflektiert und dort wieder im Brennpunkt B vereinigt. Auf diese Weise läßt sich der Schall weithin übertragen.

Wie sich das obengenannte Reflexionsgesetz auf Grund des Huygensschen Prinzips ergibt, ist in Abb. 51a erläutert. Ebene Wellen, die seitlich durch die Ebenen AA_1 und BB_1 abgegrenzt sind, fallen in der Richtung des Pfeiles a

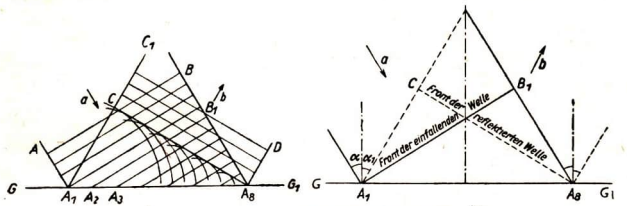


Abb. 51. Reflexion nach dem Huygensschen Prinzip

auf die Grenzfläche GG_1 zweier Medien. Wir betrachten nur die Erscheinungen im ersten Medium. Sobald der Wellenzug in A_1 auf die Grenzfläche auftrifft, geht von hier eine Elementarwelle aus, die sich halbkugelförmig ausbreitet. Ein wenig später geht von A_2 ebenfalls eine Elementarwelle aus, dann von A_3 und schließlich von A_8. Auch alle dazwischenliegenden Punkte senden zu gegebener Zeit Elementarwellen aus. In dem Augenblick, in dem von A_8 die Elementarwelle ausgeht, ist die von A_1 ausgegangene Elementarwelle schon weit fortgeschritten. Ihr Radius A_1C ist dann gleich der Strecke B_1A_8, denn sie breitet sich mit derselben Geschwindigkeit aus, mit der die Welle gegen die Grenzfläche wandert. Die Radien der von A_1, A_2, A_3, ... ausgegangenen Elementarwellen sind entsprechend dem späteren Beginn der Ausbreitung kleiner. Alle Elementarwellen erreichen die Ebene CA_8 in der gleichen Phase. Hier entsteht die Front, die in der Richtung des Pfeiles b zwischen CC_1 und A_8D der reflektierten Welle vorwärtsschreitet. Die Dreiecke $A_1A_8B_1$ und A_8A_1C sind kongruent (Abb. 51b). Daher ist $\sphericalangle A_8A_1B_1 = \sphericalangle A_1A_8C$. Die Fronten der einfallenden und der reflektierten Welle bilden also mit der Grenzfläche GG_1 gleiche Winkel. Dementsprechend gilt für die Strahlen:

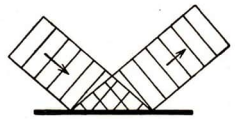


Abb. 52. Reflexion einer ebenen Welle

Der Reflexionswinkel ist gleich dem Einfallswinkel.

Abb. 52 zeigt die Reflexion schematisch.

2. Die Beugung der Wellen. Es ist eine allgemein bekannte Erscheinung, daß man den Schall auch dann vernimmt, wenn sich ein Hindernis zwischen der Schallquelle und dem Ohr befindet. Um das Verhalten der Schallwellen in einem solchen Fall näher zu untersuchen, bringen wir ein Telephon T in einen schalldichten Kasten (Abb. 53). Besitzt der Kasten gegenüber dem Telephon ein Loch, so dringen die Schallwellen nach außen. Würden sie sich streng radial ausbreiten, so könnte man den Ton nur in der Richtung der eingezeichneten Wellen hören. Man vernimmt ihn aber auch seitlich in A oder in B, wohin der Schall bei geradliniger Ausbreitung überhaupt nicht dringen kann. Die Schallwellen müssen also auch zur Seite abgelenkt worden sein.

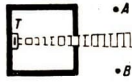
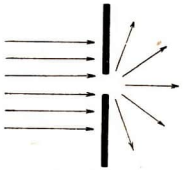


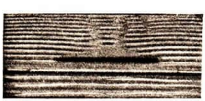
Abb. 53
Beugung von Schallwellen

Mit Wasserwellen kann man einen entsprechenden Versuch ausführen. Man läßt geradlinige Wasserwellen auf eine Grenzfläche fallen, die ein Loch besitzt. Durch das Loch treten die Wellen hindurch (Abb. 54). Sie breiten sich überall in dem Raum hinter der Grenzfläche nicht als geradlinige Wellen weiter aus, sondern als kreisförmige. Abb. 55 zeigt diese Umwandlung der Wellen schematisch durch Angabe der Strahlen. Die Erklärung der Erscheinung ist dadurch gegeben, daß von den schwingenden Teilchen der Öffnung Elementarwellen ausgehen, die sich kreisförmig ausbreiten. Dabei wird die enge Öffnung zum Mittelpunkt eines neuen kreisförmigen Wellenzuges. Die neu entstandene Welle ist von der Form des einfallenden Wellenzuges unabhängig.


Abb. 54. Beugung von Wasserwellen


Abb. 55. Beugung
nach dem Huygensschen Prinzip

Läßt man geradlinige Wasserwellen auf ein Hindernis fallen, an dem sie beiderseits vorüberschreiten können, dann findet man die in Abb. 56 wiedergegebene Erscheinung.


Abb. 56. Beugung von Wasserwellen
an einem Hindernis

Man erkennt, daß die Wellenbewegung auch in den Raum eingedrungen ist, der bei geradliniger Ausbreitung der Welle gegen die Bewegung abgeschirmt sein müßte. Ein Teil der Wellen ist also aus der ursprünglichen Richtung abgelenkt. Man bezeichnet diese Erscheinung als Beugung der Wellen.

Um uns den Vorgang verständlich zu machen, betrachten wir die gerade Linie, in der das Hindernis liegt. Wenn die auftreffende Welle diese Gerade

erreicht, gehen von allen ihren Punkten, die außerhalb des Hindernisses liegen, Elementarwellen aus. In größerer seitlicher Entfernung vom Hindernis liegen die Elementarwellen symmetrisch zu den Strahlen der ankommenden Welle. Sie überlagern sich daher wie bei der ungestörten Welle. Am Rande des Hindernisses ist die Anordnung der Elementarwellen rechts und links vom Strahl der auftreffenden Welle verschieden, da von den Stellen des Hindernisses selbst keine Elementarwellen ausgehen. Dementsprechend ist auch die Überlagerung verändert, und es bildet sich eine Wellenfront, die von der ungestörten abweicht.

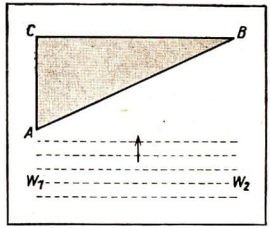


Abb. 57
Schema der Brechung von Wasserwellen

3. Die Brechung der Wellen. Trifft eine Welle auf einen Stoff, in dem sie sich mit anderer Geschwindigkeit als vorher ausbreitet, so wird sie beim Übergang von dem einen in das andere Medium aus ihrer Richtung abgelenkt, wenn sie schräg auf die Grenzfläche auftrifft. Die Strahlen werden an der Übertragungsstelle geknickt. Daher spricht man von der Brechung der Wellen. An Wasserwellen können wir den Brechungsvorgang in folgender Weise zeigen. Wir legen (Abb. 57) in eine Wellenwanne (§ 2) eine prismatische Glasscheibe $A\,B\,C$ derart, daß sie dicht unter der Wasseroberfläche liegt. Erzeugen wir nun längs $W_1 W_2$ geradlinige Wellen und treffen diese in der Richtung des Pfeiles schräg auf das flache Wasser, das über der Glasscheibe steht, so ändern die Wellen ihre Bewegungsrichtung. Sie werden „gebrochen". Ihre Wellenlänge wird kürzer. Abb. 58 zeigt den Vorgang. Aus der Veränderung der Wellenlänge λ geht hervor, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit c der Wellen im seichten Wasser geringer als im tiefen ist, denn die Frequenz f bleibt beim Übergang erhalten, und es ist stets $c = f \cdot \lambda$.

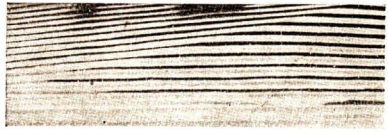


Abb. 58. Brechung von Wasserwellen

Wir können den Vorgang nach dem Huygensschen Prinzip erklären. In der Abb. 59 ist angenommen, daß ebene Wellen mit der Wellenfront $A\,C$ und der Geschwindigkeit c_1 an der ebenen Trennungsfläche $C\,B$ in der Richtung des Pfeiles in ein Medium mit geringerer Fortpflanzungsgeschwindigkeit c_2 einfallen. An der Grenzfläche bilden sich im zweiten Medium Elementarwellen, zuerst vom Punkt C, zuletzt vom Punkt B aus. Nehmen wir als Verhältnis der Fortpflanzungsgeschwindigkeiten 3 : 2 an, dann hat sich,

während die ankommende Welle von A bis B fortschreitet, von C aus eine kugelförmige Elementarwelle gebildet, deren Radius $CD = \frac{2}{3} AB$ beträgt. Entsprechendes gilt von den zwischen C und B liegenden Punkten der Grenzfläche. Die Einhüllende aller Elementarwellen ist die neue Wellen-

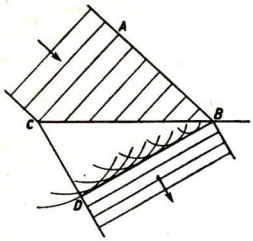


Abb. 59. Brechung nach dem Huygensschen Prinzip

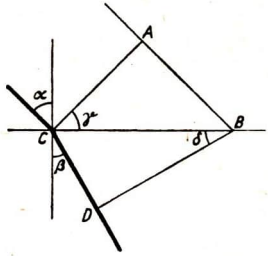


Abb. 60. Brechungsgesetz

front BD. Sie ist nicht mehr parallel zu AC. Die Strahlen der einfallenden Welle erfahren also eine **Brechung**. Es ist $AB : CD = c_1 : c_2$. Zeichnet man in C das **Einfallslot** und führt den Einfallswinkel α und den Brechungswinkel β ein, dann ergibt sich aus der Abb. 60 $\gamma = \alpha$ und $\delta = \beta$. Ferner $AB = BC \cdot \sin \alpha$ und $CD = BC \cdot \sin \beta$, also $AB : CD = \sin \alpha : \sin \beta$ und schließlich

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{c_1}{c_2}.$$

Das Verhältnis der Sinus von Einfallswinkel und Brechungswinkel ist gleich dem Verhältnis der Fortpflanzungsgeschwindigkeiten der Wellenbewegungen in den beiden Medien, also unabhängig von der Richtung der einfallenden Welle.

Zur Übung: 1. Zeichne für kreisförmige und ebene Wellen, die auf die Innenfläche einer Kugel treffen, wie die reflektierte Welle nach dem Huygensschen Prinzip entsteht (vgl. Abb. 46). — 2. Führe dieselbe Aufgabe für das Auftreffen auf die Außenwand der Kugel durch. — 3. Ebene Wellen treffen unter 50° gegen das Lot auf die Grenzfläche zweier Medien, in denen die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten sich wie 3 : 2 verhalten. Zeichne die gebrochene Welle.

B. Lichtwellen

§ 7. Lichttheorien

Zur Übertragung des Lichtes ist kein Stoff erforderlich wie z. B. beim Schall. Die Frage nach dem Wesen des Lichtes hat die Forscher von jeher lebhaft beschäftigt. Zwei verschiedene Auffassungen haben sich lange Zeit gegenübergestanden, ohne daß eine Entscheidung zwischen ihnen getroffen werden konnte.

1. Die Korpuskulartheorie des Lichtes von Newton. Der englische Physiker Isaak Newton hat im Jahre 1704 eine Auffassung von der Natur des Lichtes veröffentlicht, die er bereits 30 Jahre vorher erdacht und durch viele Versuche nachgeprüft hatte. Er nahm an, daß das Licht aus sehr feinen Masseteilchen bestünde, die so klein wären, daß sie durch Flüssigkeiten wie Wasser und feste Körper wie Glas, ohne aufgehalten zu werden, hindurchgehen könnten. Man nennt diesen Erklärungsversuch die Korpuskulartheorie[1]) des Lichtes.

Die Farben des Lichtes erklärte Newton durch Unterschiede in der Größe der Lichtteilchen. Rotes Licht, nahm er an, bestehe aus den gröbsten, gelbes, grünes, blaues Licht aus feineren und violettes Licht aus den feinsten Lichtteilchen. Eine Mischung aus Lichtteilchen der verschiedenen Farben ergäbe weißes Licht.

Die Tatsache, daß das Licht an einem Spiegel nach dem Reflexionsgesetz reflektiert wird, erklärte er durch die Annahme, daß die von der Lichtquelle mit großer Geschwindigkeit ausgesandten Lichtteilchen elastisch seien und wie elastische Stahlkugeln, die auf eine Glasplatte auftreffen, unter demselben Winkel vom Spiegel zurückgeworfen würden, unter dem sie einfallen.

Für die Brechung des Lichtes hatte er folgende Erklärung: Treten Lichtteilchen aus Luft in Glas schief zur Grenzfläche ein, so werden sie nach dem Massenanziehungsgesetz (Teil I, § 77) beim Übertritt vom Glas stark angezogen, weil dann die Entfernung zwischen ihnen und den Glasteilchen sehr klein wird. Dadurch vergrößert sich die zur Grenzfläche senkrechte Komponente der Geschwindigkeit, während die zu ihr parallele Komponente unverändert bleibt, und die Lichtteilchen setzen ihren Weg im Glas geradlinig in anderer Richtung als vorher fort, so daß der Brechungswinkel kleiner als der Einfallswinkel ist. Als Resultierende der beiden Komponenten ergibt sich dann im Glas eine größere Geschwindigkeit als vorher in der Luft. So folgt aus Newtons Auffassung vom Wesen des Lichts, daß die Lichtgeschwindigkeit in Glas größer als in der Luft sei. Diese Behauptung konnte man zur Zeit Newtons aber noch nicht nachprüfen.

2. Die Wellentheorie des Lichtes von Huygens. Im Gegensatz zu Newton vertrat der holländische Forscher Christian Huygens 1690 die Auffassung, daß sich das Licht genau so verhält, als ob es eine Wellenbewegung ähnlich

1) corpúsculum (lat.) = Körperchen

wie der Schall wäre. Diese Theorie heißt die Wellentheorie oder Undulationstheorie des Lichtes. Huygens wußte natürlich, daß der Schall nur durch einen Körper und das Licht auch durch den leeren Raum übertragen wird. Er glaubte weiterhin, daß im leeren Raum etwas sein müsse, das schwingen kann, sonst könnten sich keine Wellen in ihm ausbreiten. Daher nahm er an, der leere Raum sei mit einem äußerst feinen Stoff, dem Äther, ausgefüllt. Dem Äther schrieb er folgende Eigenschaften zu: Er durchdringe alle Körper. Er erfülle die ganze Welt. Sein Gewicht sei nicht feststellbar. In ihm breiteten sich Stöße und Schwingungen durch Zusammenstoß der Ätherteilchen wie in einem Gas aus. Ein glühender Körper wirkt auf den Äther nach der Auffassung von Huygens wie ein Schallerreger auf die Luft. Er versetzt ihn in Schwingungen, die wir als Licht empfinden, wenn sie in unser Auge dringen. Es war eine kühne Theorie, die Huygens entwarf, denn wenn man die Ausbreitung des Schalles in der Luft und die Ausbreitung des Lichtes miteinander vergleicht, so scheinen uns auf den ersten Blick die Merkmale, in denen sie übereinstimmen, nicht sehr zahlreich zu sein, weil sich das Licht in viel strengerem Maße geradlinig ausbreitet als der Schall. Huygens hat aber in aller Gründlichkeit die Ausbreitung von Wellen in einem Stoff mit allseitig gekoppelten Teilchen untersucht und die Reflexion und die Brechung des Lichtes genau so erklärt, wie wir diese Erscheinungen bei Wasser- und Schallwellen erklärt haben. Er konnte also ebenfalls zeigen, daß der Einfallswinkel des Lichtes gleich dem Reflexionswinkel sein müsse. Er konnte begründen, daß das Licht an der Grenzfläche von Luft und Glas gebrochen werde, und folgerte aus seiner Theorie, daß die Geschwindigkeit des Lichtes in Glas kleiner als in Luft sei, denn nur dann konnte die Richtung der Lichtwellen im Glas einen kleineren Winkel mit dem Einfallslot bilden als die Richtung der einfallenden Wellen.

3. Die Entscheidung zwischen beiden Auffassungen. Jede dieser beiden Auffassungen vom Wesen des Lichtes schien damals berechtigt. Der tiefe Eindruck, den Newtons Entdeckung des Gravitationsgesetzes und seine Farbenlehre auf seine Zeitgenossen und die Nachwelt ausübte, brachte es mit sich, daß man mehr als ein Jahrhundert lang Newtons Auffassung für zutreffender hielt als die Auffassung von Huygens. Eine experimentelle Entscheidung zwischen beiden Theorien fiel erst im Jahre 1854, als es dem französischen Physiker Foucault[1]) gelang, die geringere Geschwindigkeit des Lichtes in Wasser und Glas gegenüber dem Vakuum experimentell zu bestimmen. Sie fiel zugunsten der Wellenlehre des Lichtes aus, die schon vorher an Wahrscheinlichkeit gewonnen hatte, weil sich aus ihr die Beugungs- und Interferenzerscheinungen einfacher erklären lassen (§ 11).

Experimentelle Erfahrungen haben in unserem Jahrhundert zu einer neuen Auffassung geführt, die das Wellen- und Teilchenbild zu vereinigen sucht (vgl. § 25, 5).

1) Foucault, J. B. Léon, 1819–1868, Paris

§ 8. Die Lichtgeschwindigkeit

1. Astronomische Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit. Aus astronomischen Beobachtungen ist man zuerst darauf aufmerksam geworden, daß sich das Licht mit einer gewissen Geschwindigkeit ausbreitet. In Teil I A, § 11 ist besprochen worden, wie Olaf Römer die Geschwindigkeit des Lichtes durch Beobachtungen an den Jupitermonden bestimmt hat. Er fand:

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichtes beträgt $c = 300\,000$ km/s.

2. Irdische Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit. Im Jahre 1854 gelang es Foucault, die Lichtgeschwindigkeit in einem Raum von Zimmergröße zu messen (Abb. 61).

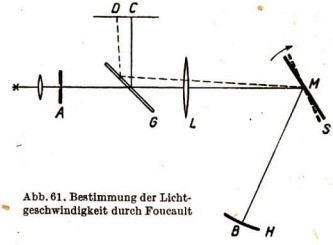


Abb. 61. Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit durch Foucault

Abb. 61 zeigt schematisch das von Foucault benutzte Verfahren. S ist ein ebener Spiegel, der um eine vertikale Achse gedreht werden kann. Das von dem hellbeleuchteten Spalt A ausgehende Licht durchdringt die klare Glasplatte G, wird durch die Linse L gesammelt, von dem zunächst ruhend gedachten Spiegel S reflektiert und in B zu einem Bilde des Spaltes vereinigt. H ist ein Hohlspiegel, dessen Krümmungsmittelpunkt M auf der Drehachse von S liegt. Die auf den Hohlspiegel fallenden Strahlen werden in sich zurückgeworfen und gelangen über S und L zur Glasplatte G. Dort werden sie teilweise gespiegelt, und das von ihnen erzeugte Bild des Spaltes A erscheint dann in C. Wird der Spiegel S gedreht, so kommt dieses Bild nur dann zustande, wenn der Hohlspiegel H von Lichtstrahlen getroffen wird. Beträgt die Drehzahl etwa 10 in der Sekunde, so hat man den Eindruck eines beständigen Bildes an der Stelle C. Bei allmählicher Steigerung der Drehzahl ist zunächst keine Änderung zu beobachten. Während das Licht die Entfernung von S nach H hin und zurück durchläuft, hat sich der Spiegel S zwar um einen kleinen Winkel α gedreht, das nach S zurückkehrende Licht wird also nach einer anderen Richtung als beim ruhenden Spiegel reflektiert, aber bei geringen Drehzahlen ist diese Abweichung der Strahlen so unbedeutend, daß der Beobachter das Bild des Spaltes weiterhin an der Stelle C sieht. Erst bei sehr hohen Drehzahlen ist eine Verschiebung des Bildes von C nach D festzustellen. Aus der Größe dieser Verschiebung und den festliegenden Entfernungen der Versuchsanordnung kann man den Winkel α bestimmen und mit Berücksichtigung der Umdrehungszahl des Spiegels die Zeit feststellen, während der das Licht zweimal die Entfernung zwischen S und H zurückgelegt hat. Schließlich ergibt sich aus dieser Weg- und Zeit-Bestimmung die Geschwindigkeit des Lichtes.

Auch Foucault fand für die Geschwindigkeit des Lichtes 300 000 km/s.

3. Die Lichtgeschwindigkeit in durchsichtigen Körpern. Nach dem Verfahren von Foucault war es möglich, die Lichtgeschwindigkeit in irgendeinem durchsichtigen Körper zu bestimmen. Man brauchte diesen nur auf der Strecke zwischen A und S, die wenige Meter groß war, einzulagern. Es gelang Foucault festzustellen, daß die Lichtgeschwindigkeit in jedem durchsichtigen Körper kleiner als im leeren Raum ist. Er fand:

Die Geschwindigkeit des Lichtes beträgt im leeren Raum 300 000 km/s, in Luft fast genau so viel, in Wasser 225 000 km/s, in Glas 200 000 km/s.

Diese Feststellung sprach gegen die Behauptung von Newton (§ 7, 1). Man sah daher von da ab die Huygenssche Auffassung vom Wesen des Lichtes als zutreffend an.

Hinsichtlich der Geschwindigkeit des Lichtes verschiedener Farbe stellte man fest:

Licht verschiedener Farbe besitzt im Vakuum dieselbe Geschwindigkeit.

4. Lichtgeschwindigkeit und Lichtbrechung. Aus früheren Versuchen (Teil I A, § 14) wissen wir, daß ein Lichtstrahl beim Übergang von Luft in Glas gebrochen wird.

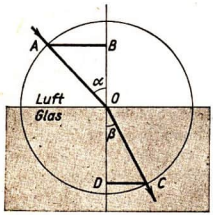


Abb. 62. Brechungsgesetz

Zwischen dem Einfallswinkel α und dem Brechungswinkel β besteht das nach Snellius benannte Gesetz (Abb. 62)

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n.$$

Wenn das Licht sich in Form von Wellen fortpflanzt, dann ist nach der Theorie von Huygens (§ 6) $\sin\alpha : \sin\beta = c_1 : c_2$, folglich

$$n = \frac{c_1}{c_2};$$

d. h. das optische Brechungsverhältnis für zwei Stoffe ist gleich dem Verhältnis der Geschwindigkeiten des Lichtes in den Stoffen.

Aus der Wellentheorie des Lichtes und den Versuchen von Foucault ergibt sich

für Luft/Wasser $n = \frac{300000}{225000} = \frac{4}{3}$; für Luft/Glas $n = \frac{300000}{200000} = \frac{3}{2}$.

Durch unmittelbare Versuche hatten wir früher unabhängig von jeder Theorie genau dieselben Werte gefunden (Teil I A, § 14).

Die Wellentheorie des Lichtes ist also im besten Einklang mit den beobachteten Tatsachen der Brechung des Lichtes. Sie zeigt darüber hinaus, daß der Vorgang der Brechung des Lichtes nur ein besonderer Fall der Brechung von Wellen ist.

Der Mathematiker Fermat hat für das Reflexionsgesetz und das Brechungsgesetz des Lichtes eine kurze Ausdrucksform gefunden:

Der Lichtstrahl schlägt bei der Reflexion und bei der Brechung stets den Weg ein, der ihn in der kürzesten Zeit von der Ausgangsstelle zum Ziel führt.

Zur Übung: 1. Wie groß ist die Entfernung, die das Licht in einem Jahre im leeren Raum zurücklegt? — 2. Wie groß ist der Grenzwinkel der Totalreflexion bei Glas ($n = 1{,}7$), Wasser ($n = 1{,}33$) (Teil I A, § 14)?

§ 9. Die Wellenlänge des Lichtes

1. Der Fresnelsche Spiegelversuch. Etwa 120 Jahre nach der Veröffentlichung der Lichttheorien durch Newton und Huygens führte der französische Physiker Fresnel[1]) einen Versuch aus, der deutlich die Wellennatur des Lichtes hervortreten läßt und gestattet, die Wellenlänge des Lichtes zu bestimmen. Fresnel ließ Licht aus einem schmalen Spalt auf zwei ebene Spiegel SS_1 und SS_2 fallen, die nur sehr wenig gegeneinander geneigt waren (Abb. 63). In der Abbildung ist nur ein leuchtender Punkt L des Spaltes angedeutet. L_1 und L_2 sind die Spiegelbilder von L in den Spiegeln SS_1 und SS_2. Der Strahl LS wird am Spiegel SS_2 als Strahl SA_1 und am Spiegel SS_1 als Strahl SA_2 reflektiert. In den Raum A_1SA_2 gelangte von beiden Spiegeln her Licht. Fresnel erwartete, daß durch die Überlagerung eine größere Helligkeit als zu beiden Seiten dieses Raumes auftreten würde. Stellte er in der Entfernung von einigen Metern einen Schirm senkrecht zu den reflektierten und sich überlagernden Lichtstrahlen auf, so nahm er aber statt einer gleichmäßig beleuchteten Fläche eine Reihe von Streifen (Abb. 64) wahr, die parallel zum Spalt verliefen. Sie waren farbig, wenn weißes Licht benutzt wurde, und bestanden aus hellen und dunklen Streifen, wenn einfarbiges Licht einfiel.



Abb. 63. Fresnelscher Spiegelversuch

Nach der Körpertheorie des Lichtes ist das Auftreten dunkler Streifen unerklärlich, denn sie verlangt, daß eine Fläche um so heller erscheint, je mehr Licht auf sie auftrifft. Der Fresnelsche Versuch zeigt in den dunklen Streifen, daß **aus der Überlagerung von Licht und Licht Dunkelheit** werden kann. Die Wellentheorie gibt für diese Tatsache eine einfache Erklärung: Bestehen beide Lichtbahnen aus Wellen, die in Wellenlänge und Schwingungsweite übereinstimmen, so tritt an den Stellen Dunkelheit ein, wo die Lichtwellen mit einem Phasenunterschied von $\frac{1}{2}\lambda$, $\frac{3}{2}\lambda$, $\frac{5}{2}\lambda$ zusammentreffen, denn diese Wellen heben einander auf.


Abb. 64
Fresnelsche Streifen

1) Fresnel, Augustin Jean, 1788—1827, Frankreich

So erklärt sich das Versuchsergebnis nach der Wellentheorie folgendermaßen: Durch den Spalt L fällt Licht auf die beiden Spiegel S_1 und S_2. Die von ihnen reflektierten Wellen verlaufen so, als ob sie von den Spiegelbildern L_1 und L_2

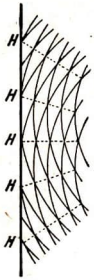


Abb. 65

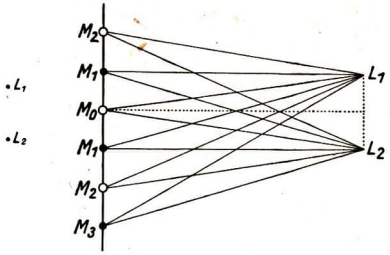


Abb. 66

Der Fresnelsche Spiegelversuch. Erklärung der Streifen

(Abb. 63) mit gleicher Phase abgegangen wären. Sie interferieren, wie Abb. 65 andeutet. Wo Wellenberge oder Wellentäler aufeinandertreffen, entstehen auf einem Schirm helle Streifen H, und dazwischen liegen dunkle Streifen. Die Lichtwellen verhalten sich genau so wie die Wasserwellen in Abb. 27. Ist M_0 (Abb. 66) eine Stelle auf dem Schirm, die von L_1 und L_2 genau gleich weit entfernt ist, so treffen dort die Lichtwellen ohne Phasenunterschied ein. Dort ist der Schirm hell. In M_1 dagegen treffen die reflektierten Wellen mit einem Phasenunterschied ein, weil M_1L_1 und M_1L_2 verschieden groß sind. Ist der Unterschied gleich $\lambda/2$, so herrscht dort Dunkelheit. Beträgt der Wegunterschied in M_2 eine ganze Wellenlänge λ, so herrscht dort Helligkeit. In M_3 herrscht Dunkelheit, wenn der Wegunterschied $3/2\,\lambda$ ist usw. Allgemein läßt sich über die Lage der Interferenzstreifen folgendes aussagen:

In dem Teil des Schirmes, auf den Licht von beiden Spiegeln fällt, herrscht bei einfarbigem Licht:

Helligkeit, wo der Wegunterschied der scheinbar von L_1 und L_2 ausgehenden Strahlen $2k \cdot \frac{\lambda}{2}$, Dunkelheit, wo dieser Wegunterschied $(2k-1) \cdot \frac{\lambda}{2}$ ist $(k = 1, 2, 3 \ldots)$.

2. Die Bestimmung der Wellenlänge des Lichtes nach Fresnel. Auf folgende Weise läßt sich aus diesem Versuch die Wellenlänge des Lichtes ermitteln. M_0 (Abb. 67) sei die helle Mitte des beleuchteten Schirms, M_1 der erste dunkle Interferenzstreifen. Die Strecke M_0M_1 ist gleich dem halben Abstand $s/2$ der beiden mittleren dunklen Interferenzstreifen. Die Strecken r_1

und r_2 sind nur sehr wenig von dem senkrechten Abstand a des Schirmes von den Lichtquellen verschieden. s und a kann man messen. Der Abstand d der beiden virtuellen Lichtquellen L_1 und L_2 ist sehr klein. Er läßt sich nicht unmittelbar messen. Man kann aber mit Hilfe einer Sammellinse (Abb. 68) die virtuellen Lichtquellen L_1 und L_2 reell vergrößert abbilden und den Absand b der reellen Bilder $\mathfrak{L}_1$ und $\mathfrak{L}_2$ messen. Da der Abstand im Verhältnis $n : m$ vergrößert wird, findet man d aus

$$d : b = m : n .$$

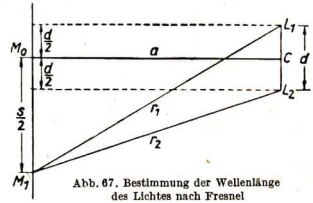


Abb. 67. Bestimmung der Wellenlänge des Lichtes nach Fresnel

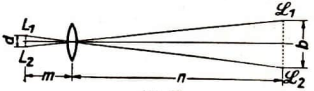


Abb. 68
Bestimmung der Entfernung der Lichtquellen $\mathfrak{L}_1$ und $\mathfrak{L}_2$

Weitere Messungen sind zur Bestimmung der Wellenlänge nicht erforderlich. Aus der Abb. 67 ergeben sich folgende geometrischen Beziehungen: Es ist in den rechtwinkligen Dreiecken mit den Hypotenusen r_1 und r_2

$$r_1^2 = a^2 + \left(\frac{s}{2} + \frac{d}{2}\right)^2$$

$$r_2^2 = a^2 + \left(\frac{s}{2} - \frac{d}{2}\right)^2$$

$$r_1^2 - r_2^2 = \left(\frac{s}{2} + \frac{d}{2}\right)^2 - \left(\frac{s}{2} - \frac{d}{2}\right)^2$$

$$(r_1 + r_2)\,(r_1 - r_2) = s \cdot d .$$

Ist M_1 der erste dunkle Streifen von der Mitte M_0 ab, so ist $r_1 - r_2 = \lambda/2$. Für $r_1 + r_2$ können wir, da $L_1 M_1$ und $L_2 M_1$ nur sehr wenig von a verschieden sind, $2a$ setzen. Es ergibt sich also

$$2a \cdot \frac{\lambda}{2} = s \cdot d ,$$

$$\lambda = \frac{s \cdot d}{a} .$$

Die Wellenlänge des Lichtes läßt sich aus dem Fresnelschen Spiegelversuch berechnen nach der Formel

$$\lambda = \frac{\boldsymbol{s \cdot d}}{\boldsymbol{a}} .$$

3. Farbe und Wellenlänge des Lichtes. Aus dem Fresnelschen Spiegelversuch folgt, daß Licht einer bestimmten Farbe durch eine bestimmte Wellenlänge gekennzeichnet ist.

Spektralfarben unterscheiden sich durch ihre Wellenlängen.

Wählt man die Fraunhoferschen Linien des Sonnenspektrums (§ 21) zur Kennzeichnung verschiedener Farben, so ergibt sich:

Linie Farbe	A rot	B rot	C orange	D gelb	E grün	F blau	G violett	H violett
Wellenlänge λ im Vakuum (in μ)	0,761	0,687	0,656	0,589	0,527	0,486	0,431	0,397
Schwingungszahl f (in 10^{12} Hz).....	394	437	457	509	569	617	696	756

Da zwischen der Wellenlänge λ, der Ausbreitungsgeschwindigkeit c und der Schwingungszahl f einer Welle die Beziehung $c = f \cdot \lambda$ besteht, ergeben sich für die Schwingungszahlen des Lichtes die in der dritten Zeile der Tabelle angegebenen Werte. Wir können daher auch sagen:

Spektralfarben unterscheiden sich durch ihre Schwingungszahlen.

Wie wir gesehen haben (§ 8), ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichtes in Körpern kleiner als im leeren Raum. Die Schwingungszahl des Lichtes ändert sich aber nicht, wenn das Licht nacheinander Stoffe verschiedener Art durchdringt. Daraus ergibt sich, daß die Wellenlänge des Lichtes von dem Stoff abhängt, in dem sie gemessen wird.

Kennzeichnend für jede Spektralfarbe ist nicht die Wellenlänge, sondern die Schwingungszahl des Lichtes.

Das Versuchsergebnis zeigt, daß das Licht aus Wellen von sehr kleiner Wellenlänge besteht. Die Wellenlänge des äußersten violetten Lichtes ist etwa halb so groß wie die Wellenlänge des äußersten roten Lichtes. Wählt man einen akustischen Vergleich, so kann man sagen, daß die Schwingungszahlen des sichtbaren Lichtes ungefähr eine Oktave umfassen.

Das Licht einer Lichtquelle besteht gewissermaßen aus einzelnen Lichtblitzen von etwa 10^{-8} Sekunden Dauer. Dabei gehen von jedem Punkte Wellenzüge von etwa 3 m Länge aus, die vollständig unabhängig voneinander sind. Handelt es sich um einfarbiges Licht, so ist die Wellenlänge des Lichtes in allen Wellenzügen dieselbe; über die Phase, mit denen die einzelnen Wellenzüge einsetzen, läßt sich aber nichts aussagen. Will man mit Lichtwellen bleibende Interferenzstreifen erzeugen, dann genügt aber nicht die Übereinstimmung der Wellenlängen der sich überlagernden Wellenzüge, sondern der an einer Stelle des Raumes einmal vorhandene Phasenunterschied muß dauernd beibehalten werden. Das ist nur dann gewährleistet, wenn das Licht der interferierenden Wellenzüge von demselben Punkt der Lichtquelle herstammt. Solches Licht heißt kohärent[1]). Beim Fresnelschen Spiegelversuch interferiert kohärentes Licht. In Abb. 69

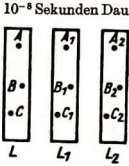


Abb. 69.
Kohärentes Licht

1) cohaerēre (lat.) = zusammenhängen

stellt L den beleuchteten Spalt des Fresnelschen Spiegelversuches dar. L_1 und L_2 sind die durch die Spiegel erzeugten virtuellen Lichtquellen. Die Punkte A_1 und A_2 sind die virtuellen Bilder des Punktes A. Lichtwellen, die von A_1 und A_2 herzukommen scheinen, kommen daher in Wirklichkeit mit gleicher Ausgangsphase von A. Sie sind kohärent. Aus demselben Grunde besteht Phasengleichheit für die Lichtwellen, die scheinbar von B_1 und B_2 bzw. C_1 und C_2 ausgehen. Licht, das von entsprechenden Punkten der Lichtquellen L_1 und L_2 auf eine bestimmte Stelle des Schirmes fällt, besitzt daher an dieser Stelle immer denselben Phasenunterschied. Dabei ist es einerlei, ob das von verschiedenen Punkten (A, B, C usw.) stammende Licht unter sich in der Phase übereinstimmt oder nicht, denn nur vom Phasenunterschied hängt es ab, ob die Stelle dunkel oder hell ist. Licht zweier voneinander unabhängigen Lichtquellen würde keine Interferenzstreifen erzeugen.
Der Versuch gibt keinen Aufschluß darüber, ob das Licht aus longitudinalen oder transversalen Wellen besteht. Er sagt auch nichts über den Träger der Lichtwellen.

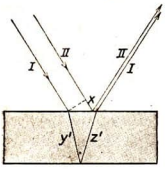
4. Der Dopplereffekt. Bei der Untersuchung von Schallwellen haben wir festgestellt (§ 2), daß die Tonhöhe einer Schallquelle von einem Beobachter je nach seinem Bewegungszustande gegenüber der Schallquelle verschieden beurteilt wird. Es ist zu erwarten, daß bei Lichtwellen eine ähnliche Erscheinung auftreten muß. Stellen wir die entsprechenden Überlegungen an wie in § 2, so können wir feststellen: Wenn eine Lichtquelle Schwingungen der Frequenz f aussendet und sich ein Beobachter mit der Geschwindigkeit v von ihr fortbewegt, so empfängt dieser Licht von der Frequenz $f_1 = f\left(1 - \frac{v}{c}\right)$. Bewegt er sich mit derselben Geschwindigkeit v auf die Lichtquelle zu, dann ist die Frequenz des wahrgenommenen Lichtes $f_1 = f\left(1 + \frac{v}{c}\right)$. Im Gegensatz zum Schall gelten dieselben Formeln, wenn die Lichtquelle sich bewegt und der Beobachter ruht. Es kommt beim Dopplereffekt des Lichtes also nur auf die Relativgeschwindigkeit v zwischen Lichtquelle und Beobachter an. Daraus folgt, daß bei einer Bewegung zwischen Lichtquelle und Beobachter die Farbe des ausgesandten Lichtes geändert wird, und zwar erfolgt eine Verschiebung jeder Spektrallinie nach dem roten Ende des Spektrums, wenn die Lichtquelle sich vom Beobachter entfernt und nach dem violetten Ende, wenn sie sich ihm nähert. Aus der Richtung und Größe der Verschiebung einer bestimmten Spektrallinie des Lichtes einer bewegten Lichtquelle gegenüber der Lage der entsprechenden Linie bei ruhender Lichtquelle kann man die Geschwindigkeit ermitteln, mit der die Lichtquelle und der Beobachter sich gegeneinander bewegen. Nach dieser Methode hat man die Radialgeschwindigkeiten von Fixsternen gegenüber der Erde festgestellt. Die größte bisher gemessene Rotverschiebung entspricht einer Radialgeschwindigkeit von $v = 42\,000$ km/s (vgl. Teil I A, § 49).

§ 10. Interferenz des Lichtes an durchsichtigen Platten

1. Die Farben dünner Blättchen. Sehr dünne Glimmerplättchen, Seifenblasen, Perlmutter, Öl auf Wasser, zeigen, wenn sie von weißem Licht beleuchtet werden, lebhafte Farben aller Art. Diese Farben entstehen dadurch, daß das Licht sowohl an der oberen als auch an der unteren Grenzfläche der durch-

sichtigen dünnen Blättchen reflektiert wird und nach der Reflexion interferiert.

Wir gehen davon aus, daß auf das Blättchen ein Bündel von Strahlen parallelen einfarbigen Lichtes auffällt. Die Wellenfronten dieses Lichtbündels sind eben. In Abb. 70 ist der Gang zweier Strahlen *I* und *II* des Bündels gezeichnet. Der Strahl *I* wird an der unteren und der Strahl *II* an der oberen Grenzfläche der dünnen Platte reflektiert. Die reflektierten Strahlen *I* und *II* verlaufen parallel zueinander. Zu jedem reflektierten Lichtstrahl *I* gibt es einen reflektierten Strahl *II*, der mit ihm zusammenfällt. In Abb. 71 ist derselbe Vorgang mit Wellen (anstatt mit Strahlen) gezeichnet. Der einfallende Wellenzug wird zum Teil an der oberen, zum Teil an der unteren Grenzfläche zurückgeworfen. Der gestrichelt gezeichnete Wellenzug *I* ist unten, der mit dünnen Linien ausgezeichnete Wellenzug *II* oben reflektiert worden. Beide Wellenzüge überlagern sich. Im allgemeinen werden die Phasen der zurückgeworfenen Wellenzüge gegeneinander verschoben sein. Es kann sein, daß Wellenberg auf Wellenberg fällt. Es kann aber auch sein, daß gerade Berge und Täler beider Wellenzüge zusammenfallen. Im ersteren Falle verstärken sich die Wellenzüge *I* und *II* (Blättchen hell), im letzteren schwächen sie sich gegenseitig, so daß das Blättchen dunkel erscheint. Ob der eine oder der andere Fall eintritt, hängt von dem Unterschied der Wege ab, den die Lichtwellenzüge *I* und *II* zurücklegen, bis sie wieder zusammentreffen. Dieser Weg unterschied δ ist nach Abb. 70 von den Wegstrecken $y' + z'$ bzw. x abhängig, d. h. von der Dicke des Blättchens und dem Einfallswinkel des Lichtes. Fällt einfarbiges Licht der Wellenlänge λ auf, so könnte man glauben, daß das Blättchen dunkel erscheint, wenn δ ein ungerades Vielfaches von $\lambda/2$ ist, und hell, wenn δ ein gerades Vielfaches von $\lambda/2$ ist. In Wirklichkeit ist es aber umgekehrt, denn der Strahl *I* wird am optisch dünneren, der Strahl *II* am optisch dichteren Medium reflektiert. Dadurch wird insgesamt ein Phasenunterschied von $\Delta = \delta + \lambda/2$ zwischen *I* und *II* bedingt. Die Lichtwellen *I* und *II* verhalten sich bei der Reflexion ähnlich wie Seilwellen, die einmal am freien Ende, das andere Mal an einer festen Wand zurückgeworfen werden (§ 4). Fällt weißes Licht ein, so wird nur Licht einer bestimmten Farbe ausgelöscht, z. B. $\lambda = 0{,}7\,\mu$ (Rot). Für dieses rote Licht ist dann Δ gleich einem ungeraden Vielfachen von $\lambda/2$, nicht aber für die anderen Farben des weißen Lichtes.



Ab. 70. Reflexion am dünnen Blättchen. Strahlenverlauf

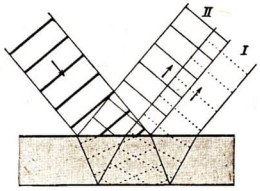


Abb. 71. Reflexion am dünnen Blättchen. Wellenverlauf

Diese werden daher durch Interferenz nicht ausgelöscht. Das Blättchen leuchtet grün, d. h. in der Komplementärfarbe des ausgelöschten roten Lichtes.

So erklären sich die schönen Farben, die dünne Schichten farbloser Körper im reflektierten weißen Licht zeigen. Die verschiedenen Stellen leuchten in verschiedenen Farben, weil meist die Dicke der Schicht und der Einfallswinkel des Lichtes von Ort zu Ort wechseln. Die Abhängigkeit des Gangunterschiedes Δ von der Dicke und dem Einfallswinkel läßt sich sehr gut erkennen, wenn man den Luftzwischenraum zwischen zwei lose aufeinanderliegenden Spiegelglasplatten durch Druck verändert und im reflektierten Licht einer mit Natrium gefärbten Flamme betrachtet. Man sieht dann scharf begrenzte dunkle Interferenzstreifen. Diese beginnen zu wandern, wenn man die Platten aufeinanderdrückt oder den Einfallswinkel verändert. Im durchfallenden Licht erscheinen dünne Blättchen in der Komplementärfarbe des zurückgeworfenen Lichtes.

2. Die Newtonschen Ringe. Bei seinen optischen Untersuchungen ist schon Newton mit den Interferenzerscheinungen in dünnen Blättchen bekannt geworden. Er hat die Farben in dünnen Luftschichten beobachtet, als er Glasprismen aufeinanderkittete. Er hat erkannt, daß die Farben mit der Dicke der Luftschicht zusammenhängen, und hat dann folgenden Versuch angestellt, der nach ihm benannt ist: Auf einer ebenen Platte liegt eine plankonvexe Linse. Dadurch wird zwischen Platte und Linse eine Luftschicht abgegrenzt, deren Dicke an der Berührungsstelle der beiden Körper 0 ist und nach außen zunimmt. Fällt senkrecht auf die Linse von oben einfarbiges Licht, z. B. Natriumlicht, so erscheint im reflektierten Licht die Mitte dunkel und umgeben von vielen Ringen, wie Abb. 72 zeigt. Im durchfallenden Licht ist die Mitte hell, und die hellen Ringe liegen an den Stellen, die im reflektierten Licht dunkel waren. Im weißen Licht sind die Ringe farbig, und zwar ist im reflektierten Licht die Farbe des engsten Ringes violett. Abb. 73 zeigt die Erscheinung für rotes und blaues Licht.

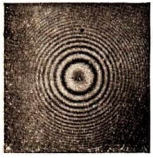


Abb. 72. Newtonsche Ringe im Natriumlicht



Abb. 73. Newtonsche Ringe im roten und blauen Licht



Abb. 74. Interferierende Wellen

Wir können das Auftreten der farbigen Ringe H durch Interferenz zweier Lichtwellenzüge erklären (Abb. 74), die an der Kugelfläche der Linse und der oberen Fläche der Glasplatte reflektiert werden. Es bildet also der Luftzwischenraum zwischen Linse und Platte gewissermaßen ein dünnes Blättchen.

Zwischen der Dicke des Blättchens d an der Stelle, wo ein dunkler Ring entsteht und dem Radius r der Kugelfläche der Linse besteht die Beziehung (Abb. 75):

$$\overline{AC}^2 = d \cdot BC = d \cdot 2r.$$

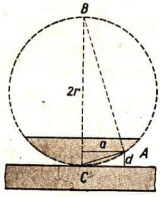


Abb. 75. Erklärung der Newtonschen Ringe

Da näherungsweise AC gleich dem Radius a des dunklen Ringes gesetzt werden kann, ist $a^2 = d \cdot 2r$.

An dieser Stelle müssen die an der oberen Fläche der Platte reflektierten Lichtwellen einen um $2d$ längeren Weg als die an der unteren Fläche der Linse zurückgeworfenen Lichtwellen zurücklegen. Da das Licht oben am optisch dünneren und unten am optisch dichteren Stoff zurückgeworfen wird, tritt noch ein Phasenunterschied von $\lambda/2$ auf. In Wellenlängen λ gemessen, beträgt also der Gangunterschied Δ zwischen den beiden an dieser Stelle interferierenden Lichtwellen

$$\Delta = 2d - \lambda/2.$$

Sie löschen einander nach § 9 aus, wenn

$$\Delta = 2d - \frac{\lambda}{2} = (2k-1)\frac{\lambda}{2},$$

mithin

$$2d = 2k \cdot \frac{\lambda}{2} \qquad (k = 1, 2, 3 \ldots)$$

ist. Bedeutet nun a_n den Radius des $n$ten Ringes, so folgt aus $a_n^2 = d \cdot 2r$

$$2d = \frac{a_n^2}{r},$$

also

$$\frac{a_n^2}{r} = 2n \cdot \frac{\lambda}{2}, \quad \text{oder} \quad \lambda = \frac{a_n^2}{r \cdot n}.$$

Die Newtonschen Ringe sind demnach, wenn r bekannt ist, sehr geeignet zur Bestimmung der Wellenlänge des Lichtes.

3. Die Lichtgeschwindigkeiten in verschiedenen Stoffen. Füllen wir den Raum zwischen Linse und ebener Platte mit Wasser aus, so finden wir eine andere Wellenlänge für dieselbe Farbe. Vom Standpunkt der Wellentheorie kann diese Änderung nur dadurch erklärt werden, daß sich Lichtschwingungen von der Frequenz f in Luft nach der Formel $c = f \cdot \lambda$ und in Wasser nach der Formel $c_1 = f \cdot \lambda_1$ fortpflanzen. Daraus ergibt sich

$$c_1 : c = \lambda_1 : \lambda,$$

d. h., die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in einem anderen Mittel als Luft kann leicht durch die Bestimmung der Wellenlänge des Lichtes gemessen werden (vgl. § 9).

Zur Übung: Bei der Beobachtung der Newtonschen Ringe werden gemessen: der Radius des dritten Ringes $r_1 = 2{,}6$ mm und zur Kontrolle derjenige des zehnten Ringes $r_2 = 4{,}8$ mm. Der Krümmungsradius der Linse beträgt 4 m. Wie groß ist die Wellenlänge des Lichtes? Welche Farbe hat das benutzte Licht?

§ 11. Die Beugung des Lichtes

Schon bevor man etwas von der Wellennatur des Lichtes wußte, hat Grimaldi[1]) die Beobachtung gemacht, daß Licht, das durch ein enges Loch hindurchgeht, aus seiner Richtung abgebogen oder „gebeugt" wird (Abb. 76). Vom Standpunkt der Wellentheorie muß erwartet werden, daß sich das Licht so verhält. Wir wollen im folgenden die wichtigsten Fälle der Lichtbeugung besprechen.

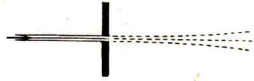


Abb. 76. Beugung des Lichtes

1. Beugungserscheinungen an einem schmalen Schirm. Ein breiter Schirm, der in ein Bündel paralleler Strahlen gestellt ist, wirft einen geometrisch scharfen Schatten. Ersetzen wir den Schirm durch immer schmalere Schirme oder durch einen dünnen Draht, so wird der Schatten immer unschärfer und löst sich schließlich bei Verwendung von weißem Licht in eine Anzahl farbiger Streifen auf. In einfarbigem Licht erhält man helle und dunkle Streifen. Kennzeichnend ist, daß in der Mitte des geometrischen Schattens Helligkeit auftritt. Abb. 77 zeigt mehrere helle Streifen im Schatten. Sie sind symmetrisch zur Mitte angeordnet.

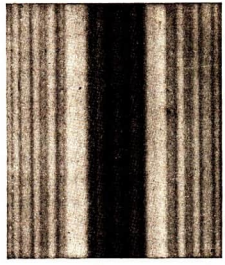


Abb. 77. Beugungsstreifen hinter einem dünnen Draht

Vergleichen wir diesen Versuch mit dem entsprechenden Versuch an Wasserwellen (§ 6), so erkennen wir die Übereinstimmung der Ergebnisse. In Abb. 56 sieht man deutlich, daß Wellen hinter das Hindernis gelangen und dort interferieren. Die Wasseroberfläche ist von Streifen durchzogen, in denen sie ruhig bleibt. Diese Streifen entsprechen den dunklen Streifen des Schattens auf dem Schirm in Abb. 77.

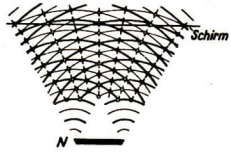


Abb. 78
Entstehung der Beugungsbilder hinter einem Hindernis

Für diese Erscheinung finden wir eine einfache Erklärung auf Grund der Beugung der Lichtwellen. Gehen die Lichtwellen an den Rändern des Hindernisses N vorbei, so werden sie gebeugt, wie Abb. 78 andeutet. In den Schattenraum dringen von beiden Seiten Lichtwellen ein. Diese interferieren wie die Lichtwellen beim Fresnelschen Spiegelversuch. Da sich in der Mitte des Schattens Lichtwellen treffen, die den Phasenunterschied 0 haben, entsteht dort ein heller Streifen.

Die Mitte des Schattens ist hell.

1) Francesco Maria Grimaldi, 1618—1663, Italien

Symmetrisch zu beiden Seiten liegen dunkle und helle Streifen wie beim Fresnelschen Spiegelversuch (§ 9). Mißt man den Abstand s der beiden mittleren dunklen Streifen, die Breite d des Hindernisses und die Entfernung a des Schirmes, auf dem man die Streifen beobachtet, von dem schattenwerfenden Körper, so ergibt sich die Wellenlänge des Lichtes zu

$$\lambda = \frac{s \cdot d}{a}.$$

Zur Übung: Man bestimme die Wellenlänge des roten, gelben und blauen Lichtes durch den Abstand der Beugungsstreifen im Schatten.

2. Beugung am Rande eines Schirmes. Zu beiden Seiten des Schattens unseres schmalen Schirmes nehmen wir helle und dunkle Streifen wahr, deren gegenseitiger Abstand nach außen hin abnimmt, ähnlich wie bei den Newtonschen Ringen. Man kann ferner erkennen, daß bei der Verwendung weißen Lichtes die Streifen aus schmalen Spektren bestehen. Dasselbe kann man auch beobachten, wenn man das Licht an dem Rand eines breiten schattenwerfenden Körpers vorbeigehen läßt. Abb. 79 zeigt eine Aufnahme dieser Erscheinung. Man stellt fest, daß im Schatten eines breiten Körpers keine Streifen vorhanden sind, daß aber der Schattenrand verwaschen ist, und seitwärts dunkle Streifen mit nach außen abnehmendem Abstand auftreten.



Abb. 79
Beugung am Rande eines breiten Schirmes

3. Beugung am schmalen Spalt. Schneidet man mit einem scharfen Messer einen Spalt in ein Kartenblatt und blickt durch ihn hindurch nach einer brennenden Kerze, so erscheint die Flamme verbreitert, und zu beiden Seiten bemerkt man farbige Beugungsstreifen. Krümmt man das Blatt zylinderförmig, so weichen die Ränder des Spaltes etwas auseinander, er wird also breiter. Gleichzeitig beobachtet man, daß die Beugungsstreifen näher nach der Mitte zusammenrücken und schließlich fast ganz verschwinden. Die Abhängigkeit der Erscheinung von der Breite des Spaltes kann man auch feststellen, wenn man durch Ritzen der Schicht einer ungebrauchten oder auch einer geschwärzten photographischen Platte Spalte verschiedener Breite herstellt. An diese subjektiven Beobachtungen schließen wir einen objektiven Versuch an. Lassen wir einfarbiges paralleles Licht durch einen schmalen Spalt auf einen Schirm fallen, so entsteht kein scharf begrenztes geometrisches Spaltbild, sondern zu beiden Seiten des hellen Spaltbildes erblickt man eine Anzahl dunkler und heller Streifen (Abb. 80). Im weißen Lichte sind diese Beugungsstreifen farbig.

Aus dem Verhalten von Wasserwellen (Abb. 54) könnten wir schließen, daß der Schirm hinter dem schmalen Spalt nach außen gleichmäßig abnehmend beleuchtet würde. Das ist aber nicht der Fall, weil die Spaltbreite mehr als 100 mal so groß wie die Wellenlänge des Lichtes ist, während

sie bei den Wasserwellen nur einen Bruchteil der Länge der Wellen im Wasser beträgt. Die Wege der Lichtwellen, die von den Rändern des Spaltes an einer Stelle des Schirmes auftreffen, weisen Unterschiede bis zu vielen Wellenlängen auf. So erklärt sich, daß Interferenzstreifen im Schattenraum und seitlich von ihm wie bei der Beugung am schmalen Schirm entstehen.

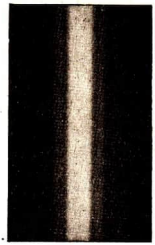


Abb. 80. Beugung am schmalen Spalt

Das Huygenssche Prinzip erklärt Einzelheiten des Vorganges. Jeder Punkt der Spaltöffnung ist als Ausgangspunkt einer Elementarwelle anzusehen. Die Überlagerung der Wellen ergibt die beobachtete Erscheinung. Zunächst sieht man, daß in der Mitte des Spaltbildes die hellste Stelle des Beugungsbildes liegen muß, denn die hier auftreffenden Strahlen befinden sich paarweise im gleichen Schwingungszustand. Um die Entstehung der beiden ersten seitlichen dunklen Streifen zu erklären, denken wir uns in dem Schirm GG (Abb. 81) die Spaltbreite XY durch ihre Mitte M geteilt. Jeden Punkt von XY sehen wir als Ausgangspunkt eines Strahles an, der nach dem betrachteten dunklen Streifen hin gerichtet ist. Wir betrachten also ein Bündel paralleler Strahlen, die unter dem Beugungswinkel α aus ihrer ursprünglichen Richtung abgelenkt sind. Wir fällen von X das Lot auf diese Strahlen. Ehe die Strahlen das Lot treffen, haben sie sehr verschiedene Wege zurückgelegt. In der Abb. 81 sind 24 Strahlen gezeichnet. Der 1. und 13. gehören zu Wellen mit einem Gangunterschied von $\lambda/2$. Entsprechendes gilt vom 2. und 14. Strahl usw. Vereinigt man die Strahlen auf dem Schirm durch eine Linse, so erhält man den ersten dunklen Streifen. Ähnlich erklären wir die Entstehung der ersten hellen seitlichen Streifen. Wir teilen jetzt die 24 unter einem größeren Beugungswinkel abgelenkten Strahlen in drei Gruppen zu je 8 Strahlen (Abb. 82), so daß die zum 1. und 9., zum 2. und 10., zum 9. und 17. gehörenden Wellen einen Gangunterschied von $\frac{1}{2}\lambda$ haben. Von drei zugeordneten Strahlen der drei Gruppen löschen sich immer zwei aus, der dritte liefert Licht für den ersten hellen Beugungsstreifen. Die Helligkeit des Streifens ist aber gegenüber dem ungestörten Licht vermindert. Entsprechende Überlegungen kann man für die weiteren hellen und dunklen Streifen anstellen. Abb. 83

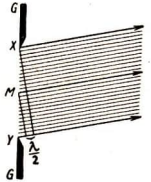


Abb. 81. Erklärung der Entstehung der ersten seitlichen dunklen Streifen

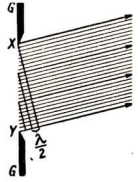


Abb. 82. Erklärung der Entstehung der ersten seitlichen hellen Streifen

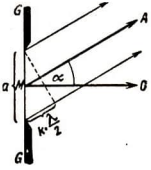


Abb. 83. Zusammenhang zwischen Beugungswinkel, Spaltbreite und Wellenlänge

gibt den Zusammenhang zwischen Beugungswinkel $A\,M\,O = \alpha$, Spaltbreite a und Wellenlänge λ

$$\sin \alpha = \frac{k \cdot \lambda}{2a} \qquad (k = 2, 3, 4 \ldots)$$

Jedes k (außer $k = 1$) kennzeichnet ein Streifenpaar, das symmetrisch zur Mitte ($k = 0$) liegt.

Die Mitte ($k = 0$) ist hell; die ersten dunklen Streifen entstehen für $k = 2$, die ersten hellen für $k = 3$.

4. Beugung am optischen Gitter. Die Beugungserscheinungen an einem einzelnen Spalt sind recht lichtschwach. Man könnte annehmen, daß sie bei Verwendung mehrerer Spalte heller werden. Fraunhofer machte einen Versuch mit vielen Spalten.

Ein System einer großen Zahl von feinen parallelen Spalten bezeichnet man als ein optisches Gitter, die Spalte selbst als Linien. Man kann ein solches Gitter auf Glas herstellen, indem man die Oberfläche mit einem Diamanten ritzt. Dann kann nur an den nicht geritzten Stellen das Licht ungehindert hindurchtreten. Diese wirken dann wie Spalte.

Betrachten wir durch ein solches Gitter eine brennende Kerze, so erscheint ihr Bild wie bei der Betrachtung ohne Gitter, aber zu beiden Seiten beobachtet man helle Spektren, bei denen das violette Ende der Flamme zugekehrt ist.

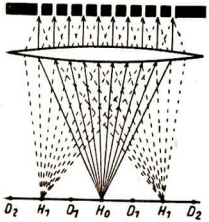


Abb. 84. Beugung am Gitter

Wir lassen auf das Gitter paralleles weißes Licht, das von einem schmalen Spalt ausgeht, senkrecht auffallen und stellen diesen Spalt parallel zu den Linien des Gitters. Vereinigen wir das hindurchgetretene Licht mit Hilfe einer Linse auf einem Schirm, so erhält man auf diesem in der Mitte ein helles, scharfes Bild des Ausgangsspaltes in weißer Farbe. Zu beiden Seiten erblickt man in symmetrischer Anordnung eine Reihe Spektren, deren Helligkeit von der Mitte aus abnimmt. Verwenden wir einfarbiges Licht, dann erhalten wir bei der gleichen Versuchsanordnung auf dem Schirm in der Mitte wieder ein Bild des Ausgangsspaltes und seitlich davon eine Reihe scharfer Spaltbilder (Abb. 84). Alle Bilder H_0, H_1 haben die Farbe der Lichtquelle. Zwischen ihnen ist der Schirm dunkel (bei D_1; D_2). Nach dem Huygensschen Prinzip gehen von jeder Stelle der zahlreichen Spalte des Gitters Elementarwellen aus. Die Beobachtung zeigt, daß die meisten davon sich gegenseitig vernichten und nur ganz bestimmte sich zu scharfen, hellen Spaltbildern vereinigen.

Um diese Erscheinung zu verstehen, untersuchen wir zunächst die Beugung an einem Doppelspalt. Wir lassen paralleles, einfarbiges Licht durch zwei parallele und gleich schmale Spalte hindurchgehen. Entsprechende Ränder

der Spalte seien um b voneinander entfernt (Abb. 85). Das durch jeden dieser Spalte hindurchtretende Licht wird so gebeugt, wie wir es bei einem einzigen Spalt gesehen haben. Die Beugungsbilder beider Spalte überlagern sich auf dem Schirm. Dabei kommen jeweils zwei parallele Strahlenbündel S_1 und S_2 zur Interferenz. Für den gemeinsamen Ablenkungswinkel α von S_1 und S_2 ergibt sich aus der Abbildung folgende Beziehung:

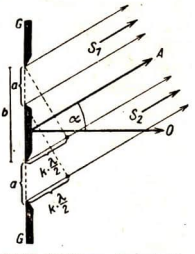


Abb. 85. Beugung am Doppelspalt

$$\sin\alpha = \frac{k\cdot\frac{\lambda}{2}}{b}. \qquad (k = 1, 2, 3\ldots)$$

Ist k ungerade, unterscheiden sich die Strahlen von S_1 und S_2 also um $\frac{\lambda}{2}$, $3\cdot\frac{\lambda}{2}$, $5\cdot\frac{\lambda}{2}\ldots$, so vernichten sie sich, und es tritt ein dunkler Beugungsstreifen auf. Geraden Werten von k hingegen entsprechen Strahlenbündel S_1 und S_2, deren Strahlen im gleichen Schwingungszustande aufeinander treffen und an der entsprechenden Stelle daher Helligkeit erzeugen.

Die Formeln für die Beugung am einfachen Spalt und am Doppelspalt sehen äußerlich gleich aus, a und b haben aber verschiedene Bedeutung, und für gleiche Werte von k ergeben sich in dem einen Fall Dunkelheit, im anderen Helligkeit.

Das für einen Doppelspalt gefundene Gesetz gilt auch entsprechend für ein aus einer großen Zahl paralleler Spalte von gleichem gegenseitigem Abstande bestehendes Gitter.

Beugungsstreifen größter Helligkeit treten daher bei einem Gitter nur für solche Ablenkungswinkel α auf, für die $\sin\alpha = 2\cdot\frac{\frac{\lambda}{2}}{b}$; $\sin\alpha = 4\cdot\frac{\frac{\lambda}{2}}{b}$, $\sin\alpha = 6\cdot\frac{\frac{\lambda}{2}}{b}$ ist (Abb. 85).

An allen anderen Stellen treffen Wellen mit sehr verschiedenem Gangunterschied aufeinander und schwächen sich. Man kann durch mathematische Überlegungen in Übereinstimmung mit Versuchen nachweisen, daß an den zuletzt genannten Stellen sich die Wellen durch Interferenz vernichten, und zwar um so vollkommener, je zahlreicher die Spalte sind und je regelmäßiger ihre Anordnung ist. Mit der Zahl der Spalte erhöht sich gleichzeitig die Helligkeit der abgebeugten Spaltbilder. Die Lage der hellen Spaltbilder ist bestimmt durch:

$$\sin\alpha = \frac{k\cdot\lambda}{b}. \qquad (k = 0, 1, 2\ldots)$$

In dieser Gleichung bedeutet b die Summe der Breite eines Spaltes und eines undurchlässigen Zwischenraumes. Man nennt b die **Gitterbreite** oder **Gitterkonstante.**

Es ist gelungen, Gitter von außerordentlicher Feinheit herzustellen, die auf einer Strecke von 1 mm mehr als 800 Linien enthalten. Damit kann man die Wellenlänge des Lichtes nach der oben angegebenen Gleichung sehr genau messen. Den Winkel α bestimmt man aus dem Abstand der Beugungsbilder von dem hellen Spaltbild in der Mitte und der Entfernung des Gitters vom Schirm.

Bei Verwendung von rotem Licht liegen die Beugungsbilder weiter auseinander, bei blauem Licht sind ihre Zwischenräume geringer.

Durch ein optisches Gitter werden von einem Spalt helle Beugungsbilder erzeugt. Rotes Licht wird stärker abgelenkt als blaues.

5. Das Beugungsspektrum. Abb. 86 deutet an, welchen Abstand die durch ein und dasselbe Gitter erzeugten Beugungsstreifen für rotes und violettes Licht besitzen. Die Beugungsstreifen des gelben, grünen, blauen Lichtes liegen zwischen diesen. Läßt man durch einen Spalt weißes Licht auf das Gitter fallen, so entsteht in der Mitte ein weißes Spaltbild. Zu beiden Seiten erblickt man breite Spektren 1., 2., 3. Ordnung, je nachdem, ob sie aus den 1., 2., 3.... seitlichen Beugungsstreifen zusammengesetzt sind. Bis auf das Spektrum 1. Ordnung überdecken diese Spektren einander.

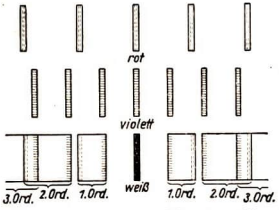


Abb. 86. Beugungsstreifen und Beugungsspektrum

Spektren, die durch ein Gitter erzeugt werden, nennt man auch Gitterspektren.

In ihnen ist das rote Licht am stärksten und das violette am wenigsten abgelenkt. Der rote Teil ist breiter und der violette Teil schmaler als in dem

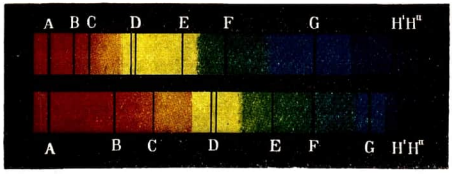


Abb. 87. Prismen- und Gitterspektrum

durch ein Prisma erzeugten Spektrum (Prismenspektrum, Abb. 87). Die Abstände der farbigen Spaltbilder eines Gitterspektrums von dem weißen Spaltbild in der Mitte sind proportional $\operatorname{tg}\alpha$. Für kleine Winkel kann man mit großer Annäherung $\operatorname{tg}\alpha$ durch $\sin\alpha$ oder α ersetzen. Wenn wir

uns auf das Spektrum erster Ordnung beschränken, so erkennen wir, da dann $\alpha = \frac{\lambda}{b}$ ist, daß in diesem Spektrum das Licht proportional seiner Wellenlänge abgelenkt wird. Man nennt ein solches Spektrum daher auch normales Spektrum. Gitterspektren kann man benutzen, um die Wellenlänge des Lichtes genau zu messen und die Spektren zu untersuchen.

Die am Gitter beobachteten Beugungserscheinungen kann man auch feststellen, wenn man durch ein regelmäßiges, engmaschiges Seidengewebe, z. B. einen Regenschirm oder Müllergaze nach einer wenig ausgedehnten Lichtquelle blickt. Man sieht dann mehrere Reihen schmaler Spektren, von denen die eine Gruppe auf der anderen senkrecht steht. Dreht man das Gewebe, so dreht sich die Erscheinung mit. Verschiebt man es nur zur Seite, so ändert sich nichts. Jede Öffnung der Gaze wirkt wie ein winziger Spalt und das ganze Gewebe wie ein Kreuzgitter mit zwei Systemen senkrecht aufeinanderstehender Spalte. Die Gitterkonstante ist in dem angegebenen Falle etwa $b = 0{,}15$ mm. Auch eine Vogelfeder erweist sich als ein regelmäßiges Kreuzgitter. Die Reihen der Spalte und der entsprechenden Beugungsspektren bilden aber einen schiefen Winkel miteinander.

Eine eindrucksvolle Erscheinung erhält man, wenn man eine Glasplatte mit Bärlappsporen (Lykopodium) einstäubt und die Lichtquelle durch sie hindurch betrachtet. Man erblickt dann um die Lichtquelle herum mehrere Systeme von Ringen in den Spektralfarben. Diesmal ändert sich der Anblick auch beim Drehen der Platte nicht. Die Erklärung ist dadurch gegeben, daß die Platte nach jeder Richtung hin ein Gitter von gleicher geometrischer Anordnung darstellt. Die Gitterkonstante stimmt annähernd mit dem Durchmesser einer Spore überein. Man kann daher eine solche Vorrichtung auch benutzen, um die durchschnittliche Größe einer Spore zu bestimmen, wenn man die Wellenlänge des Lichtes als bekannt voraussetzt. Für den Durchmesser einer Spore findet man in guter Übereinstimmung mit mikroskopischen Beobachtungen $d = 0{,}03$ mm. Macht man einen entsprechenden Versuch mit Pollen einer Kiefer, so erkennt man das größere Korn sogleich an der Verengung der Beugungsringe.

Ähnliche Erscheinungen beobachtet man an Fensterscheiben, die mit einer dünnen Schicht von Eiskristallen beschlagen sind. Auch die farbigen Mondhöfe sind Beugungserscheinungen entsprechender Art.

§ 12. Die Polarisation des Lichtes

1. Die Doppelbrechung des Lichtes im Kalkspat. Die Erscheinungen der Beugung und Interferenz sprechen zwar für die Wellennatur des Lichtes, sie sagen aber nichts darüber aus, ob die Schwingungen der Lichtwellen transversal oder longitudinal erfolgen.



Abb. 88. Doppelbrechung im Kalkspat

Das Verhalten des Lichtes beim Durchgang durch Kristalle hat bei der Klärung der Ansichten über die Natur des Lichtes eine wichtige Rolle gespielt. Blickt man durch einen natürlichen Kalkspatkristall, so erscheinen die dahinterliegenden Gegenstände doppelt (Abb. 88). Jeder Strahl des auffallenden Lichtes muß sich also in zwei Strahlen gespalten haben. Man spricht daher von Doppelbrechung. Ein Lichtstrahl, der bereits durch

einen Kalkspat doppelt gebrochen worden ist, erfährt nicht nochmals eine doppelte Brechung, wenn er durch einen zweiten Kristall in gleicher Stellung geht (Abb. 89). Man beobachtet dagegen vier Strahlen, wenn der zweite Kristall eine andere Stellung hat (Abb. 89).

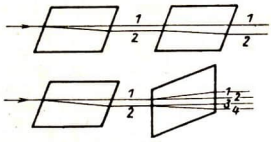


Abb. 89. Wiederholter Durchgang des Lichtes durch Kalkspat

Ein Jahrhundert lang hat die Frage, wie diese Tatsache zu erklären sei, die Physiker beschäftigt. Aufklärung gab eine Entdeckung des französischen Ingenieurs Malus[1]). Dieser beobachtete 1808, daß das Licht der Sonne, das von einem Fenster unter einem bestimmten Winkel reflektiert wurde, beim Durchgang durch einen Kalkspatkristall bei einer bestimmten Stellung des Kristalls nicht aufgespalten wurde. Das von der Fensterscheibe reflektierte Licht mußte also eine Änderung erfahren haben. Malus wählte für die Erscheinung das Wort **„Polarisation"**. Wir wollen nun den Vorgang näher untersuchen.

2. Polarisation des Lichtes durch Reflexion. Wir lassen ein Bündel paralleler Lichtstrahlen L unter einem Einfallswinkel von 50° bis 60° auf eine auf der Rückseite geschwärzte Spiegelglasplatte P fallen (Abb. 90) und bringen einen zweiten ebensolchen Spiegel A so an, daß ihn der von P reflektierte

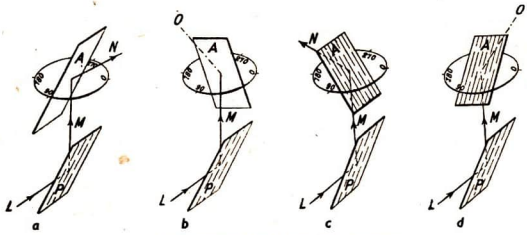


Abb. 90. Polarisation des Lichtes durch Reflexion

Strahl M unter demselben Einfallswinkel trifft. Er wird an A als Strahl N reflektiert. Drehen wir nun den Spiegel A unter Beibehaltung des Einfallswinkels um den Strahl M als Achse nacheinander in die dargestellten Lagen, so ändert der von A zurückgeworfene Strahl N viermal seine Helligkeit. Die größte Helligkeit tritt ein, wenn die Einfallsebenen der an P und A reflektierten Strahlen zusammenfallen (Abb. 90a und c), die geringste, wenn diese Einfallsebenen aufeinander senkrecht stehen (Abb. 90b und d). Die Erscheinung ist besonders deutlich, wenn der für beide Spiegel gleiche Einfalls-

1) Malus, Etienne, 1775—1812, Paris

winkel 55° beträgt. Dann wird in den Stellungen b und d die Intensität des zweimal reflektierten Strahles fast Null.

Durch die Spiegelung an P muß also das Licht des Strahles L verändert worden sein, denn es besitzt nach der Zurückwerfung an P in zwei aufeinander senkrechten Richtungen verschiedene Eigenschaften. Derartig verändertes Licht nennt man **polarisiertes** Licht, die Einfallsebene für den Strahl L bei der Reflexion an P heißt **Polarisationsebene,** der ausgezeichnete Einfallswinkel von 55° **Polarisationswinkel.**

Eine Vorrichtung, die polarisiertes Licht erzeugt, heißt Polarisator, diejenige, mit der man polarisiertes Licht nachweisen kann, nennt man Analysator. In dem beschriebenen Versuch ist also P der Polarisator und A der Analysator.

Licht, das unter dem Einfallswinkel 55° von Glas reflektiert wird, ist vollständig polarisiert.

Auch bei der Reflexion an anderen Stoffen wird Licht polarisiert. Die Größe des Polarisationswinkels hängt von der Art des Stoffes ab. Wollen wir einfacher als bisher nachprüfen, ob Licht polarisiert ist, so benutzen wir eine quadratische Pyramide, deren Seitenflächen aus vier spiegelnden, dreieckigen Glasplatten bestehen, die mit der Grundfläche einen Winkel von 55° bilden (Abb. 91). Auf sie trifft dann das zur Pyramidenachse parallel einfallende Licht unter dem Einfallswinkel 55° auf. Ist das Licht nicht polarisiert, so reflektieren die vier Flächen gleich stark. Auf dem Schirm, der die Pyramide trägt, zeichnen sich dann vier dreieckige Flächen von gleicher Helligkeit ab. Ist es vollständig polarisiert, so reflektieren bei einer bestimmten Stellung der Pyramide nur zwei Flächen (Abb. 92). Reflektieren beim Einfall eines anderen Lichtbündels die beiden anderen Flächen, so nennt man das Licht senkrecht zum ersten polarisiert. Tritt eine Bevorzugung zweier gegenüberliegender Flächen auf, ohne daß jedoch die Spiegelung an dem anderen Flächenpaar ganz verschwindet, so spricht man von „partiell" (teilweise) polarisiertem Licht.

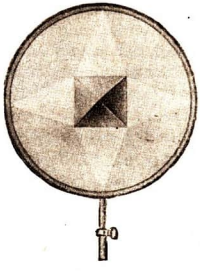


Abb. 91. Nichtpolarisiertes Licht

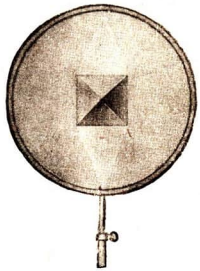


Abb. 92. Polarisiertes Licht

3. Polarisation des Lichtes durch Brechung. Wir lassen nun ein Lichtbündel auf eine Glasplatte unter dem Einfallswinkel 55° auftreffen und sowohl das reflektierte wie das gebrochene Licht auf eine Pyramide fallen, wie wir sie

eben verwendet haben (Abb. 93). Dann erweist sich das reflektierte Licht als vollständig polarisiert. Das gebrochene Licht ist nur teilweise polarisiert. Legt man aber statt einer einzigen 10 bis 12 Glasplatten, einen sog. Plattensatz, unter dem Einfallswinkel 55° in den Lichtweg, so ist auch das gebrochene Licht fast vollständig polarisiert.

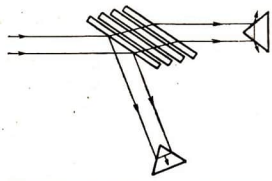


Abb. 93. Polarisation des Lichtes durch Brechung

Licht, das unter dem Einfallswinkel 55° durch einen Glasplattensatz getreten ist, ist um so vollständiger polarisiert, je größer die Zahl der Platten ist.

Untersuchen wir das reflektierte und gebrochene Licht gleichzeitig durch Spiegelpyramiden in der angegebenen Weise, so stellen wir fest:

Das reflektierte Licht ist senkrecht zum gebrochenen Licht polarisiert.

4. Das Licht als transversale Wellenbewegung. Was sagen diese Erfahrungstatsachen über die Natur des Lichtes aus?

a) Bestände das Licht aus longitudinalen Wellen, so erfolgten die Schwingungen in der Richtung der Lichtstrahlen (Abb. 94). Dreht man den Spiegel um den einfallenden Lichtstrahl als Achse, so würde in diesem Fall sich nichts in der gegenseitigen Lage von Spiegel und Schwingungsrichtung ändern. Es ist daher unmöglich, die Polarisation durch Reflexion longitudinaler Wellen zu erklären, da der Lichtstrahl dann in jeder Stellung des Spiegels in derselben Stärke reflektiert werden müßte.



Abb. 94. Reflexion longitudinaler Wellen bei gedrehtem Spiegel

b) Besteht aber das Licht aus transversalen Wellen, so erfolgen die Schwingungen (deren physikalische Natur in § 22,2 behandelt wird) senkrecht zum Lichtstrahl. Trifft dann z. B. ein Lichtstrahl so auf den Spiegel, daß die Schwingungen senkrecht zur Einfallsebene liegen, und ein anderer Lichtstrahl so, daß seine Schwingungen parallel zur Einfallsebene gerichtet sind, dann besteht in beiden Fällen ein Unterschied in der gegenseitigen Lage von Schwingungsrichtung und Einfallsebene. Man könnte dann verstehen, daß z. B. der Lichtstrahl in Abb. 95 besser in den Spiegel eindringt und der Lichtstrahl in Abb. 96 besser reflektiert wird. Es könnte aber auch umgekehrt sein. Eine Entscheidung können wir durch Versuche nicht treffen.

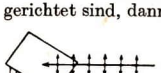


Abb. 95 Abb. 96

Reflexion transversaler Wellen

Wichtig ist allein, daß es keine andere einfache Erklärung für die Polarisationserscheinungen gibt als die, daß das Licht aus transversalen Wellen besteht.

Das Licht besteht aus transversalen Wellen.

Wir haben an unseren Versuchen über die Polarisation durch Spiegelung gesehen, daß die Ebene, in der die Schwingungen des polarisierten Strahles erfolgen, in einfacher Weise mit der Einfallsebene zusammenhängen muß, und wir definieren nun, daß in dem reflektierten, nunmehr polarisierten Strahle die Schwingungen senkrecht zur Einfallsebene verlaufen. Wir müssen uns dann folgerichtig in Übereinstimmung mit den Versuchen vorstellen, daß bei der Polarisation durch Brechung an einem Plattensatz die Schwingungen des gebrochenen Strahles parallel zur Einfallsebene liegen. Die Schwingungen eines polarisierten Lichtstrahles sind in jedem Falle senkrecht zur Polarisationsebene.

Bei einem Lichtstrahl, wie er von einer gewöhnlichen Lichtquelle ausgesandt wird, erfolgen die Schwingungen in allen möglichen Richtungen senkrecht zum Strahl. Die Veränderung des Lichtes bei der Polarisation durch Spiegelung und durch Brechung besteht also darin, daß die Mannigfaltigkeit der Schwingungsebenen auf je eine bestimmte beschränkt wird.

In einem natürlichen Lichtstrahl erfolgen die Schwingungen senkrecht zum Lichtstrahl in allen möglichen Richtungen.

In einem polarisierten Lichtstrahl erfolgen die Schwingungen senkrecht zum Lichtstrahl in einer bestimmten Ebene.

5. Der Durchgang des Lichtes durch Kristalle. In vielen durchsichtigen Kristallen, die nicht dem regulären System angehören, wird das Licht wie im Kalkspat doppelt gebrochen. Kalkspat ist kristallisiertes Kalziumkarbonat. Der Doppelbrechung wegen hat er auch den Namen Doppelspat erhalten. Seine Kristalle sind Rhomboeder (Abb. 88). Die Verbindungslinien der beiden Ecken, in denen drei stumpfe Winkel zusammenstoßen, heißt die kristallographische Hauptachse oder optische Achse. Jede durch sie hindurchgelegte oder zu ihr parallele Ebene heißt Hauptschnitt.



Abb. 97
Ordentlicher und außerordentlicher Strahl bei der Doppelbrechung des Lichtes im Kalkspat

Läßt man in E (Abb. 97) auf die vordere Begrenzungsfläche einer Kalkspatplatte einen Lichtstrahl L senkrecht auffallen, so wird er in zwei nach dem Austritt parallele Strahlen O und A zerlegt. Der Strahl O geht ungebrochen hindurch und genügt damit dem Snelliusschen Brechungsgesetz. Er heißt deshalb der **ordentliche Strahl.** Der Strahl A dagegen weicht ab und gehorcht einem anderen Gesetz. Er wird der **außerordentliche Strahl** genannt. Da beide Strahlen verschieden gebrochen werden, müssen sie sich im Kristall auch mit verschiedener Geschwindigkeit

fortpflanzen (§ 8). Beide Strahlen besitzen die gleiche Lichtstärke. Eine nähere Untersuchung zeigt, daß beide senkrecht zueinander polarisiert sind.

Mit Hilfe eines Kalkspatkristalls kann man leicht polarisiertes Licht erzeugen, aber das Auftreten zweier Strahlen ist oft störend. Man hat daher ein Verfahren ersonnen, den einen Strahl, und zwar den ordentlichen, zu beseitigen. Zu diesem Zwecke schleift man die beiden Flächen AB und DC eines Kristalls (Abb. 98 stellt einen Hauptschnitt dar) ein wenig ab, so daß die neuen Endflächen mit den Längskanten Winkel von 68° (statt vorher 71°) bilden und sägt den Kristall längs der Diagonalfläche AC auseinander. Die neu entstandenen Flächen werden sorgfältig geschliffen und mit Kanadabalsam wieder aufeinandergekittet. Fällt nun Licht L auf die Fläche AB ein, so geht der außerordentliche Strahl A mit geringer Verschiebung bei E hindurch. Der ordentliche Strahl O wird aber bei F an der Kanadabalsamschicht total reflektiert.

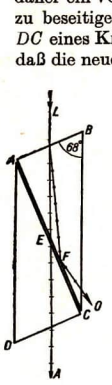


Abb. 98
Strahlengang im Nicolschen Prisma

Ein so vorbereiteter Kristall heißt ein **Nicolsches Prisma**[1]).

In neuester Zeit ist es gelungen, polarisiertes Licht für experimentelle Zwecke durch ein anderes, oft bequemeres Mittel zu erzeugen. Man verwendet eine dünne Schicht von Kristallen einer organischen Substanz, die senkrecht auffallendes Licht als fast vollständig polarisiertes Licht hindurchtreten lassen. Die Schicht befindet sich geschützt zwischen zwei Glasplatten. Solche Polarisatoren heißen **Polarisationsfilter.**

Ordnet man zwei Nicolsche Prismen hintereinander an und blickt hindurch, so ist das Gesichtsfeld hell, wenn die Polarisationsebenen in beiden Prismen parallel sind, und dunkel, wenn sie senkrecht aufeinander stehen. Man unterscheidet dementsprechend **parallele** und **gekreuzte Nicols.** Bringt man bei Benutzung von einfarbigem Licht zwischen gekreuzte Nicols eine senkrecht zur kristallographischen Hauptachse geschnittene Quarzplatte, so wird das Gesichtsfeld aufgehellt. Es tritt wieder Dunkelheit ein, wenn das eine Prisma um einen bestimmten Winkel, der von der Dicke der Quarzplatte abhängt, gedreht wird. Die Polarisationsebene des Lichtes muß also im Quarz eine Drehung erfahren haben („optische Aktivität"). Ähnlich wie Quarz verhalten sich auch andere Stoffe, z. B. eine Zuckerlösung. Bei einer solchen kann man aus der Größe der Drehung der Polarisationsebene des Lichtes auf den Zuckergehalt schließen. Apparate für derartige Untersuchungen heißen Saccharimeter.

Vielfach verwendet man auch an Stelle von Nicolschen Prismen zwei Turmalinkristalle in Form der sog. Turmalinzange. Auch Turmalin spaltet nämlich einen auffallenden Lichtstrahl in zwei polarisierte Strahlen, doch absorbiert der Kristall schon bei geringer Dicke den ordentlichen Strahl, so daß nur der außerordentliche austritt.

---

1) William Nicol, englischer Physiker, 1768—1851

C. Elektromagnetische Wellen

§ 13. Elektrische Eigenschwingungen

Jeder Wechselstrom, der in einem Leiter fließt, ist eine „elektrische Schwingung", denn der Strom und das Magnetfeld, das der Strom erzeugt, ändern periodisch ihre Richtung und Stärke. Auch die Ionen und Elektronen der Leiter, durch die der Wechselstrom fließt, bewegen sich hin und her. Es handelt sich dabei um Schwingungen, deren Schwingungsdauer durch die Umlaufszahl der Wechselstrommaschine bedingt ist, also um aufgezwungene Schwingungen, und nicht um freie, selbständige Schwingungen, wie wir sie im folgenden betrachten wollen.

1. Der Nachweis elektrischer Schwingungen. Wir bilden einen Stromkreis aus einem Kondensator C von etwa 40 Mikrofarad und zwei großen Selbstinduktionsspulen L von je 0,1 Henry und schalten in die Verbindung einen Oszillographen (Abb. 99) ein. Dann laden wir den Kondensator auf 220 V durch kurze Berührung mit den Polen des Gleichstromnetzes auf und schließen den Schalter U. Der Oszillograph zeigt nun, daß in dem Leiterkreis ein Wechselstrom fließt, obwohl keine Wechselstromquelle eingeschaltet ist (Abb. 100). Die Stromstärke nimmt von Schwingung zu Schwingung ab. Wir haben gedämpfte elektrische Schwingungen.

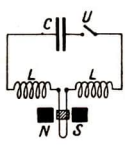
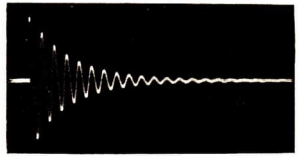


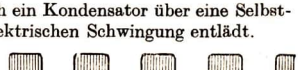
Abb. 99. Nachweis elektrischer Schwingungen


Abb. 100. Gedämpfte elektrische Schwingung

Wir nennen einen aus einer Kapazität und einer Selbstinduktion gebildeten Leiterkreis einen elektrischen Schwingungskreis.

Wir erfahren aus dem Versuch, daß sich ein Kondensator über eine Selbstinduktion in Form einer gedämpften elektrischen Schwingung entlädt.

Schaltet man statt eines Drahtschleifenoszillographen eine Glimmlampe mit ebenen Elektroden in den Schwingungskreis ein, so sieht man im rotierenden Spiegel, daß die Elektroden der Lampe abwechselnd aufleuchten. Es zeigt sich das in Abb. 101 dargestellte Bild. Es läßt ebenfalls erkennen, daß ein Strom durch den Leiterkreis hin und her fließt.


Abb. 101. Schwingende Glimmlichtentladung

Benutzt man an Stelle des Oszillographen eine Funkenstrecke, so springt in ihr ein Funke über, wenn der Kondensator sich entlädt. Wir glauben ein gleichmäßiges Leuchten wahrzunehmen, finden aber, wenn wir den Funken im rotierenden Spiegel betrachten, daß er aus

einer Reihe von hin und her gehenden Entladungen besteht. Abb. 102 zeigt das Bild einer starken Funkenentladung im rotierenden Spiegel.



Abb. 102. Schwingende Funkenentladung

2. Die Schwingungsdauer. Befestigt man eine kleine Glimmröhre R an einer Scheibe so, wie Abb. 103 andeutet, und läßt die Lampe mit der Scheibe rotieren, dann erkennt man, wie die Elektroden bei der Entladung des Schwingungskreises abwechselnd aufleuchten. Man kann den Abstand der leuchtenden Streifen mit einem daneben gestellten Maßstab bestimmen.
Ändert man bei gleichbleibender Umdrehungsgeschwindigkeit der Scheibe die Kapazität C oder die Selbstinduktion L des Schwingungskreises, so nimmt man wahr, daß sich der Abstand der leuchtenden Streifen ändert. Daraus geht hervor, daß die Schwingungsdauer von der Größe der Kapazität und der Selbstinduktion abhängt. Durch Messungen kann man feststellen:

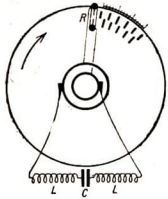


Abb. 103
Versuch zur Schwingungsdauer elektrischer Schwingungen

Das Quadrat der Schwingungsdauer T ist proportional der Kapazität C und der Selbstinduktion L des Schwingungskreises.

Es herrscht also ein ähnlicher Zusammenhang wie zwischen Schwingungsdauer, Kraft und Masse bei der harmonischen Schwingung. Wie dort (Teil I, § 66)

$$T = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{m}{P_1}}$$

ist, so ist hier $\boldsymbol{T = 2\pi\sqrt{L \cdot C}}$.

Mißt man die Kapazität C des Schwingungskreises in Farad und die Selbstinduktion L in Henry, so gibt die Gleichung die Schwingungsdauer in Sekunden.

Bemerkenswert ist, daß die Schwingungsdauer nicht von der Größe des Ohmschen Widerstandes des Schwingungskreises abhängt. Der Widerstand bewirkt nur, wenn er nicht zu groß ist, daß die Schwingung mehr oder weniger gedämpft wird.

Ein Schwingungskreis, der aus einer Kapazität von 10 Mikrofarad $= 10^{-5}$ Farad und einer Selbstinduktion von 10^{-3} Henry besteht, besitzt eine Schwingungsdauer

$$T = 2\pi \cdot \sqrt{L \cdot C} = 6{,}28 \cdot \sqrt{10^{-3} \cdot 10^{-5}}\,\mathrm{s} = 6{,}28 \cdot 10^{-4}\,\mathrm{s};$$
$$T = 0{,}00063\,\mathrm{s}.$$

Ein Schwingungskreis möge aus einer Leidener Flasche mit einer Kapazität von $2 \cdot 10^{-9}$ Farad und einer 12,5 cm langen eisenfreien Spule von 40 Windungen und 5 cm² Querschnitt bestehen. Seine Selbstinduktion ist dann $8 \cdot 10^{-6}$ Henry (Teil II A, § 20). Die Schwingungsdauer beträgt in Sekunden

$$T = 2\pi \cdot \sqrt{8 \cdot 10^{-6} \cdot 2 \cdot 10^{-9}}\,\mathrm{s} = 7{,}9 \cdot 10^{-7}\,\mathrm{s}.$$

Wie sich aus diesen Beispielen ergibt, ist die Schwingungsdauer elektrischer Schwingungen im Vergleich zu der mechanischer Schwingungen außerordentlich klein.

3. Der Schwingungsvorgang. Dem Schwingungskreis wird keine Schwingung von außen aufgezwungen. Er schwingt vielmehr in seiner **Eigenschwingungsdauer.** Diese ist durch die Größe seiner Kapazität und seiner Selbstinduktion genau so festgelegt wie die Eigenschwingungsdauer eines elastischen Pendels durch seine Federkraft und seine Masse. Der den elektrischen Schwingungen entsprechende Pendelvorgang ist in Abb. 104 in sieben verschiedenen Phasen dargestellt. Zieht man die Kugel aus der Ruhelage (1) nach links (2), so erlangen die Federn durch die Spannung potentielle Energie, die sich beim Loslassen in Bewegungsenergie umsetzt (3). Infolge ihrer Trägheit bewegt sich die Kugelmasse über die Ruhelage hinaus und spannt die Federn in der entgegengesetzten Richtung (4); dann wiederholt sich der Vorgang, bis die Energie aufgebraucht ist.

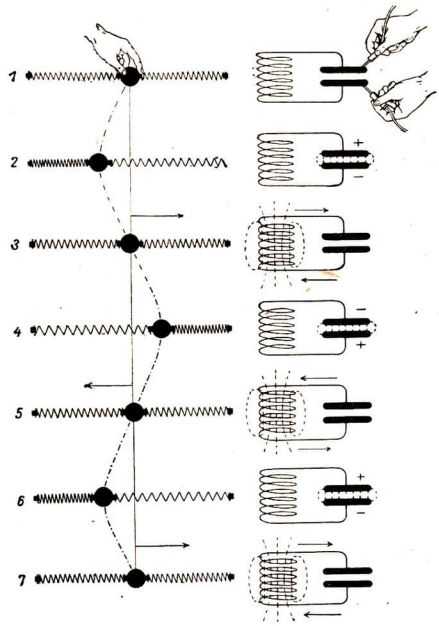


Abb. 104. Vergleichung mechanischer und elektrischer Schwingungen

Mit dem Pendel vergleichen wir den Leiterkreis (Abb. 104), der aus der Selbstinduktionsspule L und dem Kondensator C besteht. Dem Kondensator entsprechen die Federn, beide erhalten eine Spannung, die Federn dadurch, daß wir sie „spannen", der Kondensator dadurch, daß wir ihn aufladen. Der Selbstinduktion der Spule entspricht die Masse der Kugel,

beide besitzen Trägheit. In 2 besteht zwischen den Platten des geladenen Kondensators ein elektrisches Feld, das in 3 bei der Entladung zusammenbricht; dafür fließt ein elektrischer Strom, der in der Spule ein magnetisches Kraftfeld erzeugt. Die Selbstinduktion der Spule, in der sich die Trägheit des elektrischen Vorganges äußert, bewirkt ein Weiterfließen des Stromes über den Ausgleich der Ladungen hinaus, wodurch in 4 die Kondensatorplatten umgekehrt aufgeladen werden. In 5 fließt wieder der Entladungsstrom, der der Spule von neuem magnetische Energie zuführt; diese bewirkt ein Aufladen des Kondensators mit elektrischer Energie, und so wiederholt sich dieser Vorgang des Energieaustauschs der elektrischen Schwingung, bis sich alle Energie in Wärme verwandelt hat. Man erkennt aus der Untersuchung, daß zwischen Spannung und Strom ein Phasenunterschied von $\frac{1}{4}$ Schwingungsdauer besteht.

Bei einer elektrischen Schwingung wandeln sich elektrische und magnetische Energie ineinander um wie bei einer mechanischen Schwingung Lagen- und Bewegungsenergie.

Ist der Ohmsche Widerstand gleich 0, so geschieht die Umwandlung ohne jeden Energieverlust. Dann ist die Schwingung ungedämpft. Ist aber der Widerstand nicht 0, so wird im Leiter Wärme entwickelt. Die Schwingung verliert an Energie. Sie wird gedämpft.

Zur Übung: 1. Wie groß ist die Eigenschwingungsdauer eines Schwingungskreises, dessen Kapazität aus einem Kondensator von 40 Mikrofarad und dessen Selbstinduktion aus zwei hintereinandergeschalteten Spulen von je 0,1 Henry besteht? — 2. Wie groß ist die Schwingungsdauer in einem Schwingungskreis, der aus einem Glimmerkondensator (Dicke der Glimmerplatte 0,1 mm, Größe 3 cm · 5 cm, $\varepsilon^* = 8$) und einer eisenfreien Spule von 100 Windungen, 10 cm Länge und 3 cm² Querschnitt besteht (II A, § 7 u. 20)?

§ 14. Erzeugung und Übertragung gedämpfter Schwingungen

1. Erzeugung gedämpfter Schwingungen. Zur Erzeugung gedämpfter elektrischer Schwingungen benutzt man in der Regel einen Schwingungskreis, der aus einer Selbstinduktion, einer Kapazität und einer Funkenstrecke besteht.

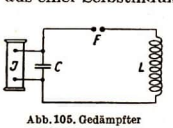


Abb. 105. Gedämpfter Schwingungskreis

Lädt man den Kondensator C durch einen Induktor oder Transformator J auf, so springen in F Funken über (Abb. 105). Selbst wenn der Kondensator durch Wechselstrom 1000 mal in jeder Sekunde aufgeladen wird, sind die elektrischen Eigenschwingungen des Schwingungskreises längst erloschen, wenn die neue Aufladung stattfindet, denn die Eigenschwingungsdauer beträgt nur 10^{-6} bis 10^{-5} s. Eine gedämpfte Schwingung von 20 Perioden, wie sie durch Abb. 100 dargestellt wird, dauert dann etwa $2 \cdot 10^{-5}$ bis $2 \cdot 10^{-4}$ s. Man kann daher durch 1000 Ladungen pro Sekunde den Schwingungskreis zu tausend voneinander getrennten Gruppen von gedämpften Schwingungen anregen. Bei dem Entstehen der elektrischen Schwingung bewirkt die

Funkenstrecke, daß die Entladung nicht früher einsetzt, als bis der Kondensator C so viel Ladung aufgenommen hat, daß die Zündspannung der Funkenstrecke erreicht ist.

2. Übertragung der Schwingungen durch Resonanz. Man kann die elektrische Schwingung eines Schwingungskreises *I* auf einen Schwingungskreis *II* (Abb. 106) übertragen; dazu müssen beide Schwingungskreise miteinander **gekoppelt** werden.

Die Koppelung kann kapazitiv, galvanisch oder induktiv sein. Kapazitiv ist sie, wenn beide Schwingungskreise einen Kondensator gemeinsam haben, galvanisch, wenn ein Stück der Leitung beiden gemeinsam ist, und induktiv, wenn das Magnetfeld der Spule L_1 die Windungen der Spule L_2 umschlingt (Abb. 106). Die Koppelung kann fest sein oder lose, je nachdem ob z. B. bei induktiver Koppelung viele oder nur wenige magnetische Feldlinien beide Spulen gemeinsam umschlingen.

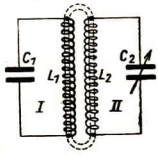


Abb. 106. Übertragung von Schwingungen durch Resonanz

Soll die Energie des Schwingungskreises *I* den Kreis *II* zu starken Schwingungen veranlassen, so muß Resonanz zwischen den Schwingungskreisen bestehen (vgl. I A, § 7). Sie müssen in der Eigenschwingungsdauer übereinstimmen.

Resonanz besteht, wenn $T_1 = T_2$, also $L_1 \cdot C_1 = L_2 \cdot C_2$ ist.

Zur Herstellung der Resonanz benutzt man meist in dem einen Schwingungskreis einen Kondensator von veränderlicher Kapazität (Drehkondensator).

3. Messungen an Schwingungskreisen. Man kann auf verschiedene Weise feststellen, ob Resonanz zwischen zwei Schwingungskreisen herrscht. Man kann im Schwingungskreis *II* parallel zum Kondensator eine kleine Glimmlampe einbauen, die infolge der herrschenden Spannung leuchtet, wenn die Schwingung übertragen ist. Man kann in die Leitung eine kleine Glühlampe einfügen, die glüht, wenn bei der Schwingung Strom durch die Leitung fließt.

Für elektrische Schwingungen geringer Energie benutzt man zum Nachweis der in *II* auftretenden Schwingungen ein Telephon T (Abb. 107). Man schaltet es mit einem Detektor D

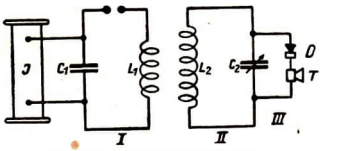


Abb. 107. Nachweis der Schwingungen durch Telephon

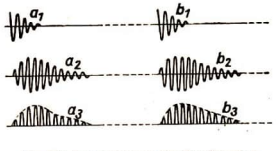


Abb. 108. Zusammenhang der Schwingungen in den Kreisen *I* und *II*

(Teil II A, § 33) parallel zu dem Drehkondensator. Wird der Kondensator bei *I* durch einen Induktor (Summer) z. B. etwa 100 mal je Sekunde aufgeladen, so erfolgen 100 mal nacheinander kurzdauernde gedämpfte Schwingungen a_1, b_1 (Abb. 108). Diese werden bei Resonanz besonders stark auf den Schwingungskreis *II* übertragen. In diesem entstehen dann Schwingungen $a_2, b_2, \ldots$, die anwachsen, so lange sie Energie aus *I* entnehmen, und darauf gedämpft abklingen. Der Detektor läßt die Ströme nur in der einen Richtung zum Telephon gelangen;

in diesem fließen daher Gruppen von Gleichstromstößen $a_3, b_3, \ldots$. Jede Gruppe wirkt wie ein einziger Stoß auf die Telephonmembran. Sie wird daher so oft angestoßen, wie der Kondensator aufgeladen wird. Man hört im Telephon einen Ton der Schwingungszahl 100, die natürlich nicht mit der Eigenschwingungszahl der abgestimmten Kreise übereinstimmt.

Auf diese Weise kann man nachprüfen, ob zwei Schwingungskreise aufeinander „abgestimmt" sind.

Man kann das Verfahren auch zur Messung der Selbstinduktion einer Spule oder der Kapazität eines Kondensators verwenden.

4. Der Teslatransformator. Die schnellen Eigenschwingungen in einem Schwingungskreis hat Tesla zuerst zur Erzeugung hoher elektrischer Spannungen benutzt. In einem Schwingungskreis I, dessen Kapazität C durch einen Induktor J (Abb. 109) aufgeladen wird, werden durch Funkenentladung bei F elektrische Schwingungen eingeleitet. Durch Veränderung der Kapazität kann die Schwingungsdauer geändert werden. Der Schwingungskreis enthält als Selbstinduktion eine aus wenigen Windungen dicken Drahtes bestehende Spule S. In das Innere dieser Spule kann eine aus dünnem Kupferdraht dicht und einlagig gewickelte Spule T gebracht werden. Sie besitzt eine große Selbstinduktion und eine gewisse Kapazität; sie hat deshalb auch eine bestimmte Eigenschwingungsdauer und stellt einen „Schwingungskreis" dar. Läßt man die in I erzeugten Schwingungen auf II wirken, und stimmt durch Änderung von C beide aufeinander ab, so entsteht in II eine so hohe elektrische Spannung, daß an den Enden der Spule eine starke Büschelentladung auftritt. Das Feld ist so stark, daß elektrodenlose Glimmlichtröhren in ihm aufleuchten. Die hohe Spannung erklärt sich aus dem Windungsverhältnis beider Spulen und aus der Resonanz.

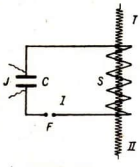


Abb. 109
Teslatransformator

Mit Teslaströmen kann man zeigen, daß elektrischer Wechselstrom hoher Wechselzahl fast nur an der Oberfläche der Leiter fließt. Deshalb kann man z. B. den in Teslaspulen erregten Strom auf den menschlichen Körper ohne Schädigung übergehen lassen.

§ 15. Ungedämpfte elektrische Schwingungen

1. Die Glühkathodenröhre als Schwingungserreger. Wir haben in Teil II A, § 30 von der Verwendung der Glühkathodenröhre als Verstärker von Wechselströmen und als Gleichrichter gesprochen. Sehr viel wird sie auch zur Erzeugung ungedämpfter elektrischer Schwingungen benutzt. Sie eignet sich dazu, sehr schnelle Schwingungen zu erzeugen, weil sich die aus dem Glühfaden austretenden Elektronen wegen ihrer äußerst geringen Trägheit rasch hin und her bewegen lassen. Wie die Röhre als **Sender** für elektrische Schwingungen wirkt, sei an Hand von Abb. 110 besprochen. Das Gitter S und der Heizdraht D sind mit einem Schwingungskreis I verbunden, der aus der Kapazität C und der Selbstinduktionsspule I besteht. An der Anode A liegt der positive Pol der Batterie B. Wird der Heizstrom der Röhre eingeschaltet, so treten Elektronen aus dem Glühdraht aus. Es fließt ein Anodenstrom von D nach A. Ein Teil der dabei von D nach A wandernden Elektronen wird vom Gitter abgefangen, das sich dabei negativ

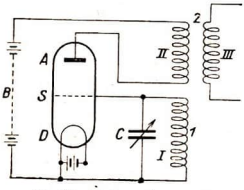


Abb. 110. Schaltung eines Senders

auflädt. Da das Gitter mit dem Kondensator C verbunden ist, lädt sich die obere Belegung des Kondensators negativ und die untere, die mit dem Glühfaden verbunden ist, positiv auf. Sobald das elektrische Feld des Kondensators entstanden ist, entlädt er sich schwingend. Nach einer halben Schwingungsdauer sind die obere Belegung und ebenso das mit ihr verbundene Gitter S positiv geladen, während die untere Belegung negative Ladung annimmt. Nach einer weiteren halben Schwingung ist mit der oberen Belegung zugleich auch das Gitter wieder negativ und die untere Belegung positiv. So geht es fortgesetzt weiter. Die Schwingung ist anfangs sehr schwach und würde rasch abklingen, wenn nicht weitere Vorgänge hinzukämen.

Von dem Augenblick ab, wo das Gitter wechselnde Ladungen zeigt, wird der Anodenstrom durch sie beeinflußt. Er wird stärker als vorher, wenn das Gitter positiv, und schwächer als vorher, wenn es negativ geladen ist. Es fließen dann durch die Kathodenröhre Gleichstromstöße, die im Takt der Schwingungen des Schwingungskreises *I* unterbrochen werden. Je kleiner die Kapazität und die Selbstinduktion dieses Schwingungskreises sind, desto schneller ist die Folge der Gleichstromstöße.



Abb. 111 Senderöhre

Aus diesen gleichgerichteten Stromschwankungen kann man Wechselstromschwingungen erzeugen, indem man sie durch eine in den Anodenstromkreis eingeschaltete Spule *2* auf einen Kreis *III* Induktionswirkungen ausüben läßt (induktive Koppelung). Dann entsteht in *III* eine erzwungene Schwingung, deren Schwingungsdauer mit der des Schwingungskreises *I* übereinstimmt. Die Spule *2* ist nun mit der Spule *1* induktiv gekoppelt. Deshalb wirken die im Anodenkreis durch die Röhre schon verstärkten Schwingungen durch die Spule *2* verstärkend auf den Gitterkreis zurück, der dann seinerseits den Anodenstrom wieder verstärkt. Man bezeichnet diesen Vorgang als **„Rückkoppelung"**. Wegen der unvermeidlichen Energieverluste (Dämpfung) werden die Schwingungsweiten natürlich nicht beliebig groß. Auf die vielen Formen der Glühkathodenröhren, die zur Erregung elektrischer Schwingungen dienen und die „Senderöhren" genannt werden, kann hier nicht eingegangen werden; ebenso nicht auf die vielen Schaltungen, die bei den Sendern verwendet werden. Abb. 111 zeigt eine Senderöhre, wie sie im Rundfunk Verwendung findet.

2. Hochfrequenzverstärker und Audion. Es sei noch die Verwendung der Glühkathodenröhre zur Verstärkung und Gleichrichtung hochfrequenter Schwingungen besprochen.

Die Zahl der Schwingungen je Sekunde mißt man in „Hertz" (Hz); 1 Hertz = 1 Schwingung je Sekunde. Man spricht von **niederfrequenten** Schwingungen, wenn es sich um Schwingungszahlen von 30 bis 5000 Hz handelt (Sprachschwingungen). **Hochfrequente** Schwingungen sind solche, deren Schwingungszahlen sich auf 100 000 und mehr Hertz belaufen. (Drahtlose Telegraphie und Telephonie, Rundfunk, Fernsehen.) Durch Überlagerung

einer hochfrequenten Schwingung (z. B. $f_1 = 1\,000\,000$ Hz) mit einer niederfrequenten (z. B. $f_2 = 1000$ Hz) kann die Schwingungsweite der hochfrequenten im Takte der niederfrequenten geändert (gesteuert) werden (vgl. § 18, 4). Die hochfrequente Welle nennt man die **Trägerwelle**. Indem der Verstärker die einzelnen (hochfrequenten) Schwingungen verstärkt, verstärkt er auch die überlagerte niederfrequente Schwingung. Zur Verstärkung wird, weil es sich um eine Schwingung von konstanter Frequenz handelt, die Resonanz ausgenutzt (vgl. § 14). In Abb. 112 ist eine Schaltung wiedergegeben, bei der eine Glühkathodenröhre gleichzeitig als Verstärker und Gleichrichter (Audion) für hochfrequente Schwingungen dient. Die hochfrequenten Schwingungen kommen in einer Spule L_1 eines Schwingungskreises I an. Sie wirken auf die Spule L_2, die mit der veränderlichen Kapazität C_2 zu einem Schwingungskreis geschaltet ist. Durch Veränderung der Kapazität wird die Schwingungsdauer auf die ankommende Schwingung abgestimmt. Die Schwingungen in II wirken auf das Gitter S ein, mit dem der Schwingungskreis II verbunden ist. Der Kondensator C unterbricht zwar für Gleichstrom die leitende Verbindung mit S, hindert aber nicht die Beeinflussung von S durch die Schwingungen.

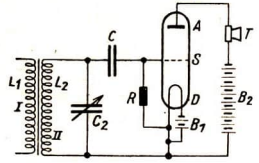


Abb. 112. Verstärkung und Gleichrichtung einer hochfrequenten Schwingung

Der hohe Widerstand R bewirkt, daß den Anodenstrom hemmende Ladungen des Gitters langsam abgeleitet werden. Wäre der Widerstand R nicht vorhanden, also das Gitter vollkommen isoliert, so würde es sich durch die auftreffenden Elektronen so stark negativ aufladen, daß überhaupt kein Strom zur Anode fließen könnte. Man wählt nun den Ableitwiderstand R gerade so, daß die im Mittel negative Gitteraufladung nur die eine Halbwelle der hochfrequenten Schwingungen hindurchläßt. Für das Telephon ist dann wegen seiner Trägheit nur die überlagerte niederfrequente Schwingung wirksam.

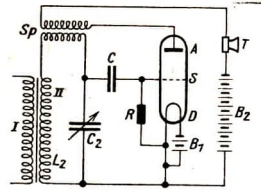


Abb. 113. Rückkoppelung

Die schwache Wechselspannung wird also in stärkere Gleichstromschwankungen umgewandelt. Benutzt man die in Abb. 113 gezeichnete Schaltung, so erhöht sich die verstärkende Wirkung der Röhre wesentlich. In dieser Schaltung ist der Anodenkreis mit dem Schwingungskreis II (dem Gitterkreis) durch zwei Spulen Sp „rückgekoppelt". Diese Rückkoppelung bewirkt, daß die Schwingungen in II durch die verstärkten Stromstöße des Anodenkreises „aufgeschaukelt" werden. So regen sie sich gegenseitig zur stärksten Schwingungsweite an, ähnlich wie Magnetfeld und Ankerstrom bei „Selbsterregung" der Dynamomaschine (Teil II A, § 21, 5).

§ 16. Elektrische Wellen längs Drähten

1. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit des elektrischen Feldes. Überträgt man auf zwei Leiter $A_1 B_1$ und $A_2 B_2$ elektrische Felder mit isolierten Metallkugeln in der in Teil IIA, §5 angegebenen Weise, indem man die Stellen A_1 und A_2 mit den geladenen Kugeln berührt, so verteilt sich das Feld über den Raum zwischen den beiden Leitern (Abb. 114). Wir wissen, daß diese Verteilung sehr rasch vor sich geht. Zu wissen, wie rasch sie erfolgt, ist wichtig für uns, denn nur dann, wenn man die Ausbreitungsgeschwindigkeit des elektrischen Feldes (quer zum Verlauf der elektrischen Feldlinien) kennt, kann man beurteilen, welche Wirkungen schnelle elektrische Schwingungen in der Umgebung des Schwingungserregers hervorrufen. Wir stellen uns daher die Aufgabe zu bestimmen, mit welcher Geschwindigkeit elektrische Felder, die auf zwei Leiter in A_1 bzw. A_2 übertragen worden sind, sich von A_1 nach B_1 bzw. von A_2 nach B_2 ausbreiten. Mit der Uhr kann man diese Geschwindigkeit nicht messen, dazu ist sie viel zu groß. Man kann aber auf folgendem Wege Aufschluß über die Ausbreitungsgeschwindigkeit eines elektrischen Feldes erlangen:

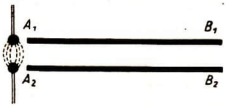


Abb. 114. Ausbreitungsgeschwindigkeit des elektrischen Feldes

2. Stehende elektrische Wellen. Wir benutzen einen Schwingungskreis mit sehr kleiner Kapazität und sehr kleiner Selbstinduktion. Er bestehe aus weiter nichts als aus zwei dicken Kupferdrähten S_1 und S_2 (Abb. 115), zwischen denen elektrische Funken überspringen, wenn sie durch einen Funkeninduktor J oder Teslatransformator aufgeladen werden. Jeder Funken besteht aus einer Anzahl sehr schneller elektrischer Schwingungen. Einen derartigen Schwingungskreis nennen wir einen elektrischen **Dipol.** Sind die Kupferdrahtstücke etwa 10 cm lang, so ist die Schwingungsdauer von der Größenordnung 10^{-9} s.

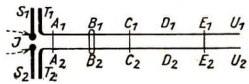


Abb. 115. Ausbreitung elektrischer Wellen längs Drähten

Dem Dipol dicht gegenüber werden zwei Kupferdrähte T_1 und T_2 aufgestellt, die umgebogen sind und auf einer Länge von 1 bis 2 m in 3 bis 4 cm Abstand parallel zueinander geführt sind. Setzen in S_1 und S_2 elektrische Schwingungen ein, so erregen sie in T_1 und T_2 erzwungene elektrische Schwingungen. Von T_1 läuft ein Spannungsstoß längs des Drahtes nach U_1, wird dort reflektiert und läuft wieder nach T_1 zurück. Von T_2 läuft gleichzeitig ein entgegengesetzt gerichteter Spannungsstoß nach U_2 und zurück. In den Drähten $T_1 U_1$ und $T_2 U_2$ schwingt also die elektrische Ladung hin und her. In jedem einzelnen Draht vollziehen sich dabei Vorgänge, die an die Schwingungen eines ausgespannten Seiles (Abb. 116) erinnern, dessen Ende T taktmäßig auf und ab bewegt wird und dessen Ende U schwingungsfähig ist.



Abb. 116. Schwingungen eines Seiles

Ist die Drahtlänge $T_1 U_1$ auf die Schwingung in S_1 und S_2 „abgestimmt", so begegnen sich an gewissen Stellen des Raumes zwischen den Drähten stets zwei entgegengesetzt gerichtete Spannungen und an anderen Stellen stets gleichgerichtete Spannungen. In dem Raum zwischen den Drähten treten in gleichen Abständen Schwingungsknoten und Schwingungsbäuche der elektrischen Spannung auf (Abb. 115). In den Schwingungsbäuchen besteht ein schnell wechselndes Feld.

An den Enden der beiden Drähte liegen Schwingungsbäuche der Spannung. U_1 ist negativ, wenn U_2 positiv ist, und T_1 ist positiv, wenn T_2 negativ ist (Abb. 115). Damit nur die Eigenschwingung von S_1 und S_2 auf T_1U_1 bzw. T_2U_2 übertragen wird, legt man bei A_1A_2 einen Draht quer über beide Drähte und verschiebt ihn so lange, bis zwischen S_1 und S_2 einerseits und $T_1A_1A_2T_2$ andererseits Resonanz herrscht. Führt man dann eine kleine Glimmlichtröhre, die quer über die Drähte gelegt ist, an den Drähten entlang, so nimmt man wahr, daß sie an den Schwingungsbäuchen der Spannung hell aufleuchtet und an den Knoten nicht leuchtet. So kann man die Lage der Knoten und Bäuche feststellen. In Abb. 115 sind vier Schwingungsbäuche und drei Knoten gezeichnet. In T_1 und T_2, B_1B_2, D_1D_2, U_1U_2 schwingt die elektrische Spannung zwischen den Drähten wie an den Stellen T, 2, 4, U des Seiles (Abb. 116) auf und ab. An den Stellen A_1A_2, C_1C_2, E_1E_2 herrscht keine Spannung zwischen den Drähten. Sie gleichen den Knoten 1, 3, 5 des schwingenden Seiles. Wir finden also:

Das elektrische Feld breitet sich zwischen den beiden Drähten als elektrische Welle aus. Längs der beiden Drähte treten stehende elektrische Wellen auf. Die Knoten und Bäuche der Spannung können mit der Glimmröhre festgestellt werden.

3. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Spannungsimpulses. Die Wellenlänge λ der längs der Drähte auftretenden elektrischen Wellen ist gleich dem doppelten Abstand zweier benachbarter Schwingungsknoten. Die Schwingungsdauer T stimmt mit der Schwingungsdauer des Dipols überein. Kennt man seine Kapazität C und seine Selbstinduktion L, so kann man seine Schwingungsdauer aus der Formel $T = 2\pi\sqrt{L \cdot C}$ berechnen. Aus λ und T findet man dann die Geschwindigkeit c mit Hilfe der Formel $c = \frac{\lambda}{T}$.

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit des elektrischen Feldes senkrecht zu den Feldlinien beträgt

$$c = 300\,000 \text{ km/s}.$$

Sie stimmt also mit der Geschwindigkeit des Lichtes überein. Führt man die Drähte durch Öl, Alkohol, Wasser usw., so nimmt man ebenfalls elektrische Wellen wahr. Bei derselben Schwingungszahl ist die Wellenlänge kleiner als im leeren Raum. Die Untersuchung ergibt:

In einem Raum, der von einem Stoff ausgefüllt ist, dessen Dielektrizitätskonstante ε^* ist, beträgt die Ausbreitungsgeschwindigkeit des elektrischen Feldes

$$c_1 = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon^*}}.$$

§ 17. Elektromagnetische Wellen im Raum

1. Geschlossener und offener Schwingungskreis. Besitzt ein Schwingungskreis die in Abb. 117a gezeichnete geschlossene Form, so ist die Energie des elektrischen Feldes auf den engen Raum zwischen den Kondensatorplatten zusammengedrängt. Werden die Kondensatorplatten auseinandergezogen, bis der Schwingungskreis zum Dipol wird (Abb. 117b und c) – der Schwingungskreis heißt dann offen – so ist die Energie des Feldes über einen

weiten Raum verteilt. Während die Schwingung im geschlossenen Schwingungskreis im wesentlichen durch die Erzeugung von Stromwärme gedämpft wird, schwingt der offene Schwingungskreis auch deshalb gedämpft, weil er Energie in den Raum ausstrahlt.

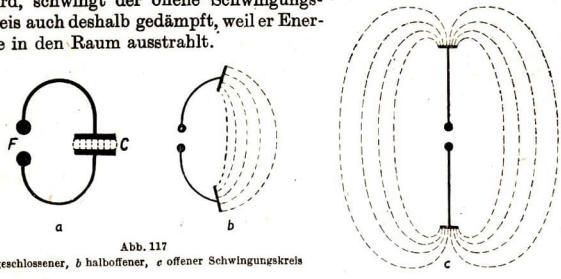


Abb. 117
a geschlossener, *b* halboffener, *c* offener Schwingungskreis

2. Das elektromagnetische Feld des Dipols. In einem Dipol spielen sich bei den elektrischen Schwingungen dieselben Vorgänge ab, von denen wir schon beim geschlossenen Schwingungskreis (§ 13) gesprochen haben. Er ist von einem elektromagnetischen Feld umgeben, das die in Abb. 118 dargestellte Form besitzt. Während das elektrische Feld zerfällt, wächst das magnetische, und während das magnetische Feld zerfällt, wächst das elektrische.

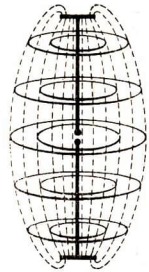


Abb. 118
Das elektromagnetische Feld eines Dipols

Der Raum, der den Dipol umgibt, enthält ein elektromagnetisches Feld und elektromagnetische Energie.

Durch die Änderung des Stromes und des mit ihm verknüpften magnetischen Feldes wird in den benachbarten Raumteilen ein elektrisches Feld mit geschlossenen Feldlinien induziert, die die magnetischen Feldlinien umschließen. Auch dieses elektrische Feld verschwindet wieder, denn das Magnetfeld, das bei seinem Verschwinden das elektrische Feld erzeugte, nimmt inzwischen wieder zu und induziert dadurch ein entgegengesetztes elektrisches Feld. Dadurch wird das bisherige Feld geschwächt, und es entsteht in seiner Umgebung ein neues magnetisches Feld, dann wieder ein elektrisches usw. Auf diese Weise pflanzt sich die elektromagnetische Energie mit der Geschwindigkeit c und mit der Wellenlänge $\lambda = \frac{c}{f}$ in dem Raum fort, wobei f die Frequenz der Dipolschwingung ist. Das Feld breitet sich immer weiter aus. Seine Feldstärke ist in der Nähe des Dipols groß und in weiter Entfernung von ihm sehr klein. Bei einer elektrischen Schwingung bestehen aber die einzelnen Feldlinien nur während einer halben Schwingungs-

dauer. Wie wir gesehen haben, breitet sich das elektrische Feld mit der Geschwindigkeit $c = 300\,000$ km/s senkrecht zu den Feldlinien aus. Während der Zeit von 10^{-5} s dringt es 3 km tief in den Raum ein.

3. Elektromagnetische Wellen im Raum. Führt ein Schwingungskreis 250 000 Schwingungen je Sekunde aus, so dauert es gerade 10^{-6} s, bis das elektrische Feld von Null auf seinen größten Wert angewachsen ist. In dieser Zeit kann es sich um 300 m ausbreiten (Abb. 119).

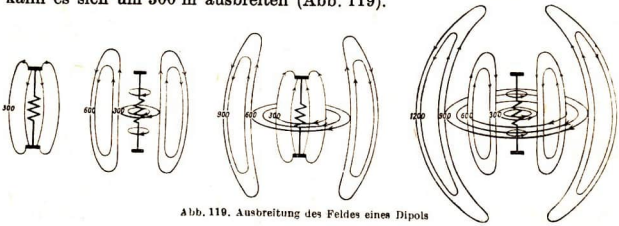


Abb. 119. Ausbreitung des Feldes eines Dipols

In der nächsten 10^{-6} s zerfällt es wieder und schnürt sich dabei mit geschlossenen Feldlinien vom Dipol ab (Wirbelfeld). Gleichzeitig entsteht ein Magnetfeld mit geschlossenen Feldlinien und dringt in dieser Zeit 300 m weit. Dieser Vorgang setzt sich während der Schwingung des Dipols fort. So schreiten elektrische Felder wechselnder Richtung und sie umschlingende magnetische Felder wechselnder Richtung im Raum fort.

Es entstehen elektromagnetische Wellen im Raum.

4. Nachweis der Wellen im Raum. Zum Nachweis der Wellen im Raum verwenden wir zwei Dipole, wie sie Abb. 120 zeigt. In A_1A_2 werden elektrische Schwingungen durch Aufladen mit einem Induktor J und Funkenentladung erregt. Der Dipol B_1B_2 wird auf A_1A_2 abgestimmt. Parallel zu der Unterbrechungsstelle ist ein Detektor und ein Galvanometer G eingeschaltet. Der Detektor leitet die wechselnden Ströme der Schwingungen in einer Richtung gut, in der entgegengesetzten nicht. Diese fließen dann als Gleichstromstöße durch das Galvanometer. Die vom Dipol ausgesandten elektrischen Wellen werden also durch elektrische Ströme nachgewiesen. Auf diese Weise kann man zeigen:

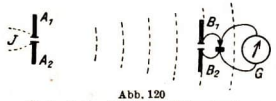


Abb. 120
Nachweis der elektrischen Wellen im Raum

a) Die in B_1B_2 aufgenommene Energie der Wellen nimmt mit dem Quadrat der Entfernung ab.

b) Die von A ausgehenden elektrischen Wellen werden an einem Schirm Sp aus Blech (Abb. 121) nach dem Reflexionsgesetz reflektiert. Sie können durch einen Hohlspiegel aus Blech in einer Richtung zusammengefaßt werden (Abb. 122).

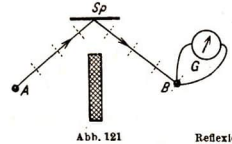
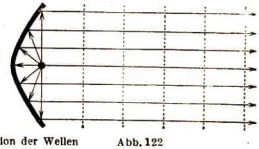


Abb. 121



Reflexion der Wellen Abb. 122

c) Sie werden gebrochen, wenn sie durch ein Prisma aus Asphalt gehen (Abb. 123). Das Brechungsverhältnis der Wellen ist $n = \sqrt{\varepsilon^*}$ ($\varepsilon^* = 2{,}68$ ist die Dielektrizitätskonstante von Asphalt).

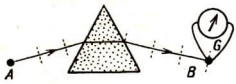


Abb. 123. Brechung der Wellen

d) Läßt man die Wellen senkrecht auf einen Metallschirm fallen, so werden sie in der entgegengesetzten Richtung zurückgeworfen. Es treten im Raum stehende elektrische Wellen auf. Aus dem Abstand der Knoten kann man die Wellenlänge bestimmen. Sie ist ungefähr gleich der doppelten Länge des Dipols.


Abb. 124
Gitter zum Nachweis der Polarisation der Wellen

e) Man kann nachweisen, daß die Wellen polarisiert sind, indem man sie auf ein Gitter von parallel ausgespannten Drähten fallen läßt (Abb. 124). Verlaufen die Drähte parallel zu den elektrischen Feldlinien, so werden die Wellen nicht vom Gitter hindurchgelassen; verlaufen sie senkrecht zu ihm, so gehen sie hindurch.

f) Endlich kann man mit einem ringförmig geschlossenen, auf A_1A_2 (Abb. 120) abgestimmten kleinen Schwingungskreis (Abb. 125) zeigen, daß in stehenden elektromagnetischen Wellen auch Knoten und Bäuche der magnetischen Wellen auftreten. Die Knoten der magnetischen Wellen sind gegen die Knoten der elektrischen um $\lambda/4$ verschoben (Abb. 126). In großer Entfernung vom Dipol schwingen jedoch die elektrischen und magnetischen Felder einer fortschreitenden Welle in gleicher Phase.

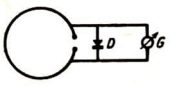


Abb. 125. Nachweis der magnetischen Wellen

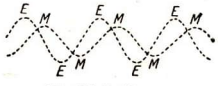


Abb. 126. Beziehungen zwischen den elektrischen und magnetischen Wellen

Diese im Raum auftretenden elektromagnetischen Wellen hat Maxwell 1871 zuerst theoretisch vorausgesagt. Sie wurden in den eben geschilderten eindrucksvollen Versuchen von Heinrich Hertz 1887—1889 experimentell nachgewiesen.

§ 18. Die drahtlose Telegraphie und Telephonie

Das Hauptanwendungsgebiet elektromagnetischer Wellen ist die drahtlose Telegraphie und Telephonie. Seit dem Jahre 1895 ist die Technik mit Erfolg bemüht, Nachrichten drahtlos zu übertragen. Man hat zuerst gedämpfte elektromagnetische Wellen benutzt, die in Schwingungskreisen mit elektrischen Funkenentladungen erregt wurden. Daher nannte man die drahtlose Telegraphie „Funkentelegraphie". Heute verwendet man nur noch ungedämpfte Wellen, nachdem man entdeckt hat, daß die Glühkathodenröhre sich zur Erzeugung ungedämpfter Wellen vorzüglich eignet (§ 15).

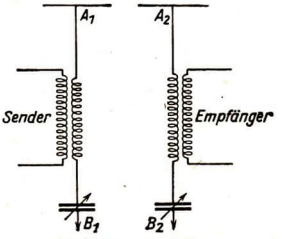


Abb. 127. Antennenkreise von Sender und Empfänger

1. Das Prinzip der Übertragung. In der Sendestation werden in einer Glühkathodenröhre besonderer Bauart, der Senderöhre (§ 15), hochfrequente elektrische

Schwingungen erzeugt. Sie werden auf einen „offenen" Schwingungskreis, den Antennenkreis $A_1 B_1$, durch Koppelung übertragen (Abb. 127). Dieser Kreis strahlt die Schwingungsenergie in den Raum aus. Die Schwingungen im Antennenkreis erfolgen dauernd in gleicher Stärke, weil fortgesetzt Energie aus dem Sender zugeführt wird. Abb. 128 stellt die elektrischen Schwingungen im Antennenkreis $A_1 B_1$ graphisch dar.



Abb. 128. Elektrische Schwingungen im Antennenkreis $A_1 B$

Der Antennenkreis gleicht dem Dipol. Aus ihm quellen elektrische und magnetische Felder hervor, die sich mit Lichtgeschwindigkeit durch den Raum ausbreiten. Die zwischen der hoch über dem Erdboden ausgespannten Antenne und der Erde schwingenden elektrischen Felder pflanzen sich längs der Erde so fort, wie es Abb. 129 angibt. Senkrecht dazu und zur Ebene der Abb. verlaufen die magnetischen Felder. Gelangen diese Wellen in den Bereich der Antenne einer anderen Station und wird der Antennenkreis $A_2 B_2$ dieser Empfangsstation (Abb. 127) durch Veränderung der Kapazität auf die Schwingung der Sendestation abgestimmt, so wird die in den Raum ausgestrahlte Energie, soweit sie im Bereich des Empfängers eintrifft, aufgefangen. Es entstehen elektrische Schwingungen im Antennenkreis, die über einen mit dem Antennenkreis $A_2 B_2$ gekoppelten Kreis zum Empfänger geleitet werden.

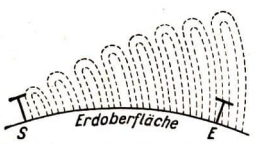


Abb. 129. Ausbreitung der Wellen längs der Erdoberfläche

2. Die Vorgänge beim Empfang. Die Empfangsantennen sind so eingerichtet, daß sie entweder die elektrischen Felder oder die magnetischen Felder zum Empfang ausnutzen. Abb. 130 deutet an, wie die von einem Dipol ausgesandten **elektrischen** Wellen im Raum fortschreiten. Sie mögen von einer Antenne empfangen werden, die selbst ein Dipol ist. In dem Augenblick, in dem das elektrische Feld über den Dipol hinwegschreitet, wird er influenziert (Abb. 131). In ihm entsteht ein zum äußeren Feld entgegengesetztes Feld, so daß der Leiter selbst feldfrei ist. An seinen Enden treten Ladungen auf. Wandert das äußere Feld weiter, so gleichen sich die Ladungen im Dipol aus. Es entsteht ein Strom, der auf

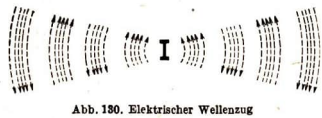


Abb. 130. Elektrischer Wellenzug

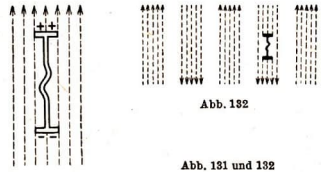


Abb. 131 und 132
Empfang elektrischer Wellen

die Empfangsgeräte wirkt. Da die über die Antenne wandernden Felder in ihrer Richtung wechseln, entsteht in ihr ein hochfrequenter Wechselstrom (Abb. 132). In der Antenne der Empfangsstation verlaufen also elektrische Schwingungen mit derselben Frequenz wie in der Antenne der Sendestation. Die von der Sendestation ausgehenden **magnetischen** Wellen (Abb. 133 u. 134) wirken am besten auf eine Rahmenantenne. Sie besteht aus mehreren Drahtwindungen, die auf einen großen Rahmen gewickelt sind (Abb. 135). Treten die magnetischen Feldlinien senkrecht durch die Windungsfläche hindurch, so erzeugen sie einen Induktionsstrom. Die aufeinander folgenden, in ihren Richtungen wechselnden magnetischen Felder der Wellen rufen dann in der Antenne einen hochfrequenten Wechselstrom hervor, der die Empfangsgeräte beeinflußt.

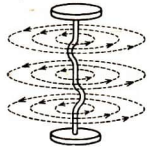


Abb. 133
Magnetische Wellen

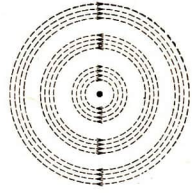


Abb. 134
Magnetischer Wellenzug

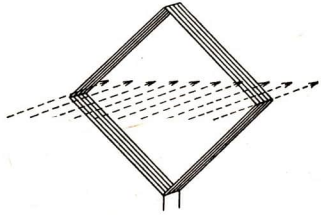


Abb. 135. Rahmenantenne

3. Drahtlose Telegraphie. Bei der Telegraphie wird der Antennenstrom des Senders im Morsezeichentakt unterbrochen und geschlossen. Auf der Empfangsstation kommen dann in $A_2 B_2$ lange und kurze Gruppen von Wellen gleicher Schwingungsweite an (Abb. 136). Sie gehen auf den Kreis *II* durch Koppelung über. Würde man an *II* ein Telephon schalten, so würde man nichts hören, weil die elektrischen Schwingungen viel rascher sind als die schnellsten Schwingungen, denen die Membran folgen kann. Auch wenn sie durch einen Detektor *D* gleichgerichtet werden, wird daran nichts geändert. Höchstens würde man ein Knacken beim Öffnen und Schließen des Stromes wahrnehmen. Schaltet man aber parallel zu *II* eine kleine Senderöhre mit Schwingungskreis *S* und stimmt ihn so ab, daß die Schwingungsdauer in *S* sich von der Schwingungsdauer in *II* ein wenig unterscheidet, dann überlagern sich die Schwingungen der Kreise *S*

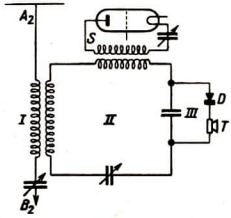


Abb. 136. Überlagerungsempfang bei drahtloser Telegraphie

und *II*. Ist in *II* die Schwingungszahl 100 000 Hz und die Schwingungszahl von *S* 101 000 Hz, so entsteht eine elektrische Schwebung von 1000 Hz, wie wir es bei den Schallwellen kennengelernt haben (Abb. 25). 1000 mal in einer Sekunde schwillt die Schwingung an, und ebenso oft wird sie sehr schwach. Werden diese durch Interferenz entstandenen Schwingungen in *III* durch einen Detektor *D* gleichgerichtet, so vernimmt man im Telephon *T* einen Ton der Schwingungszahl 1000 Hz. Dieser Ton wird dann lang und kurz nach Morsezeichen unterbrochen gehört. So kann man drahtlos telegraphieren.

4. Drahtlose Telephonie. Schaltet man auf der Sendestation parallel zum Gitterkreis einen Mikrophonstromkreis, so wirken die Mikrophonwechselströme auf das Gitter der Senderöhre (Abb. 137). Je nach ihrer Richtung und Stärke wird die Schwingungsweite der im Sender erregten ungedämpften elektrischen Schwingung größer oder kleiner (Abb. 138), weil der Anodenstrom durch sie beeinflußt wird. Zwischen $A_1 B_1$ und $A_2 B_2$ (Abb. 127) breiten sich dann elektromagnetische Wellen aus, deren Schwingungsweite sich im Takt der Schallschwingungen des Mikrophons ändert. Werden diese Schwingungen im Schwingungskreis *II* (Abb. 136) aufgenommen und im Kreis *III* durch den Detektor gleichgerichtet (Abb. 139), so wirken sie auf die Telephonmembran. Die Schallwellen, die in der Sendestation auf die Membran

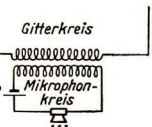


Abb. 137. Übertragung des Mikrophonwechselstroms bei drahtloser Telephonie



Abb. 138. Modulierte ungedämpfte Schwingung



Abb. 139. Gleichgerichtete Schwingung

des Mikrophons einwirken, werden also schließlich im gleichen Takte auf die Membran des Telephons in der Empfangsstation übertragen.

Man nennt die Beeinflussung der Schwingungsweite einer hochfrequenten Schwingung durch die Sprachschwingungen **„Modulation"**. Sie wird durch die Beeinflussung der Gitterspannung hervorgerufen.

Auf die angegebene Weise kann man drahtlos telephonieren. Das Prinzip der Übertragung der Sprache erscheint einfach. Schwierig war es, die Geräte so auszugestalten, daß man so sprechen und hören konnte, wie wir es vom gewöhnlichen Telephonieren her kennen. Das wurde möglich, indem man die Sende- und Empfangsstelle jeder Station räumlich trennte, so daß sie sich gegenseitig möglichst wenig beeinflussen.

§ 19. Drahtloser Nachrichtenverkehr, Rundfunk

Grundsätzlich kann jede drahtlose Station mit jeder anderen in Verkehr treten. Ob es praktisch möglich ist, hängt von ihren technischen Einrichtungen und im besonderen ihrer Reichweite und der gegenseitigen Abstimmung ab.

1. Reichweite und Antenne. Die Reichweite eines Senders ist zunächst von seiner Energie abhängig. Es gibt Sender mit geringen Sendeleistungen von wenigen Watt, aber auch starke Sender mit etwa 100 kW Leistung. Mit den kleinsten dieser Geräte kann man immerhin noch etwa 4 km weit telephonieren. Die stärksten Sender umfassen die ganze Erde.

Die Reichweite ist aber auch von der Antenne des Senders und des Empfängers abhängig. Die Antenne eines Senders und eines auf den Empfang der elektrischen Wellen eingerichteten Empfängers besteht in der Regel aus dem „Luftdraht", der hoch über dem Boden ausgespannt ist, dem „Gegengewicht", einem Draht, der am Boden ausgebreitet ist, und dem Draht, der Luftdraht und Gegengewicht verbindet (Abb. 140). Man unterscheidet **Hochantennen,** die an Masten in der Höhe ausgespannt sind, **Niedrigantennen,** die nur wenige Meter über dem Erdboden ausgestreckt sind, und **Bodenantennen,** die isoliert auf den Boden gelegt sind. Die Reichweite einer Hochantenne ist mindestens doppelt so groß wie diejenige einer Niedrigantenne und bedeutend größer als die einer Bodenantenne. Rundfunksender und drahtlose Telephoniestationen der Post haben besonders hohe und für die besonderen Zwecke ausgebildete Antennen. Die auf den Empfang der magnetischen Felder eingerichteten drehbaren Rahmenantennen empfangen nur dann gut, wenn ihre Windungsfläche senkrecht zu den magnetischen Feldlinien steht (Abb. 141, links). Stellt man sie so auf, daß sie den magnetischen Feldlinien parallel stehen, dann empfangen sie nur äußerst schwach (Abb. 141, rechts). Man kann daher Rahmenantennen mit einer Winkelmeßvorrichtung dazu benutzen, um Sender zu peilen, d. h. die Richtung festzustellen, in der ein Sender steht. Hat man bei zwei Empfängern mit Rahmenantennen (Abb. 142)

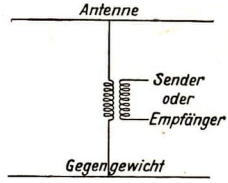


Abb. 140. Antennenschaltung



Abb. 141
Magnetfeld und Richtempfang

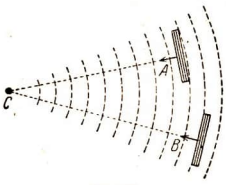


Abb. 142
Peilung durch Richtempfang

die Stellung des schwächsten Empfangs ermittelt, dann befindet sich der Sender im Schnittpunkt C der Lote auf den Windungsflächen.

2. Die Ausbreitung der Wellen. In Abb. 129 ist zu erkennen, daß die elektrischen Felder der von einem Sender ausgehenden Wellen auf der Erdoberfläche senkrecht stehen und von ihr gewissermaßen abgeschnitten werden. Wäre die Erde nicht da, so würden sie aussehen, wie Abb. 119 zeigt. An den Stellen, wo die Feldlinien von der Erde geschnitten werden, treten elektrische Ladungen auf. Daher laufen parallel mit der Welle im Raum elektrische Bodenwellen über die Erde. Diese Wellen sind es, die hauptsächlich auf Bodenantennen, aber auch durch die Gegengewichte auf die Hochantennen wirken. Sie bewirken auch, daß die Wellen im Raum gebeugt werden und um die ganze Erdoberfläche herumlaufen, obwohl sie sich doch eigentlich geradlinig ausbreiten müßten. Diese Beugung tritt aber nur bei verhältnismäßig langen elektromagnetischen Wellen auf.

Kurzwellen (siehe 3.) breiten sich geradlinig wie Licht aus und werden nur wenig gebeugt. Trotzdem wandern sie um die ganze Erde herum, selbst bei der sehr geringen Leistung, mit der sie meist ausgesandt werden. Die Erklärung dafür ist folgende: In etwa 100 km Höhe um die Erde herum ist die Luft so stark ionisiert (vgl. Teil IIA, § 31 u. IIB, § 21,5), daß dort leitende Schichten entstehen, die ähnlich wie die Erde leiten. Treffen Kurzwellen auf diese Schichten, so werden sie reflektiert (Abb. 143). Bei dieser Art der Ausbreitung der Wellen können also Stationen in Verkehr treten, die infolge der Erdkrümmung sonst voneinander getrennt sind (vgl. § 21 u. Teil II A, § 37).

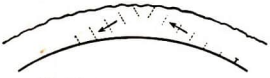


Abb. 143. Ausbreitung der Kurzwellen

3. Sendefrequenz und Verkehr. Sende- und Empfangsstation müssen, damit sie miteinander verkehren können, gegenseitig abgestimmt sein. Das geschieht durch Änderung der Kapazität oder der Selbstinduktion.

So lange man nur drahtlose Telegraphie mit gedämpften Wellen (Funkentelegraphie) kannte, störte jede sendende Station den Verkehr zwischen zwei anderen, denn die von ihr ausgehenden Wellen besitzen zwar eine bestimmte Wellenlänge, die sie mit größter Amplitude aussenden, sie wirken aber auch auf Empfangsgeräte ein, die auf den Empfang wesentlich kürzerer oder längerer Wellen eingestellt sind. Die Lautstärke ist natürlich dann am größten, wenn die Empfangsstelle auf die Wellenlänge der Sendestation eingestellt ist. Abb. 144 deutet an, wie laut ein gedämpfter Sender vergleichsweise gehört wird, wenn der Empfänger auf die angegebenen Wellenlängen abgestimmt ist. Zwei oder drei Sender können sich so stören, daß ein einwandfreier Empfang unmöglich ist.

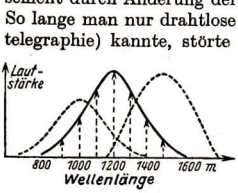


Abb. 144. Überschneidung des Wellenbereichs gedämpfter Sender

Ungedämpfte Wellen verhalten sich wesentlich anders. Soll ein Empfänger eine ungedämpfte Welle von 600 m aufnehmen, so muß er auf diese Welle genau abgestimmt sein. Schon eine geringe Abweichung auf etwa 602 oder 603 m bewirkt, daß kein Laut im Telephon wahrgenommen wird (vgl. Abb. 145). Es können daher eine große Anzahl ungedämpfter Sender gleichzeitig Wellen aussenden, ohne daß eine Station die andere stört oder eine Empfangsstation gehindert ist, deutlich diejenige Sendestation herauszuhören, die für sie von Belang ist. Das wissen wir vom Rundfunk her. Trotzdem würde ein unheilvolles Durcheinander eintreten, wenn der Betrieb von Sendestationen freigestellt wäre. Daher wird jedem Sender vom Staate eine ganz bestimmte Wellenlänge zugeteilt, auf der er senden muß. Über die staatlichen Grenzen hinaus sind internationale Verabredungen über die Zuteilung von Wellenlängen (bzw. Frequenzen) getroffen. So werden für den Verkehr der Schiffahrt, für den Wetterdienst, für den Rundfunk, für die politischen Nachrichten, für die Bildtelegraphie und viele andere Gebiete bestimmte Gruppen von Wellenlängen (bzw. Frequenzbänder) festgelegt, innerhalb deren die Wellen wieder auf die einzelnen Sender verteilt werden. Man spricht von langen Wellen (über 2000 m), Mittelwellen (100–600 m), Kurzwellen (10–100 m), Ultrakurzwellen (unter 10 m). Jede Station kann mit ihrem Empfänger alle ankommenden Wellen innerhalb eines großen Bereichs wahrnehmen. Sie hört aber nur die Station, auf deren Welle der Empfang gerade eingestellt ist. Sollen zwei bestimmte Stationen telegraphisch miteinander verkehren, so muß bekannt sein, auf welcher Wellenlänge der Verkehr stattfinden soll, und es müssen Zeichen verabredet sein, mit denen die Stationen einander anrufen. Hat eine Station das Rufzeichen vernommen, so gibt sie Antwort und hält sich zum Empfang bereit. Sie bestätigt am Schluß den Empfang des Telegramms. Treten die Stationen in drahtlosen Sprechverkehr, so ist die Gewißheit der richtigen Übermittelung aus dem Gespräch gegeben.

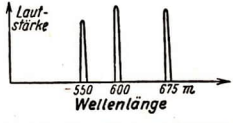


Abb. 145. Trennschärfe des Wellenbereichs ungedämpfter Sender

4. Rundfunk, Nachrichtendienst. Der Vorzug der drahtlosen Übertragung vor der Übertragung durch Draht besteht darin, daß ein einziger Sender beliebig viele Empfänger erreichen kann und daß bei geringen Entfernungen die Empfangsgeräte nur aus einem Schwingungskreis, einem Detektor und einem Telephon zu bestehen brauchen. Auf diese Weise ist es möglich, Rundfunksendungen in einem Bereich von 25 bis 30 km zu verbreiten. Will man Sender aus größerer Entfernung hören, so muß man Empfangsgeräte mit Verstärkereinrichtung benutzen.

Den Rundfunksendern sind Sendefrequenzen zugeteilt, die so bemessen sind, daß sie einander nicht stören und daß den Rundfunkhörern möglich ist, ihre Geräte trennscharf auf den gewünschten Sender einzustellen.

Die Mitteilungen, die nur an die Presse von den Pressestellen und der Nachrichtenzentrale gehen, die Meldungen der einzelnen Wetterstationen werden, da sie sich nicht an alle richten, auf bestimmten, den Empfangsstellen bekannten Wellen übertragen.

§ 20. Fernschreiben, Bildübertragung, Fernsehen

1. Fernschreiben. Der Fernschreiber dient wie der Buchstabentelegraph zur unmittelbaren Übermittlung schriftlicher Nachrichten. Er findet nicht nur in zunehmendem Maße Verwendung bei der Post, sondern ist auch ein unentbehrliches Gerät für den Nachrichtendienst der Presse. Der Fernschreiber kann an das normale Fernsprechnetz angeschlossen werden. Jeder Teilnehmer bedarf dazu einer Schreibmaschine, die so eingerichtet ist, daß die Schreibmaschine des Empfängers automatisch in genau derselben Weise betätigt wird wie die des Senders.

2. Die Bildübertragung. Soll das Bild eines Gegenstandes auf telegraphischem Wege übermittelt werden, so kann man die Einzelheiten des Gegenstandes nur weitergeben, wenn man das **örtliche Nebeneinander** im Bild in ein **zeitliches Aufeinanderfolgen** umwandelt. Es ist also nur möglich, die einzelnen Teile des Bildes durch elektrische Ströme **nacheinander** richtig zu übertragen. Jedes Bild wird zu diesem Zweck durch ein Netz von Quadraten (Raster) in eine Reihe von kleinen Flächen aufgelöst. Abb. 146 gibt dies z. B. für den Buchstaben E an. Telegraphiert man nacheinander den Helligkeitswert der 170 kleinen Flächen und bewirkt, daß auf der Empfangsstation diese Helligkeiten in genau derselben Stärke und Anordnung auf eine lichtempfindliche Schicht übertragen werden, so erhält man eine richtige Wiedergabe des zu übertragenden Bildes. Je feiner der Raster ist, desto schärfer wird das Bild, weil dann die Einzelheiten besser hervortreten. Man kann nach diesem Verfahren Photographien durch Leitungsstrom oder drahtlos übertragen.

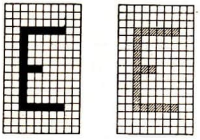


Abb. 146. Bildraster

Das Wesentliche bei der Bildübertragung ist, daß die Helligkeitsunterschiede in Unterschiede des elektrischen Stromes umgewandelt werden. Zu dieser Umwandlung dient eine **Photozelle** (Teil II A, § 30), ein Gerät, in dem das einfallende Licht je nach seiner Intensität eine größere oder geringere elektrische Stromstärke erzeugt. Wird ein Diapositiv durch eine Lichtquelle derart beleuchtet, daß das Licht jeweils nur auf eine bestimmte Stelle der Platte auffällt (Abb. 147), so wird es von dunklen Stellen zurückgehalten, von hellen durchgelassen. Entsprechend entstehen in der Photozelle elektrische Ströme wechselnder Stärke. Werden

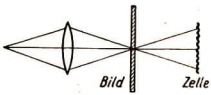


Abb. 147. Bildübertragungsvorgang beim Senden

diese verstärkt und ferngeleitet, dann kann man sie dazu verwenden, den Lichtstrom einer Lichtquelle zu beeinflussen. Auf diese Weise werden dann die Unterschiede der übertragenen elektromagnetischen Energie wieder in Unterschiede der Lichtenergie umgewandelt.

3. Das Fernsehen. Das Problem des Fernsehens unterscheidet sich von dem Problem der Bildübertragung dadurch, daß bei der Bildübertragung das Bild nach und nach auf einer photographischen Schicht entstehen kann, während es beim Fernsehen sofort in allen Teilen sichtbar sein muß. Trotzdem ist der Unterschied nicht wesentlich, denn eine gleichzeitige Übertragung der Helligkeitswerte vieler Bildpunkte ist praktisch nicht möglich, weil man dann ebensoviel Leitungen oder Wellen benutzen müßte, wie Bildpunkte vorhanden sind. Ein vollständiger Bildeindruck ist gewährleistet, wenn alle Punkte des Gegenstandes innerhalb $\frac{1}{20}$ Sekunde durch Übertragung abgebildet werden. Innerhalb dieser Zeit, deren Bedeutung wir schon beim Kinematographen kennen lernten (Teil I A, §18), wirkt eine Übertragung der Bildpunkte nacheinander auf unser Auge genau so, als ob sie gleichzeitig erfolgte. Enthält ein Bild 5000 Bildpunkte, so müssen ihre Helligkeitswerte in einem zeitlichen Abstand von $\frac{1}{100\,000}$ s übertragen werden. Wie dies möglich ist, sei in folgendem kurz beschrieben.

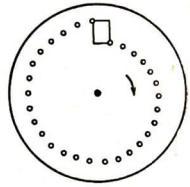


Abb. 148

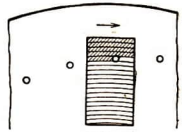


Abb. 149
Nipkowsche Scheibe

Das zu übertragende Bild sei ein Diapositiv. Die Lichteindrücke der verschiedenen Punkte des Bildes können durch „Abtasten" des Gegenstandes mit einem Lichtstrahl unter Verwendung der Nipkowschen Scheibe (erfunden von Nipkow um 1885) gewonnen werden. Sie enthält in gleichem Abstand voneinander eine Anzahl Löcher, die in einer Spirale angeordnet sind (Abb. 148). Der Abstand der Löcher ist gleich der Breite des zu übertragenden Bildes. Die Höhe des Bildes ist gleich dem Unterschied der Entfernungen des Anfanges und des Endes der Lochspirale vom Mittelpunkt der Scheibe.

Dreht sich die Scheibe, dann wird durch das erste Loch ein Streifen des Bildes überstrichen. Nacheinander werden dann anschließende Streifen der Platte durch die folgenden Löcher sichtbar. Alle Streifen insgesamt überdecken das Bild ganz (Abb. 149). Das Diapositiv werde von rückwärts beleuchtet. Jedesmal, wenn die Scheibe einmal herumgedreht wird, trifft durch die Löcher der Spirale das Licht nacheinander auf alle Stellen des abzubildenden Gegenstandes. Dreht sich die Scheibe während $\frac{1}{20}$ Sekunde einmal her-

um, so gewinnt man den Eindruck, als ob man alle Teile des Gegenstandes gleichzeitig sehe, obwohl man zuerst in der obersten Zeile nacheinander den Wechsel der hellen und dunklen Stellen des Gegenstandes, dann in der zweiten Zeile, dann in der dritten usw. wahrnimmt. Vermittelt z. B. jede Zeile



Abb. 150



Abb. 151

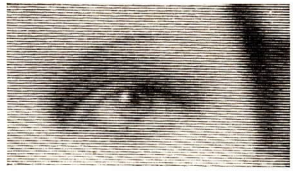


Abb. 152

Originalbild und Fernsehbild

60 verschiedene Lichteindrücke, und wird der Gegenstand in 100 Zeilen abgetastet, so erhält man insgesamt 6000 verschiedene Lichteindrücke, die übertragen werden müssen. Abb. 150 zeigt die zu übertragende Photographie, Abb. 151 die Vergrößerung eines Ausschnittes aus der Photographie und Abb. 152 die Vergrößerung eines Ausschnittes aus dem Fernsehbild; bei letzterer ist deutlich die Zergliederung in die abgetasteten Zeilen wahrnehmbar.

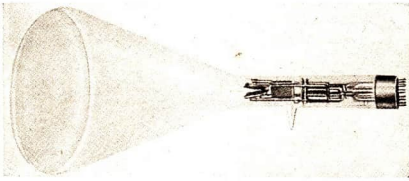


Abb. 153. Kathodenstrahlröhre

Zur Wiedergabe des Bildes benutzt man heute beim Fernsehen große Kathodenstrahlröhren (Abb. 153), in denen die Elektronen eines Kathodenstrahls durch elektrische und magnetische Felder gesteuert und in Bildpunkten auf der Endfläche der Röhre vereinigt werden. Die Endfläche ist

flach gewölbt und so groß, daß auf ihr das Bild in ausreichender Größe erscheinen kann. Sie ist so beschaffen, daß die von den Elektronen getroffene, etwa 1 mm² große Fläche hell leuchtet. Durch ein sog. Kippgerät wird der Elektronenfleck zeilenweise von links nach rechts über die Bildfläche bewegt und dazwischen ruckweise (während einer kurzen Unterbrechung der Übertragung) nach links zurückgeführt. Die Helligkeit des Flecks ändert sich mit der Stärke der empfangenen Ströme. Auf diese Weise wird an jeder Stelle der Bildfläche diejenige Helligkeit hervorgerufen, die im Gegenstand durch die Nipkowsche Scheibe abgetastet worden ist. Erforderlich ist noch, daß in der Aufeinanderfolge und im Durchlaufen der Zeilen volle Übereinstimmung (Synchronisation) zwischen Sender und Empfänger besteht.

D. Elektromagnetische Strahlung

§ 21. Arten und Ausdehnung der Spektren

1. Die Arten der Spektren. Man kann Spektren erzeugen (§ 11 und Teil I A, § 16), indem man das Licht einer spaltförmigen Lichtquelle L durch eine Sammellinse zu einem Spaltbild S vereinigt und in den Strahlengang ein Beugungsgitter G oder ein Prisma P stellt (Abb. 154 a und b). In dem durch das Gitter erzeugten **normalen Spektrum** (§ 11) sind die Farben proportional ihrer Wellenlänge (rot am stärksten) abgelenkt; in dem durch das Prisma hervorgerufenen **prismatischen Spektrum** ist rot am wenigsten abgelenkt, und der rote Teil ist gegenüber dem blauen zusammengedrängt.

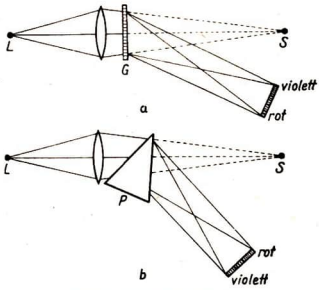


Abb. 154. Erzeugung von Spektren

Das Spektrum besteht aus einer Reihe von nebeneinandergelagerten, verschiedenfarbigen Bildern des Lichtspaltes.

Die genannten Unterschiede der Spektren beziehen sich nur auf die Art der Erzeugung. Wesentlicher sind die Unterschiede, die durch die Art der Lichtquelle bedingt sind. Wir können zusammenfassen, was wir bereits in Teil I A, § 16 kennengelernt haben.

Die Spektren glühender fester Körper und glühender Flüssigkeiten (z. B. von geschmolzenem Eisen) sind kontinuierlich.

Diese Spektren enthalten alle möglichen Farben. Die Spaltbilder gehen im Spektrum ineinander über, und nirgends ist eine Grenze oder eine Lücke

zu erkennen. Da das Licht verschiedener Farbe sich in der Wellenlänge unterscheidet, können wir sagen:

Kontinuierliche Spektren enthalten Licht jeder Wellenlänge. Wir sehen aber mit bloßem Auge nur den Bereich zwischen etwa 0,4 und 0,8 μ.

Die Spektren leuchtender Gase sind Linienspektren.

Sie bestehen aus einzelnen Spaltbildern (Linien), die durch Zwischenräume voneinander geschieden sind. Leuchtende Gase senden also nur Wellen ganz bestimmter Wellenlängen aus. Jedes leuchtende Gas oder jeder leuchtende Dampf besitzt ein Spektrum, das für ihn kennzeichnend ist.

Linienspektren enthalten Licht einzelner bestimmter Wellenlängen.

Spektren von leuchtenden Körpern nennt man auch **Emissionsspektren.**

2. Das Sonnenspektrum. Entwerfen wir ein Spektrum vom Licht der Sonne, so entsteht ein kontinuierliches Spektrum, das von feinen schwarzen Linien durchzogen ist, die unregelmäßig über das Spektrum verteilt sind (Abb. 155).

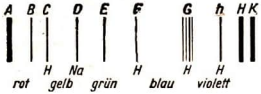


Abb. 155. Fraunhofersche Linien

Diese Linien heißen **Fraunhofersche Linien.** Sie entsprechen in ihrer Anordnung den hellen Linien von Linienspektren. Ihre Entstehung zeigt folgender Versuch:

Wir erzeugen ein kontinuierliches Spektrum und stellen zwischen dem Spalt und dem Prisma eine farblos brennende, große Bunsenflamme auf. Im Spektrum nehmen wir dann keine Veränderung wahr. Lassen wir aber in der Flamme Natrium verdampfen, so entsteht an derjenigen Stelle des Spektrums, wo ohne die Anwesenheit eines kontinuierlichen Spektrums die gelbe Natriumlinie erscheinen würde, ein dunkler Streifen. Man spricht von einer „Umkehrung der Natriumlinie". Rotes, grünes, blaues Licht geht also durch die stark gelb gefärbte Flamme hindurch, das gelbe Natriumlicht dagegen nicht. Das von der Flamme absorbierte Licht und das von ihr ausgesandte haben also die gleiche Wellenlänge.

Findet sich nun im Sonnenspektrum im Gelben ebenfalls eine dunkle Linie, so kann sie in der Weise entstanden sein, daß das Sonnenlicht in der Umkehrschicht der Sonnenoberfläche (Teil I A, § 41) durch Natriumdämpfe hindurchdringen mußte, und daß dabei das gelbe Licht des Natriumdampfes absorbiert worden ist. Ähnlich ist es mit anderen dunklen Linien, die im Sonnenspektrum auftreten.

Absorptionsspektren entstehen aus kontinuierlichen Spektren dadurch, daß Licht bestimmter Wellenlängen absorbiert wird und an seiner Stelle dunkle Linien auftreten.

Die hellen Linien, die ein leuchtender Dampf aussendet, entsprechen den dunklen Linien, die derselbe Dampf in einem zusammenhängenden Spektrum erzeugt, wenn er das Licht absorbiert. Man kann daher aus dem Absorptionsspektrum wie aus dem Emissionsspektrum auf die Art des Stoffes

schließen, der sie aussendet oder absorbiert (Spektralanalyse). Mit diesen Spektren kann man untersuchen, welche Stoffe in einer Lichtquelle leuchten oder sie einhüllen (Erforschung der Sterne).
Robert Gustav Kirchhoff (1824–1887) entdeckte die Umkehrung der Natriumlinie und begründete um 1860 mit dem Chemiker Robert Wilhelm Bunsen (1811–1899) zusammen die Spektralanalyse.

3. Die Energieverteilung im Spektrum. Wir haben bisher das Licht nur nach der Wirkung beurteilt, die es auf unser Auge ausübt. Wir wissen aber auch aus Erfahrung, daß jeder Körper, der Licht aufnimmt, sich erwärmt. Dunkle Körper werden im Sonnenlicht rascher heiß als weiße, weil sie mehr Licht verschlucken. Wir schließen daraus:

Licht ist Energie, die sich durch Strahlung (Wellenbewegung) ausbreitet.

Die von einer Lichtquelle ausgesandte Lichtenergie ist oft sehr klein. Man muß sehr empfindliche Meßinstrumente benutzen, wenn man die Energie schwacher Lichtströme messen will. Zerlegt man den Lichtstrom in ein Spektrum, so kann man mit einem Thermoelement (Teil IIA, § 33) messen, wie groß die Lichtenergie der einzelnen Spektralbereiche, d. h. der Anteil des roten, gelben, blauen Lichtes an der Gesamtenergie ist. Man verwendet Thermosäulen, in denen die Lötstellen der einzelnen Elemente linienartig angeordnet sind, und stellt sie so, wie Abb. 156 andeutet, im Spektrum auf. Man findet dann:

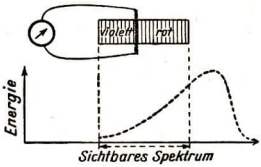


Abb. 156. Energieverteilung im Spektrum

Die Energie des Lichtstromes, der von einer Kohlenbogenlampe ausgeht, wächst vom blauen nach dem roten Ende des Spektrums.

In der Mehrzahl unserer irdischen Lichtquellen ist der Anteil der Energie des roten Lichtes im Verhältnis zum blauen wesentlich stärker als z. B. im Sonnenlicht.

4. Ultrarotes Licht. Bei Messungen mit einem Thermoelement beobachtet man, daß auch jenseits des sichtbaren roten Endes des Spektrums der Kohlenbogenlampe noch Energie vorhanden ist, wo sichtbares Licht nicht wahrgenommen wird. Es ist sogar so, daß die Energie, die hier auftritt, wesentlich größer als im sichtbaren Spektrum ist. Man kommt auf diese Weise zu Erkenntnissen, die man folgendermaßen aussprechen kann:

Jenseits des roten Teils des Spektrums, im Ultraroten (oder Infraroten), gibt es noch eine für das menschliche Auge unsichtbare Strahlung, die durch Wärmewirkung nachweisbar ist. Sie wird ultrarote (auch infrarote) Strahlung genannt.

Dieser Teil des Spektrums einer Lichtquelle kann ebenfalls durch entsprechende Wellenlängen gekennzeichnet werden, z. B. durch Ausmessen im Normalspektrum eines Gitters (§ 11). Während das sichtbare Spektrum nur

einen Bereich umfaßt, in dem die größte Wellenlänge (rot) ungefähr doppelt so groß wie die kürzeste (violett) ist, reicht das infrarote Spektrum bis zu Wellen, deren Längen bis über 100mal so groß sind wie die des sichtbaren Rot. Langwelliges infrarotes Licht bezeichnet man mitunter als „Wärmestrahlen". Diese Bezeichnung ist nicht treffend, da auch das sichtbare Licht Wärme erzeugt.

Infrarotes Licht breitet sich wie sichtbares Licht aus. Hängen wir in den Brennpunkt eines Hohlspiegels eine erhitzte, nicht leuchtende Eisenkugel auf und stellen ihm einen zweiten Hohlspiegel gegenüber, in dessen Brennpunkt ein Thermometer mit geschwärzter Kugel angebracht ist (Abb. 157), so kann man am Steigen des Thermometers nachweisen, daß die Wärmestrahlen, die von der heißen Kugel ausgehen, wie Lichtstrahlen im Brennpunkt des zweiten Spiegels vereinigt werden.

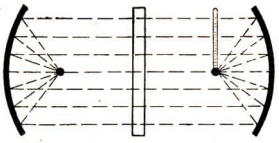


Abb. 157. Ausbreitung der Wärmestrahlen

Stellt man in den Strahlengang eine Glasplatte oder ein Gefäß mit Wasser, so werden die Wärmestrahlen absorbiert, während sichtbares Licht hindurchtritt. Steinsalz ist durchlässig für sichtbares Licht und für Wärmestrahlen. Hartgummi ist undurchsichtig, aber durchlässig für sehr langwellige Wärmestrahlen.

5. Ultraviolettes Licht. Auch jenseits der violetten Grenze des sichtbaren Spektrums ist noch Strahlung vorhanden. Ihr Anteil ist bei den meisten irdischen Lichtquellen nur schwach. Man kann ihn nachweisen, indem man das Spektrum einer Quecksilberdampflampe oder einer Bogenlampe photographiert oder auf einen Schirm fallen läßt, der mit einem fluoreszierenden Salz überzogen ist. Fluoreszierende Stoffe haben die Eigenschaft, kurzwelliges Licht zu absorbieren und dafür Licht von größerer Wellenlänge auszustrahlen. Daher senden sie sichtbares Licht aus, wenn sie von ultraviolettem Licht getroffen werden. Man erkennt so, daß die Strahlung über das violette Ende des Spektrums hinausreicht.

Jenseits des violetten Teiles des Spektrums, im Ultravioletten, gibt es noch eine Strahlung, die sich durch starke photographische Wirksamkeit auszeichnet.

Sie ruft im Auge keine Lichtempfindung hervor, wirkt aber schädigend auf die Bindehaut und wird ultraviolettes Licht genannt. Ultraviolettes Licht wird stark von Glas, Luft und Wasser absorbiert. Es dringt aber z. B. durch Quarz gut hindurch. Je heißer ein glühender Körper ist, desto mehr ultraviolettes Licht ist in seiner Strahlung enthalten. Die Sonne sendet sehr viel ultraviolettes Licht aus. Auf die Erdoberfläche dringt davon nur das ultraviolette Licht, dessen Wellenlänge zwischen 0,40 und 0,29 μ liegt. Das ultraviolette Licht, dessen Wellenlänge noch kürzer ist, wird in den oberen Schichten der Atmosphäre absorbiert und wirkt dort ionisierend (§ 19 u. Teil II A, § 31). Es ist beteiligt bei der Erzeugung der leitenden Heavisideschicht, die die Ultrakurzwellen reflektiert (§ 19).

Das ultrarote und ultraviolette Spektrum wurde von dem Astronomen Wilhelm Herschel[1]) um 1800 entdeckt.

6. Die spektrale Energieverteilung. In Abb. 158 sind Kurven angegeben, die andeuten, wie die Energie der Strahlung eines heißen Körpers sich auf die verschiedenen Wellenlängen verteilt. Aus ihnen ergibt sich:

Die Gesamtstrahlung wächst sehr stark mit der Temperatur an.

Das Maximum der Strahlung eines heißen Körpers verschiebt sich, wenn seine Temperatur wächst, aus dem Ultraroten nach dem sichtbaren und ultravioletten Licht hin.

Kennt man die Wellenlänge des Maximums der Strahlung, so kann man die Temperatur des Strahlers berechnen. In dieser Weise kann man z. B. die Strahlungstemperatur der Sonne bestimmen, deren Maximum im gelben Teil des Spektrums liegt. Sie beträgt rund 6000° C.

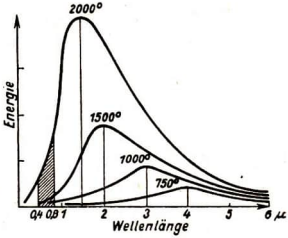


Abb. 158. Strahlungskurven (Temperatur in ° C)

§ 22. Das Licht als elektromagnetische Strahlung

1. Lichtwellen und elektromagnetische Wellen. Wir haben bei der Behandlung der Wellenlehre des Lichtes die Frage offen gelassen, welcher Art die Schwingungen sind, aus denen die Lichtwellen bestehen. Wenn wir uns nun vergegenwärtigen, daß sich im Raume elektromagnetische Felder als Wellen ausbreiten, dann gewinnt der Gedanke, daß das Licht sich in ähnlicher Weise ausbreitet, an Wahrscheinlichkeit. Vergleichen wir die Eigenschaften der Lichtwellen und der elektromagnetischen Wellen, so können wir feststellen:

a) Beide besitzen dieselbe Ausbreitungsgeschwindigkeit $c = 300\,000$ km/s.

b) Beide werden nach demselben Reflexionsgesetz zurückgeworfen.

c) Für Wellen jeder Art besteht das Gesetz, daß beim Übergang von einem Medium in ein anderes die Sinus von Einfalls- und Brechungswinkel in einem konstanten Verhältnis stehen. Dieses ist gleich dem Verhältnis der Fortpflanzungsgeschwindigkeiten der Wellen in den beiden Medien. Bei Lichtwellen hatten wir diese Brechungszahl mit n bezeichnet, bei elektromagnetischen Wellen hatte sie die Größe $\sqrt{\varepsilon^*}$, wenn die Wellen aus dem leeren Raum in einen Stoff mit der relativen Dielektrizitätskonstanten ε^* übergehen (§ 17).

Die nachstehende Tabelle gibt eine Übersicht über die Werte von n und $\sqrt{\varepsilon^*}$ für einige durchsichtige Körper. Die Übereinstimmung ist für die meisten

1) W. Herschel, 1738–1822

Stoffe sehr gut. Bei Verwendung von langen Wellen zur Bestimmung von n zeigt sich auch bei Wasser und Alkohol eine genaue Übereinstimmung.

	n	$\sqrt{\varepsilon^*}$
Luft	1,000 294	1,000 295
Kohlensäure	1,000 449	1,000 473
Wasserstoff	1,000 138	1,000 132
Benzol	1,482	1,483
Petroleum	1,386	1,39
—	—	—
Wasser	1,33	9,1
Alkohol	1,36	5,7

d) Isolatoren sind häufig durchlässig für Licht und für elektromagnetische Wellen. Undurchlässig für beide sind die Metalle.

e) Ein Zusammenhang zwischen optischen und magnetischen Erscheinungen wurde zum ersten Male von Faraday festgestellt. Er beobachtete 1845, daß die Polarisationsebene des Lichtes (§ 12) in Flintglas durch ein starkes Magnetfeld gedreht werden kann.

Die erwähnten Beziehungen zwischen Lichtwellen und elektromagnetischen Wellen legen die Vermutung nahe:

Das Licht besteht aus elektromagnetischen Wellen.

2. Die Lichtschwingungen. Wenn das Licht eine elektromagnetische Wellenbewegung ist, so sind die Lichtschwingungen nichts anderes als periodische Änderungen der Feldstärken elektromagnetischer Felder an den Stellen des Raumes, durch die das Licht dringt. Es schwingen keine stofflichen Teilchen senkrecht zum Lichtstrahl. Wellen können entstehen, weil die elektrischen und magnetischen Felder miteinander gekoppelt sind (vgl. Teil II A, § 28). Die Koppelung beruht darauf, daß die elektrischen und magnetischen Feldlinien einander umschlingen. Diese Vorstellungen sind durch Versuchsergebnisse so stark gestützt, daß sie eine bessere Erklärung für die Ausbreitung des Lichtes geben, als es der stoffliche Äther vermag, den Huygens eingeführt hatte, um das Licht als Wellenbewegung verständlich zu machen. Die in § 12,4 durch Definition festgelegte Schwingungsrichtung ist die des elektrischen Feldes; die des magnetischen Feldes steht senkrecht hierzu und zur Ausbreitungsrichtung.

3. Die Erregung der Lichtwellen. Besteht Licht aus elektromagnetischen Wellen, so muß gefolgert werden, daß die Lichtquelle schwingende Dipole enthält, die diese Wellen aussenden. Beachtet man, daß die Lichtwellen nur der 100000ste Teil der vom kleinsten technischen Dipol ausgestrahlten Wellen sind, mit dem man experimentell elektromagnetische Wellen erzeugen kann, so muß man auch die Dipole für Licht unter den Gebilden eines leuchtenden Körpers suchen, die wesentlich kleiner als die Lichtquelle selbst sind. Nur die Moleküle und Atome kommen daher als Sender für Licht in Betracht. Sie müssen eine Art Dipole darstellen, die Lichtschwingungen aussenden. Ein sehr einfacher Vorgang, bei dem eine elektromagnetische Welle ausgesandt wird, liegt vor, wenn ein Elektron um einen Punkt A, in dem die von ihm ausgehenden Feldlinien münden, Schwingungen ausführt (Abb. 159). Man

nahm daher an, daß in den Atomen Elektronen vorhanden sind und daß sie um den Mittelpunkt des Atoms schwingen oder um ihn kreisen. Am einfachsten wäre die Vorstellung, daß das Elektron um den Mittelpunkt des Atoms kreist und dabei elektromagnetische Wellen aussendet.

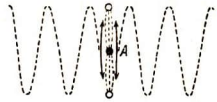


Abb. 159. Schwingendes Elektron

Von dieser Vorstellung ist man, als man die Frage der Erzeugung der Lichtschwingungen untersuchte, auch ausgegangen. Man hat aber bald gefunden, daß die Vorgänge doch wesentlich verwickelter sind, als man anfänglich glaubte (vgl. § 25,3). Auf Einzelheiten können wir an dieser Stelle nicht eingehen. Festgehalten hat man an der Vorstellung:

Das Licht wird von Atomen ausgesandt, in denen elektrische Felder zwischen dem positiven Atomkern und den negativen Elektronen Energie in Form von Lichtstrahlung nach außen abgeben.

Wichtige Beweise für die elektromagnetische Natur des Lichtes und die Eigenschaften des Atoms als Schwingungserreger elektromagnetischer Wellen haben Zeeman 1895 und Stark 1913 erbracht, indem sie gezeigt haben, daß das ausgesandte Licht durch Einwirkung magnetischer oder elektrischer Felder auf die Atome beeinflußt werden kann.

4. Schwingungsvorgänge im Atom und Spektrum. Jede von einem Atom ausgesendete elektromagnetische Welle besitzt eine bestimmte Wellenlänge. In einem glühenden festen Körper sind die Atome so dicht gelagert und beeinflussen einander so stark und unregelmäßig, daß alle möglichen Schwingungen vorkommen. Er sendet daher ein zusammenhängendes Spektrum aus. Ganz anders ist es in einem Gas, in dem die Atome weit voneinander getrennt sind. In den Atomen eines Gases treten Schwingungen auf, die unbeeinflußt von Schwingungen anderer Atome sind. Daher stellt man im Gasspektrum scharf getrennte Linien fest. Die Untersuchung der Spektren hat es ermöglicht, die Struktur und die Eigenschaften der Atome festzustellen, obwohl man ein einzelnes Atom nicht sehen kann.

§ 23. Das Elektronenmikroskop

Das optische Mikroskop ist an der Grenze seiner Leistungsfähigkeit angelangt, wenn die Einzelheiten des durchleuchteten Gegenstandes von der Größenordnung der Wellenlänge des Lichtes sind. Wir sahen schon bei der Beugung der Lichtwellen an einem dünnen Draht, daß das Bild auf dem Schirm nicht mehr getreu die Umrisse des Drahtes wiedergab. Schnelle Elek-



Abb. 160. Parathyphusbakterien
Elektronenoptische Vergrößerung 6500 : 1

tronen verhalten sich ähnlich wie Licht sehr kleiner Wellenlänge (Materiewellen, Abschn. F, 1). Dringen die in einer Glühkathodenstrahlröhre (II A, § 30) erzeugten Elektronen durch den zu untersuchenden Gegenstand, dann kann man die hindurchgetretenen Elektronen durch elektrische und magnetische Felder ähnlich wie Licht durch Linsen so lenken, daß ein stark vergrößertes Bild des Gegenstandes auf einem Leuchtschirm entsteht.
Man kann auf diese Weise, z. B. an Bakterien, noch Einzelheiten wahrnehmen, die 100 bis 1000 mal kleiner sind als die Wellenlänge des Lichtes (Abb. 160).

§ 24. Die Röntgenstrahlen

Wir haben in Teil II A, § 28 kurz von der Entstehung der Röntgenstrahlen gesprochen und von ihrer ionisierenden Wirkung Kenntnis genommen. Wir betrachten sie aber erst jetzt eingehend, weil ihre Eigenschaften erst in dem neuen Zusammenhang verständlich werden.

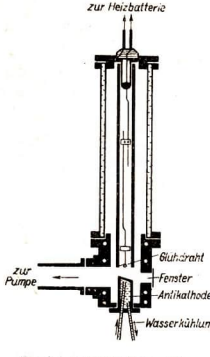


Abb. 161. Moderne Röntgenröhre

1. Erzeugung der Röntgenstrahlen. In Röntgenröhren älterer Bauart (Teil II A, Abb. 146) treten aus der Kathode der Röhre infolge der hohen Spannung Elektronen aus. In neuen Röntgenröhren besteht die Kathode aus einem Glühdraht, der Elektronen aussendet. Die Elektronen treffen auf die sog. Antikathode mit großer Geschwindigkeit auf, weil sie durch die hohe, an die Röhre gelegte Spannung stark beschleunigt werden. Prallen sie auf, so werden sie von den Atomen des Antikathodenmetalls aufgehalten. Von der Auftreffstelle geht dann Röntgenstrahlung aus (Abb. 161).

2. Eigenschaften der Röntgenstrahlen. Röntgenstrahlen sind weder elektrisch noch magnetisch ablenkbar. Sie sind unsichtbar. Sie erregen aber Fluoreszenz (§ 25), wenn sie auf die Glaswand der Röhre oder auf einen Leuchtschirm treffen. Die photographische Schicht ist empfindlich für Röntgenstrahlen. Gase, durch die Röntgenstrahlen gehen, werden ionisiert. Besonders kennzeichnend ist für sie ihr großes Durchdringungsvermögen. Aluminium in dünnen Schichten ist für sie fast völlig durchlässig. Strahlen, die bei geringerer Spannung erzeugt werden, besitzen ein geringeres Durchdringungsvermögen als Strahlen, die bei hoher Spannung in der Röhre entstehen. Erstere nennt man weich, letztere hart. Bleischichten müssen schon einige Zentimeter dick sein, wenn harte Strahlen in ihnen völlig absorbiert werden sollen. Mit Röntgenstrahlen kann man Stoffe durchleuchten, Schattenaufnahmen vom menschlichen Körper machen

(Abb. 162) und Vorgänge im lebenden Körper erforschen. Langdauernde Bestrahlung mit Röntgenstrahlen ist gesundheitsschädlich, doch vermag der Arzt bei bestimmten Hauterkrankungen und Geschwülsten Heilwirkungen durch Röntgenstrahlen zu erzielen, indem er Bestrahlungsdauer und Härte der Strahlen passend wählt. Hervorragende Bedeutung besitzen sie für die Erforschung des Aufbaues der Kristalle und für die Prüfung von Werkstoffen.



Abb. 162. Röntgenaufnahme

3. Das Wesen der Röntgenstrahlen. Die Röntgenstrahlen werden durch elektrische Vorgänge erregt. Sie gleichen darin also dem Licht. Anfangs hat man sie für longitudinale elektromagnetische Impulse gehalten, bis man nachweisen konnte, daß sie wie Lichtwellen polarisierbar sind. Im Jahre 1912 hat dann v. Laue zu einem Experiment Veranlassung gegeben, durch das die Wellenlänge der Röntgenstrahlen bestimmt werden konnte. Er ging von dem Gedanken aus, daß die Atome in einem Kristall so regelmäßig gelagert seien, daß er als ein optisches Raumgitter von sehr großem Auflösungsvermögen wirken müsse. Man ließ durch einen Kristall ein enges Bündel von Röntgenstrahlen hindurchtreten (Abb. 163). Auf einer photographischen Platte, auf welcher die aus dem Kristall austretenden Strahlen aufgefangen wurden, zeigte sich bei Zinkblende das in Abb. 164 wiedergegebene Bild. Die vielen dunklen Flecke des Bildes ließen erkennen, daß die Röntgenstrahlen beim Durchgang durch den Kristall eine Beugung wie Licht erfahren. Aus der Anordnung der Beugungsflecke und dem Abstand der Atome

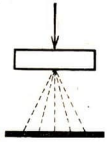


Abb. 163
Beugung der Röntgenstrahlen

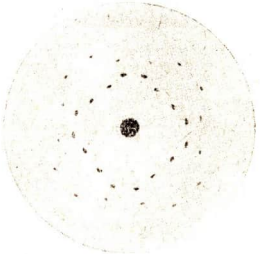


Abb. 164. Beugungsbild der Röntgenstrahlen. Laue-Diagramm von Zinkblende

des Raumgitters konnte man die Wellenlänge der Röntgenstrahlen bestimmen. Man fand:

Die Röntgenstrahlen sind elektromagnetische Wellen, deren Wellenlänge 1000 bis 10 000 mal kleiner als die Wellenlänge des sichtbaren Lichtes ist.

4. Sekundäre Röntgenstrahlen. Treffen Röntgenstrahlen auf ein Metall, so erteilen sie einigen Elektronen des Metalls eine große Geschwindigkeit. Diese treten dann an der Oberfläche aus, und so entsteht der Photoeffekt der Röntgenstrahlen (Teil II A, § 30). Beim Eindringen in das Innere des Metalls treffen die Röntgenstrahlen auf weitere Atome auf und regen diese zur Strahlung an. Dabei entstehen wiederum Röntgenstrahlen. Diese im Inneren eines bestrahlten Metalls auftretenden Röntgenstrahlen nennt man sekundäre Röntgenstrahlen. Die sekundären Strahlen besitzen eine größere Wellenlänge als die primären Strahlen. Die primäre Röntgenstrahlung wird auch oft als **Bremsstrahlung** bezeichnet. Die sekundären Röntgenstrahlen besitzen je nach dem Stoff ein bestimmtes Spektrum, dessen Linien serienmäßig geordnet werden können. Sie sind für die Erforschung des Aufbaues des Atoms sehr wichtig. Man nennt daher die sekundäre Röntgenstrahlung auch **charakteristische** Strahlung.

§ 25. Das elektromagnetische Spektrum

1. Die Ausdehnung des Spektrums. Auch die γ-Strahlung radioaktiver Substanzen, die in ihrem Verhalten den Röntgenstrahlen gleicht, besteht aus elektromagnetischen Wellen. Die nachstehende Tabelle ist eine Zusammenstellung aller uns bekannten elektromagnetischen Strahlenarten. Abb. 165 gibt eine Übersicht mit einer logarithmischen Wellenlängenskala. Trotz gleicher elektromagnetischer Natur treten mit Änderung der Wellenlänge nach und nach charakteristische physikalische Unterschiede auf, so daß man ohne Kenntnis der Theorie kaum noch merkt, daß es sich um gleiche physikalische Erscheinungen handelt.

Strahlenart	Wellenlänge in cm
γ-Strahlen	$2 \cdot 10^{-11} \dots 3 \cdot 10^{-9}$
Röntgenstrahlen	$10^{-10} \dots 10^{-6}$
Ultraviolette Strahlen	$10^{-6} \dots 4 \cdot 10^{-5}$
Sichtbares Licht	$4 \cdot 10^{-5} \dots 8 \cdot 10^{-5}$
Ultrarote Strahlen	$8 \cdot 10^{-5} \dots 4 \cdot 10^{-2}$
Elektrische Wellen	$8 \cdot 10^{-2} \dots$ ohne Grenze

2. Die Strahlungsenergie. Überblicken wir diese Zusammenstellung, so erkennen wir, daß jede Strahlung bestimmter Art durch elektromagnetische Vor-

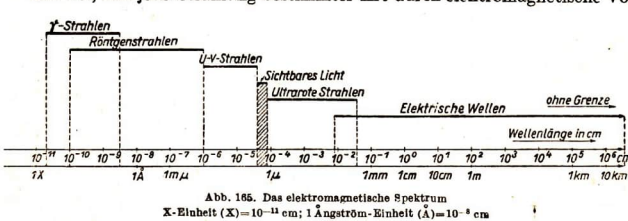


Abb. 165. Das elektromagnetische Spektrum
X-Einheit (X) = 10^{-11} cm; 1 Ångström-Einheit (Å) = 10^{-8} cm

gänge bestimmter Art erzeugt wird. Jedesmal muß zur Erzeugung elektromagnetischer Strahlung Energie umgewandelt werden. Bei den langwelligen Strahlen wird die Energie der elektrischen und magnetischen Energie des Schwingungskreises entnommen, bei den kurzwelligen Strahlen stammt die Energie aus der Energie sehr schnell bewegter Elektronen.

Beim sichtbaren Licht und den kurzwelligen Strahlen ist der Dipol, der Energie aufnimmt und als elektromagnetische Energie ausstrahlt, ein Atom. Wenn ein Körper bei 600° C rotes Licht aussendet, so geht daraus hervor, daß bei dieser Temperatur einige Atome durch Stoß so viel Energie aufnehmen, daß sie zum Aussenden roten Lichtes ausreicht. Bei 2000° C sind die Molekülstöße so heftig, daß alle Farben des sichtbaren Spektrums ausgesandt werden können.

Dem Atom oder Molekül kann auch durch den Stoß eines Elektrons, das im elektrischen Feld beschleunigt wird, Energie zugeführt werden. Deshalb leuchtet das Gas in einer Glimmröhre, wenn zwischen den Elektroden eine hinreichende Spannung angelegt ist. Die leuchtenden Moleküle befinden sich in demselben Zustand wie im selbstleuchtenden heißen Körper, nur ist die Zahl der leuchtenden Moleküle im Gas, das Glimmlicht aussendet, viel geringer. Das Gas besitzt keine wesentlich höhere Temperatur als seine Umgebung. Die leuchtenden Moleküle werden durch Zusammenstoß mit den schnellen Elektronen zur Strahlung angeregt. Man nennt diese Art der Erzeugung von „kaltem" Licht **Lumineszenz**. Sie kann durch Auftreffen von Kanal-, γ- und β-Strahlen erregt werden.

Fluoreszenz tritt ein, wenn die Moleküle eines Körpers kurzwelliges Licht (Röntgenstrahlen, ultraviolette Strahlen) absorbieren und dann von sich aus Licht größerer Wellenlänge aussenden. **Phosphoreszenz** zeigen Körper, die Strahlung aufnehmen und sie als Strahlung anderer Wellenlänge wieder abgeben und dabei nachleuchten. Es handelt sich hier um ein Speichern der Strahlungsenergie. Mit der Phosphoreszenz hat das Leuchten des Phosphors nichts zu tun. Dieses beruht auf einer Chemolumineszenz und ist eine Begleiterscheinung der langsamen Oxydation des Phosphors.

8. Die Lichtquanten. Die Ergebnisse der heutigen Forschung führen über das, was im vorausgegangenen vom Aufbau der Materie aus kleinsten Bausteinen und vom Wesen der elektromagnetischen Strahlung gesagt worden ist, weit hinaus. Unsere Kenntnis von der Wechselwirkung zwischen Materie und Strahlung ist, gefördert durch geistvolle Theorien und experimentelle Untersuchungen, in den letzten Jahrzehnten außerordentlich gewachsen. Es ist das Verdienst des deutschen Forschers Max Planck[1]), die grundlegenden Beziehungen entdeckt zu haben, die diese Entwicklung ermöglichten. Er kam 1900 zu der Überzeugung, daß ein Atom, wenn es strahlt, die Energie nur als Vielfaches bestimmter kleiner Beträge, der sogenannten Energiequanten, abgibt, deren Größe der Frequenz ν proportional ist. Es ist üblich, die Frequenz in diesem Zusammenhang mit ν zu bezeichnen. Entsprechendes gilt für die Absorption. Der Betrag eines Energiequantums ist $E = h \cdot \nu$. Die Größe h ist eine fundamentale Naturkonstante von der Dimension Energie $\times$ Zeit. Das

1) Max Planck 1858—1947

Produkt aus Energie und Zeit bezeichnet man in der Physik als „Wirkung". Planck nannte daher die Größe h das elementare Wirkungsquantum. Ihr Wert ist

$$h = 6{,}55 \cdot 10^{-27}\ \text{erg} \cdot \text{s}.$$

Je kürzer die Wellenlänge einer elektromagnetischen Strahlung ist, desto größer ist das Energiequantum, das bei der Absorption vom Atom aufgenommen und bei der Emission von ihm abgegeben wird.

So erklärt sich z. B. die starke ionisierende Wirkung kurzwelliger Strahlung. Es erscheint nun auch verständlich, daß ein glühender Körper um so mehr rotes Licht aussendet, je tiefer seine Temperatur ist. Mit der Temperatur nimmt die Energie der strahlenden Atome ab und damit auch die Energie der von ihnen ausgesandten Lichtquanten. Energieärmere Lichtquanten bedeuten aber kleinere Frequenzen oder größere Wellenlängen. Diese erscheinen unserem Auge rötlich. Emission und Absorption von Strahlung sind also unstetige Vorgänge. Wegen der außerordentlichen Kleinheit von h kommt uns diese Tatsache nicht unmittelbar zum Bewußtsein. Die Einführung der Energiequanten bedeutet eine entschiedene Abkehr von der bis dahin als gültig angenommenen „klassischen" Physik, in der alle Prozesse stetig verlaufen. Die Entdeckung von Planck gab den Anstoß zur Begründung der Quantentheorie. Sie hat auf allen Gebieten der Physik ihre experimentelle Bestätigung gefunden und dazu beigetragen, manche Widersprüche zwischen Theorie und Erfahrung zu beseitigen.

4. Photonen. Beim lichtelektrischen Effekt (Teil II A, § 30) zeigte es sich, daß die Zahl der ausgelösten Photoelektronen der Intensität des auffallenden Lichtes proportional ist. Das erscheint einleuchtend; sehr überraschend aber war ein anderes Ergebnis, daß nämlich die Geschwindigkeit der ausgestrahlten Elektronen nicht durch die Intensität der Strahlung bestimmt ist, sondern einzig und allein durch die Schwingungszahl ν des auftreffenden Lichtes. Schon bei ganz schwacher Bestrahlung werden Elektronen ausgelöst, die eine durch die Schwingungszahl ν bestimmte Geschwindigkeit haben. Diese Tatsache ist vom Standpunkt der Wellentheorie des Lichtes nicht verständlich, denn bei einer Wellenbewegung ist die Energie auf einer Kugelfläche verteilt und bei geringer Intensität der Strahlung gewissermaßen stark verdünnt. Jedenfalls stehen dann an einer bestimmten Stelle des Raumes nur Energiebeträge zur Verfügung, die von der Intensität der Strahlung abhängen.

Wie Planck festgestellt hatte, wird bei der Strahlung die Energie immer nur in der Form von Energiequanten der Größe $h \cdot \nu$ abgegeben. Wenn man sich nun vorstellt, daß die Energie eines Quants zusammengeballt ist und dann wie ein Körper durch Stoß wirken kann, dann kann man den lichtelektrischen Effekt nach dem Bilde der Vorgänge beim elastischen Stoß erklären. Einstein machte (1905) eine entsprechende Annahme und nannte die körperlich aufgefaßten Lichtquanten Photonen. In jedem Photon ist wie in einer Korpuskel der Energiebetrag $h \cdot \nu$ enthalten. Beim lichtelektrischen Effekt überträgt das Photon seine Energie auf das Elektron, als ob der Vorgang ein elastischer Stoß wäre. Die Geschwindigkeit des ausgelösten Elektrons ist dann durch die Schwingungszahl des einfallenden Lichtes bestimmt. Damit ist der lichtelektrische Effekt verständlich gemacht.

Bei der Auffassung der Photonen als Korpuskeln kommt man zu der Vorstellung einer körnigen Struktur des Lichtes. Das Licht ist zusammengesetzt aus Photonen wie die Körper aus Atomen.

5. Die Auffassungen vom Wesen des Lichtes. Im 18. Jahrhundert hatte man unter dem Einfluß Newtons eine Korpuskulartheorie des Lichtes angenommen (§ 7). Diese wurde im 19. Jahrhundert durch eine Wellentheorie abgelöst, weil man mit dieser die Interferenzerscheinungen ohne weitere Hilfsannahmen erklären konnte. Die Vorstellung von Lichtwellen erwies sich auch sonst als so fruchtbar, daß man glaubte, damit etwas Endgültiges gefunden zu haben. Es zeigte sich aber, daß man neue Tatsachen, wie z. B. den lichtelektrischen Effekt mit einer Wellenvorstellung nicht verständlich machen konnte, während sie sich durch Annahme von Korpuskeln ungezwungen erklären ließen. Das Licht besitzt also eine Doppelnatur. In manchen Fällen verhält es sich wie eine Wellenstrahlung, in anderen wie eine Korpuskularstrahlung. Umgekehrt galt in der klassischen Physik die Elektronenstrahlung geradezu als ein Musterbeispiel für korpuskulare Strahlung. Doch gelang es 1925 experimentell nachzuweisen, was Louis de Broglie 1924 auf Grund seiner Forschungen schon vorausgesagt hatte, daß die Elektronenstrahlung in bestimmten Fällen die Eigenschaften einer Wellenstrahlung besitzt. Die bewegten Elektronen können z. B. gebeugt werden, und es können an ihnen Interferenzerscheinungen hervorgerufen werden, die sich in keiner Weise von denen unterscheiden, die uns vom Licht her bekannt sind. Es hat sich erwiesen, daß das Gleiche auch für alle anderen Elementarteilchen gilt: Auch sie besitzen eine Doppelnatur als Korpuskel und als Welle. Man ist – worauf im Rahmen dieses Buches nicht näher eingegangen werden kann – zu der Überzeugung gelangt, daß Korpuskel und Welle die beiden Zustandsformen der Materie sind, daß also die Vorstellung von der Materie beides, Korpuskel und Welle, umschließt.

E. Der korpuskulare Aufbau der Materie

1. Atome und Moleküle. Wir sahen (Teil I B, § 34 und § 64), daß alle Körper aus kleinsten Teilchen aufgebaut sind, die in unaufhörlicher Wärmebewegung begriffen sind. Bei chemisch reinen Stoffen sind diese kleinsten Teilchen einander gleich; wir nennen sie die Moleküle des betreffenden Stoffes. So besteht beispielsweise Wasser aus lauter gleichen Molekülen, die je aus einem Atom Sauerstoff und zwei Atomen Wasserstoff zusammengesetzt sind. Wir drücken das durch die chemische Formel H_2O aus. Diese Atome und die aus ihnen zusammengesetzten Moleküle haben eine bestimmte Masse. Wir hatten beispielsweise als Masse des Wasserstoffatoms $1{,}7 \cdot 10^{-24}$ g angegeben (Teil II A, § 28). Im allgemeinen pflegt man die relativen Massen der Atome anzugeben. Dieses sog. Atomgewicht gibt das Massenverhältnis zwischen dem Atom eines chemischen Elementes und dem Wasserstoffatom an. 1 Atom

Sauerstoff hat etwa die 16fache Masse eines Wasserstoffatoms. Aus verschiedenen Gründen pflegt man die relative Masse der Atome der anderen Elemente auf $\frac{1}{16}$ der Masse eines Sauerstoffatoms zu beziehen. Das Molekulargewicht des Wassers beträgt rund $16 + 2 \cdot 1 = 18$.

2. Die Isotope. Die Regel von der Gleichheit aller Atome eines chemischen Elements gilt nicht ohne Einschränkung. Im Massenspektrograph (Teil II A, § 29) hat sich gezeigt, daß viele chemische Elemente aus zwei oder mehr verschiedenen Atomarten zusammengesetzt sind. Diese verhalten sich chemisch ganz gleich, haben aber verschiedene Atommassen. Wir nannten diese verschiedenen Stoffarten mit gleichem chemischen Verhalten, aber verschiedenem Atomgewicht Isotope des betreffenden Elementes. So kennen wir z. B. außer dem in großer Menge vorkommenden Wasserstoffatom, dessen Masse wir oben angaben, noch den schweren Wasserstoff, dessen Atome die doppelte Masse haben, der also das Atomgewicht 2 hat. Auch Sauerstoff hat, neben dem in großer Menge vorhandenen Isotop mit dem Atomgewicht 16, Spuren von Isotopen mit den Atomgewichten 17 und 18. Es lassen sich also außer den normalen Wassermolekülen mit dem Molekulargewicht $16+2 \cdot 1 = 18$ Wassermoleküle, wenn auch in sehr geringer Menge, finden, die das Molekulargewicht $16 + 2 \cdot 2$, $17 + 2 \cdot 1$, $18 + 2 \cdot 1$, $17 + 2 \cdot 2$ und $18 + 2 \cdot 2$, aber auch $16 + 2 + 1$, $17 + 2 + 1$ und $18 + 2 + 1$ haben.

3. Der Atomkern. Versuche über die Ablenkung von schnell bewegten Elektronen und α-Teilchen bei ihrem Durchgang durch Materie haben gezeigt, daß es selbst innerhalb eines festen Körpers große Gebiete gibt, in denen sich keine Massen befinden, und daß die Hauptmasse jedes Atoms auf einem winzigen Raum angetroffen wird. Wir nennen die Stelle eines Atoms, an der sich praktisch seine gesamte Masse befindet, den Atomkern. Die erwähnten Versuche ergaben, daß sein Durchmesser nur etwa ein Zehntausendstel des Atomdurchmessers beträgt.

4. Bausteine der Atome. Man hat bereits früh vermutet, daß die Atome der verschiedenen Elemente aus gemeinsamen kleinsten Bausteinen aufgebaut sein müssen. Als Bausteine der Atome haben wir den Kern und die Elektronen kennengelernt. Diese tragen eine negative elektrische Elementarladung und haben eine außerordentlich geringe Masse, die fast 2000 mal kleiner ist als die des Wasserstoffatoms (vgl. Teil II A, § 28, 3).
Die Entstehung des von leuchtenden Körpern ausgesandten Lichtes hängt mit Änderungen der Bewegung der Elektronen um den Mittelpunkt des Atoms, den Atomkern, zusammen (§ 22, 3).
Wir haben experimentelle Beweise dafür, daß durch Entfernung bestimmter Teilchen aus einem Atomkern das Atom eines anderen chemischen Elementes entsteht. Diesen Beweis liefern uns die Erscheinungen der Radioaktivität (Teil II A, § 36).

5. Der radioaktive Zerfall. Wir hatten gefunden, daß das aus Uranerz gewonnene Element Radium α-Teilchen aussendet und daß diese α-Teilchen posi-

tiv geladene Heliumatomkerne sind, und zwar entspricht ihre Ladung zwei Elementarladungen. Helium hat das Atomgewicht 4. Wir stellen uns vor, daß jedes ausgesandte α-Teilchen aus einem einzelnen Radiumatom stammt, das beim Aussenden des α-Teilchens sein Atomgewicht von 226 um 4 vermindert. Es läßt sich nachweisen, daß bei dem Zerfall aus dem Radiumatom ein ganz anderer chemischer Stoff, das Radon (auch Radiumemanation genannt), entsteht.

Radium verhält sich chemisch wie die Erdalkalimetalle und ist besonders dem Barium sehr ähnlich. Es bildet also mit Säuren Salze, die zum Teil in Wasser gut löslich sind. Das Radon dagegen ist ein Gas, das wie die uns bekannten Edelgase (Helium, Argon) keinerlei chemische Verbindung eingeht. Sein Atomgewicht ist 222. Auch das Radon ist radioaktiv, und seine Atome verwandeln sich unter Aussendung eines α-Teilchens in ein anderes chemisches Element Radium *A* mit dem um 4 verminderten Atomgewicht 218. Auch dieses Element zerfällt weiter unter Aussendung eines α-Teilchens. Das so entstehende Radium *B* vom Atomgewicht 214 sendet bei dem Zerfall seiner Atome β-Teilchen, also Elektronen aus. Das dabei entstehende Element Radium *C* hat demnach praktisch dasselbe Atomgewicht wie Radium *B*. Während aber Radium *B* sich chemisch wie Blei verhält, gleicht das Radium *C* einem anderen Element, dem Wismut. Schließlich entsteht durch weiteren Zerfall eine Atomart, die nicht mehr radioaktiv ist, nämlich ein Bleiisotop mit dem Atomgewicht 206. Alle Zwischenprodukte zerfallen schneller oder langsamer mit einer Geschwindigkeit, die völlig unabhängig von allen äußeren Einflüssen ist. So ist es insbesondere völlig gleichgültig, in welcher chemischen Verbindung sich das zerfallende Element befindet und bei welcher Temperatur es untersucht wird.

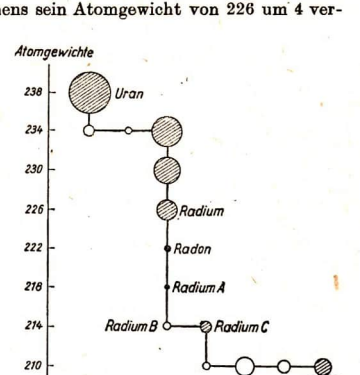


Abb. 166 Der radioaktive Zerfall des Urans

Die Zeit, in der die Hälfte sämtlicher vorhandenen Atome eines radioaktiven Elements zerfällt, ist bei Uran $4{,}5 \cdot 10^9$ Jahre, bei Radium 1580 Jahre, bei Radon 3,85 Tage, bei Radium *A* 3 Minuten usw. Nach diesen Zeiten ist auch die von dem betreffenden radioaktiven Element ausgehende Strahlungsintensität auf die Hälfte gesunken. Abb. 166 zeigt, wie sich aus Uran über

Radium und andere radioaktive Elemente schließlich Blei bildet. Die Größe der Kreise deutet schematisch die Zeit an, die verstreicht, bis die Hälfte der Atome zerfallen ist. Diese Zeit ist für Uran also unvorstellbar lang, für Radium *A* sehr kurz. Die durch schraffierte Kreise bezeichneten radioaktiven Elemente zerfallen unter Aussendung eines α-Teilchens, die anderen unter Aussendung eines β-Teilchens.

Es hat sich also gezeigt, daß es chemische Elemente gibt, die durch Entfernung eines α-Teilchens oder eines β-Teilchens aus dem Kern in andere Elemente verwandelbar sind. Wir nehmen an, daß auch sämtliche anderen, nicht radioaktiven Elemente in gleicher Weise durch Entfernen oder Hinzufügen kleinster Bausteine ineinander überführbar sind. In neuester Zeit ist es gelungen, auch nicht-radioaktive Elemente so zu zerlegen, daß dabei Isotope anderer bekannter chemischer Elemente entstehen.

6. Das Proton. Das leichteste Atom ist das Wasserstoffatom. Wir sahen (Teil II A, § 26), daß Wasserstoff immer die Wertigkeit 1 hat und bei chemischen Umsetzungen oder in Gasentladungen nur ein Elektron abzuspalten vermag. Wir schließen, daß es nur ein Elektron enthält. Sein Linienspektrum wird von diesem einen um seinen Kern kreisenden Elektron ausgesendet. Damit das Wasserstoffatom nach außen elektrisch neutral ist, muß also sein Kern, der die gesamte Masse (bis auf die geringe Masse des Elektrons) enthält, eine positive elektrische Elementarladung tragen. Dieser Wasserstoffkern, das Wasserstoffion H^+ (vgl. Teil II A, § 26) ist der leichteste Atomkern, den wir kennen. Wir nennen dieses Wasserstoffion auch Proton[1]).

7. Das Neutron. Wir wissen, daß das α-Teilchen zwei positive Ladungsquanten trägt (Teil II A, § 36), und schließen, daß ein neutrales Heliumatom durch Vereinigung von einem α-Teilchen mit zwei Elektronen entsteht, die sich in weiter Entfernung um das α-Teilchen als Kern bewegen. Das Heliumatom hat die vierfache Masse eines Wasserstoffatoms. Man stellt sich nun vor, daß das α-Teilchen oder der Heliumkern durch Zusammenlagerung von 2 Protonen mit zwei Teilchen entsteht, die dieselbe Masse haben wie die Protonen, aber ungeladen sind. Diese Teilchen, deren Existenz in den letzten Jahren auf vielen Wegen nachgewiesen werden konnte, nennt man Neutronen[2]).

8. Die Atomkerne. In Erweiterung dieser Auffassung vom Bau des Heliumkernes stellt man sich den Bau der Atome aller übrigen Elemente folgendermaßen vor: Jedes Atom hat einen Kern, der nur etwa $\frac{1}{10\,000}$ des Atomdurchmessers hat. In ihm ist bis auf die zu vernachlässigende Elektronenmasse die gesamte Masse des Atoms vereinigt. Der Kern ist aus Protonen und Neutronen zusammengesetzt und hat eine positive elektrische Ladung. Die Anzahl seiner elektrischen Elementarladungen ist durch die Zahl der in ihm enthaltenen Protonen gegeben. Die Atome der verschiedenen Elemente

1) prōtos (griech.) = der vorderste, der erste
2) neutrum (lat.) = keines von beiden

unterscheiden sich durch die Zahl dieser Kernladungen. Wir kennen sämtliche Elemente mit den Kernladungen 1 (Wasserstoff) bis 92 (Uran). Die Zahl der Kernladungen regelt die Reihenfolge im periodischen System der Elemente (vgl. Lehrbuch der Chemie); sie ist gleich der Ordnungszahl. Atomarten mit der gleichen Kernladung, aber verschiedener Neutronenzahl im Kern stellen die verschiedenen Isotope ein und desselben Elementes dar.

9. Die Elektronenschalen. Außerhalb des Kernes kreisen ebensoviele Elektronen wie positive Elementarladungen im Kern vorhanden sind, so daß das Atom als Ganzes neutral ist. Diese Elektronen sind verschieden fest an den Kern gebunden; sie kreisen in verschiedener Entfernung um den Kern.

Man hat gelernt, sich solche Vorstellungen von der Anordnung der Elektronen um den Kern so zu machen, daß man damit das sichtbare Linienspektrum, sowie auch die ultravioletten Linien und die charakteristische Röntgenstrahlung (§ 24) eines Elements zu erklären vermag. Danach stammt die charakteristische Röntgenstrahlung von Elektronen, die in engen Bahnen um den Kern kreisen und daher besonders fest an ihn gebunden sind.

Die gelbe Natriumlinie stammt dagegen von dem äußersten Elektron des Natriumatoms, das also von allen seinen Elektronen am lockersten an den Kern gebunden ist. Wir sind diesem Elektron bereits bei der Zerlegung von Kochsalz in Na^+ und Cl^- begegnet (vgl. Teil II A, § 26). Das Elektron ist so locker an den Rest des Natriumatoms gebunden, daß bei der Spaltung des Kochsalzmoleküls bei der Lösung in Wasser nicht neutrale Natriumatome, sondern positiv geladene Natriumatome, Na^+-Ionen entstehen. Das Elektron lagert sich an das Chloratom an und verwandelt es so in ein negatives Cl^--Ion.

Wir sehen also, daß das gleiche Elektron für das Spektrum und für das chemische Verhalten eines Atoms verantwortlich ist. Die Abspaltung eines weiteren Elektrons vom Natrium gelingt in Lösungen nicht. Das entspricht der Tatsache, daß wir das Natrium als einwertiges Element kennen (Teil II A, § 26). In elektrischen Gasentladungen ist es nur unter Aufwendung großer Energien möglich, dem Natrium weitere Elektronen zu entreißen.

Wir schließen daraus, daß die im Na^+ verbliebenen Elektronen einen besonders festen Zusammenhang mit dem Kern haben. Als Elemente, die überhaupt keine chemische Bindung eingehen, sondern als einatomige Gase existieren, haben wir die Edelgase kennengelernt (vgl. Teil I, § 110, 4). Es hat sich gezeigt, daß die Elektronenhülle des Na^+-Ions die gleiche Festigkeit besitzt wie die der Edelgase.

Im periodischen System folgen Neon und Natrium aufeinander; ihre Kernladungszahl unterscheidet sich um Eins. Na^+ und Neon haben also die gleiche Anzahl um den Kern kreisender Elektronen.

Das dem Na^+ bei der Spaltung des NaCl-Moleküls in der wäßrigen Lösung verloren gegangene Elektron lagert sich mit dem Chloratom zu einem negativ geladenen Chloratom, einem Cl^--Ion zusammen. Das periodische System

zeigt, daß das Chlor Nachbar eines Edelgases, des Argons, ist, und zwar ist die Kernladung des Chlors um Eins kleiner als die des Argons. Wir sehen, daß durch die Anlagerung eines Elektrons die Zahl der Elektronen des Cl^- gleich der Elektronenzahl eines Edelgases wird. Cl^- hat eine festere Elektronenanordnung als das neutrale Chloratom.

Die Edelgase haben die Kernladungen: 2 (Helium), 10 (Neon), 18 (Argon), 36 (Krypton), 54 (Xenon) und 86 (Radon). Die chemische Erfahrung, wie die Untersuchungen an Gasentladungen haben gezeigt, daß die Elektronenanordnung um einen Kern besonders fest ist, wenn die Zahl der Elektronen gleich einer dieser Zahlen ist. Wir stellen uns den Bau der Elektronenhüllen so vor, daß beim Neon um eine innere „Schale", die von 2 Elektronen besetzt ist, eine weitere „Schale" angeordnet ist, die 8 Elektronen enthält. Das Argon enthält 2 innere Schalen, die den beiden Neonschalen entsprechen, und außerdem noch eine äußere Schale, die wiederum 8 Elektronen enthält. Der weitere Einbau von Elektronen in den im periodischen System aufeinanderfolgenden Elementen geschieht so, daß bei den Edelgasen (außer Helium) die jeweils äußerste Schale mit acht Elektronen besetzt ist. Beim Krypton ist dies die vierte, beim Xenon die fünfte und beim Radon die sechste Schale. Der übrige Raum des Atoms wird von den sehr viel leichteren Elektronen eingenommen (Elektronenwolke).

Der geschilderte Atombau erklärt, daß die chemischen und spektroskopischen Eigenschaften der Elemente sich bei der Anordnung nach dem periodischen System regelmäßig ändern.

F. Geschichtliche Entwicklung

1. Wissenschaftliche Erkenntnisse. Den Griechen war bekannt, daß Bernstein kleine Körperchen anzieht, wenn er mit einem Tuch gerieben wird. Von der griechischen Bezeichnung für Bernstein (elektron) ist das Wort Elektrizität abgeleitet worden. Die Geschichte der elektrischen Entdeckungen beginnt eigentlich erst Ende des 16. Jahrhunderts. Zu dieser Zeit fand der englische Arzt und Forscher William Gilbert, daß viele Körper ein ähnliches Verhalten wie Bernstein zeigen. Die elektrische Abstoßung beobachtete zuerst Otto von Guericke (1602–1686).

Die durch Reibung erzeugten elektrischen Felder besitzen oft eine außerordentlich hohe Spannung. Das Feld kann aber nur dadurch zerstört werden, daß man die Ladung durch Berührung mit einem Leiter wegnimmt. Daher ist nicht verwunderlich, daß sich an die Entdeckung Gilberts nicht unmittelbar die Verwertung der elektrischen Erscheinungen anschloß. 1729 machte Stephan Gray (in London) darauf aufmerksam, daß sich die Stoffe nach ihrem elektrischen Verhalten in zwei Gruppen, Leiter und Nichtleiter, einteilen lassen. 1733 fand der Franzose Charles François Dufay, daß es zwei verschiedene Arten der Elektrizität, Glas- und Harzelektrizität, gibt.

Die ersten Influenzerscheinungen wurden von dem Holländer Pieter

van Musschenbroek und dem Deutschen Ewald Georg von Kleist 1745 beobachtet. Sie schufen den elektrischen Kondensator, die Leidener Flasche. Alle Fortschritte waren bis dahin vom Zufall abhängig, weil man keine zutreffenden theoretischen Vorstellungen besaß. Um 1750 gab der nordamerikanische Naturforscher und Staatsmann Benjamin Franklin in Briefen, die er an die Royal Society in London richtete, die erste Theorie der Elektrizität. Er nahm an, daß sie aus einem Stoff bestehe, der in jedem Körper enthalten sei. Überschuß von Elektrizität in einem Körper sollte sich darin bemerkbar machen, daß er positiv geladen erscheine, Mangel am normalen Quantum darin, daß er negativ geladen sei. Mit dieser Hypothese erklärte er die Vorgänge der Influenz. Als Mann der Praxis erfand er den Blitzableiter.

Charles Augustin Coulomb entdeckte in den Jahren 1785 bis 1789 das nach ihm genannte Gesetz über die Anziehung und Abstoßung elektrischer Ladungen. Er schuf damit die unentbehrliche Grundlage für elektrische Messungen. Daher kommt diesem Gesetz eine große Bedeutung zu.

Im Jahre 1786 entdeckte Luigi Galvani in Bologna, daß Froschschenkel, die zwei verschiedene Metalle berührten, zusammenzuckten. Sein Landsmann Alessandro Volta erklärte 1798 diesen Vorgang, indem er nachwies, daß zwischen zwei Metallen, die in eine leitende Flüssigkeit tauchen, eine elektrische Spannung entsteht.



Georg Simon Ohm (1787–1854)

Die Beziehung zwischen der elektrischen Spannung und der Stromstärke in einem Stromkreis, der aus festen Leitern gebildet wird, wurden von dem Deutschen Georg Simon Ohm in den Jahren 1825 bis 1827 auf theoretischem und experimentellem Wege gefunden. Das Ohmsche Gesetz bildet die Grundlage für die elektrischen Meßinstrumente. Der Bedeutung der Entdeckung Ohms entspricht es, wenn die Maßeinheit des Widerstandes ihm zu Ehren benannt ist.

Die magnetischen Eigenschaften des Eisens sind schon seit alters her bekannt. Magneteisensteine hat man zuerst in China und seit dem 12. Jahrhundert in Europa als Kompaß benutzt. Erforscht wurden die magnetischen Eigenschaften des Eisens zuerst von Gilbert.

Er erkannte, daß die Erde wie ein großer Magnet wirkt, dessen magnetischer Südpol im Norden liegt. Die Abhängigkeit der Deklination der Magnetnadel vom Beobachtungsort ist schon von Christoph Columbus beobachtet worden. Die Inklination wurde von dem Deutschen G. Hartmann im 16. Jahrhundert entdeckt. Der Göttinger Mathematiker Carl Friedrich Gauss hat sich um die wissenschaftliche Bestimmung der Horizontalintensität des Erdmagnetismus verdient gemacht. Er hat die Schwingungen des Magnetometers dazu benutzt.

Die magnetischen Feldlinien hat schon der französische Philosoph René Descartes mit Eisenfeilicht nachgewiesen, aber erst der englische Physiker Michael Faraday hat um 1830 die Bedeutung dieser Linien erkannt.
Die Einwirkung des elektrischen Stromes auf die Magnetnadel ist 1820 von dem Dänen Hans Christian Oersted entdeckt worden. Oersteds Entdeckung veranlaßte die französischen Forscher André Marie Ampère, Jean Baptiste Biot, Félix Savart und andere, die Kräfte zu untersuchen, die Stromkreise auf Magnete und Stromkreise aufeinander ausüben.



Michael Faraday (1791–1867)

Die ersten Induktionserscheinungen wurden von dem Franzosen Dominique François Arago 1824 an dem Einfluß einer rotierenden Kupferscheibe auf eine Magnetnadel beobachtet, aber nicht richtig gedeutet. Die Gesamtheit der Induktionswirkungen ist 1832 von Faraday beschrieben worden. Er hat nicht nur die gegenseitige Induktion von Stromkreisen und die Wirkung eines Magneten auf einen Leiterkreis entdeckt, sondern auch 1835 die Selbstinduktion experimentell nachgewiesen. Er erkannte, daß kein Unterschied zwischen Reibungselektrizität, Induktionselektrizität oder galvanischer Elektrizität besteht. Diese grundlegenden Feststellungen Faradays fanden ihre Ergänzung in den Arbeiten von Lenz (Professor der Physik in Petersburg, dem heutigen Leningrad), der 1834 das nach ihm benannte Gesetz über die Richtung des induzierten Stromes fand.
Den größten Fortschritt in der geschilderten Entwicklung brachten Faradays Vorstellungen von den elektrischen und magnetischen Kraftlinien, die Feldtheorie des Elektromagnetismus. Im Jahre 1855 hat der englische Physiker William Thomson die Schwingungsdauer der elektrischen Entladung berechnet, und 1858 hat Berend Wilhelm Feddersen die Thomsonsche Schwingungsformel experimentell bestätigt. Die mathematische Darstellung und der theoretische Ausbau der Faradayschen elektromagnetischen Feldvorstellungen stammt von dem englischen Physiker James Clerk Maxwell (1865). Er ist damit der Begründer der gesamten modernen elektromagnetischen Lichttheorie geworden.
Die Elektrolyse des Wassers wurde bereits um 1800 beobachtet. Die erste Theorie der Vorgänge im Elektrolyten gab von Grothuß 1805. Er nahm an, daß alle Moleküle des Elektrolyten aus einem negativen und einem positiven Bestandteil zusammengesetzt und an ihren Ort gebunden seien. Faraday verbesserte diese Theorie 1833, indem er die positiven und negativen Bestandteile der Moleküle als beweglich annahm. Er nannte sie „Ionen" und erklärte die Vorgänge der Elektrolyse durch die Wanderung von Ionenschwärmen zwischen den Elektroden. Seine Theorie wurde von dem deutschen Physiker Johann Wilhelm Hittorf (1858) weiter ausgebaut. Der

Schwede Svante Arrhenius und der Niederländer Jacobus Hendricus van't Hoff gaben der Ionentheorie zwischen 1884 und 1887 die Form, in der wir sie dargestellt haben. Die Untersuchung des Elektrizitätsdurchgangs durch verdünnte Gase führte 1869 Hittorf zu der Beobachtung, daß von der Kathode Strahlen ausgehen, die magnetisch ablenkbar sind. Eugen Goldstein hat 1886 in Berlin die Kanalstrahlen entdeckt. Im Jahre 1894 fand Philipp Lenard, daß Kathodenstrahlen durch Aluminiumfolie aus der Röhre austreten können. Das Verhältnis e/m der Ladung zur Masse der Kathodenstrahlen ist zuerst 1898 von dem Deutschen Walter Kaufmann bestimmt worden. Wilhelm Wien hat als erster e/m der Kanalstrahlen (Würzburg 1900) gemessen. Die radioaktiven Eigenschaften des Urans entdeckte 1896 der Franzose Henri Becquerel. Aus der Pechblende stellte 1898 das Ehepaar Marie und Pierre Curie in Paris das Element Radium her. Hervorragenden Anteil an der Erforschung der Ionen und Elektronen haben die englischen Forscher William Ramsay, Joseph John Thomson, Ernest Rutherford, Francis William Aston gehabt.



Ernest Rutherford (1871–1937)



James Klerk Maxwell (1831–1879)



Heinrich Hertz (1857–1894)

Maxwell hatte in seiner elektromagnetischen Feldtheorie vorausgesagt, daß von einem Schwingungskreis elektromagnetische Wellen ausgehen müßten, die sich wie Licht im Raum ausbreiten. In genialen Versuchen gelang es Heinrich Hertz in Karlsruhe zwischen 1886 und 1889, die von einem Schwingungskreis ausgehenden elektromagnetischen Wellen experimentell nachzuweisen. Die Kenntnis von der Wechselwirkung zwischen einem Magnetfeld und dem Licht stammt bereits von Faraday. Er hat 1845 gefunden, daß die Polarisationsebene des Lichtes in Glas durch ein Magnetfeld gedreht wird. Die magnetische Zerlegung der Spektrallinien bei der Emission des Lichtes hat der Holländer Pieter Zeeman 1896 entdeckt, während Johannes Stark in Deutschland den entsprechenden elektrischen Effekt 1913 experimentell nachweisen konnte. — Als ebenfalls elektromagnetische Wellenstrahlung erwiesen sich die 1895 von dem Deutschen Wilhelm Conrad

Röntgen entdeckten und nach ihm benannten Strahlen. Der Nachweis ihrer Wellennatur und ihrer Wellenlänge gelang 1912 dem deutschen Physiker Max von Laue. Die beiden englischen Forscher William Henry und William Lawrence Bragg (Vater und Sohn) haben die Methode der Reflexion von Röntgenstrahlen an Kristallen zuerst benutzt, um Röntgenspektren zu untersuchen. Schon 1885 hat der Schweizer J. J. Balmer erkannt, daß die Spektrallinien des Wasserstoffes sich in Serien ordnen lassen und daß ihre Lagen durch einfache zahlenmäßige Beziehungen miteinander verknüpft sind. Erst 30 Jahre später hat seine Entdeckung große Beachtung gefunden. Inzwischen war Max Planck 1900 in Berlin zu der Erkenntnis gekommen, daß die Energie des Lichtes nur in bestimmten kleinsten Teilen, den Lichtquanten, abgegeben werden kann (Quantentheorie). Er hat damit der Forschung ganz neue Wege gewiesen. Die Photonentheorie des Lichtes ist dann anschließend 1905 von dem deutschen Physiker Albert Einstein (geboren 1879) begründet worden.

Die ersten Einblicke in den Aufbau der Atome gehen auf Rutherford zurück. Der dänische Physiker Niels Bohr verknüpfte die so gewonnenen Erkenntnisse mit den Ergebnissen der Analyse der elektromagnetischen Spektren der Elemente. An den experimentellen und theoretischen Arbeiten, die mit der Erforschung des elektromagnetischen Spektrums und seiner Deutung durch atomare Vorgänge zusammenhängen, haben die Engländer W. H. und W. L. Bragg und Henry Moseley, die Schweden Johann Robert Rydberg und Siegbahn, die sowjetischen Physiker S. I. Mandelstamm, G. S. Landsberg und D. S. Roshdestwenskij sowie die Deutschen Ritz, Paschen, Sommerfeld hervorragenden Anteil genommen. Die Weiterentwicklung der Quantentheorie zur Quanten- bzw. Wellenmechanik stammt von dem Franzosen Louis de Broglie, dem Österreicher Erwin Schrödinger, dem Deutschen Werner Heisenberg und dem Engländer Paul Dirac.

2. Technische Entwicklung. Es folgte jeder wissenschaftlichen Erkenntnis bald der Versuch, sie technisch nutzbringend auszuwerten. Aber es verstrich oft eine lange Zeit, bis ein bedeutender technischer Erfolg sichtbar wurde. Dies liegt an dem Ineinandergreifen der technischen Einzelentwicklungen. Zuerst entwickelte sich die Schwachstromtechnik, da für sie die damals vorhandenen Spannungsquellen (z. B. galvanische Elemente) ausreichten.

Der erste elektrische Telegraph wurde von Th. Sömmering 1809 hergestellt. Für jeden Buchstaben diente eine besondere Stromleitung. Ein Wasserzersetzungsapparat zeigte auf der Empfangsstation an, in welchem Stromkreis Strom floß. Dieser Apparat wurde von Ampère verbessert.

Einen elektromagnetischen Telegraphen mit einer Leitung benutzten Carl Friedrich Gauß und Wilhelm Weber 1833 zwischen dem Physikalischen Institut und der Sternwarte in Göttingen. Im Jahre 1837 erfand der amerikanische Maler Samuel Morse die nach ihm benannte Schrift, die er für seinen Schreibtelegraphen verwendete.

Die erste Telegraphenlinie in Deutschland wurde 1848 von Frankfurt nach Berlin gebaut. Da die Drähte damals in den Erdboden verlegt wurden, mußte zuerst die Herstellung isolierter Drähte technisch ermöglicht werden. Zur Isolierung benutzte man Guttapercha. Die in der Erde verlegten Leitungen bewährten sich aber damals noch nicht, und so ging man dazu über, die Leitungen auf Stangen zu führen, wobei man sie durch Porzellanglocken isolierte. Später wurden wieder vorzugsweise Landkabel verwandt. Schon zehn Jahre später verband das erste Kabel Nordamerika mit Europa. Kurz vorher (1855) erfand der Amerikaner David Edward Hughes den Drucktelegraphen. Die Schnelltelegraphensysteme entstanden in den letzten Jahrzehnten des 19. Jahrhunderts. Der Homburger Lehrer Philipp Reis hat 1860 ein Telephon zur Übertragung musikalischer Töne konstruiert. Das erste Telephon zum Sprechen zeigte der Amerikaner Graham Bell 1876 auf der Weltausstellung in Philadelphia. Es glich dem heutigen Hörer. 1878 wurde das Mikrophon gleichzeitig von Hughes und dem Deutschen Lüdtge erfunden. In Berlin wurde 1877 die erste Fernsprechleitung eingerichtet.

Die ersten erfolgreichen Versuche zur Ausnutzung elektromagnetischer Wirkungen für den Antrieb von Maschinen führte der in Petersburg (dem heutigen Leningrad) tätige Physiker Jacobi durch, der 1839 den ersten Elektromotor konstruierte. Jacobi war übrigens auch der Erfinder der Galvanoplastik. Die zum Betriebe seines Motors erforderliche elektrische Energie entnahm er einer Batterie galvanischer Elemente. Eine nachhaltige Entwicklung der Elektrotechnik aber trat erst mit der Erschaffung der selbsterregenden Dynamomaschine ein. Stromerzeugungsmaschinen mit Stahlmagneten wurden schon bald nach der Entdeckung der Induktionswirkung überall gebaut. Die Maschinen leisteten im Verhältnis zu ihrer Größe meist recht wenig. Werner v. Siemens konstruierte 1857 den Doppel-T-Anker, der heute noch bei kleinen Elektromotoren angewendet wird. Im Jahre 1866 fand er das Prinzip der Selbsterregung der Dynamomaschine. Wenige Tage später entdeckte dieses auch der Engländer Charles Wheatstone. Angewendet wurde dieses Prinzip in den Stromerzeugungsmaschinen von Gramme (Paris 1869), die mit einem von Pacinotti (Pisa, 1860) erfundenen Kollektor ausgestattet waren. Im Jahre 1873 erfand der deutsche Elektroingenieur Friedrich v. Hefner-Alteneck den Trommelanker. Erst das Zusammenwirken all dieser Erfindungen ermöglichte den stürmischen Aufschwung der Elektrotechnik, der gegen Ende des vorigen Jahrhunderts seinen Anfang nahm.

Die erste elektrische Eisenbahn fuhr 1879 auf der Gewerbeausstellung in Berlin. Die erste Fernübertragung elektrischer Energie in großem Maßstabe wurde auf der elektrischen Ausstellung in Frankfurt a. M. 1891 nach den Plänen von Oskar von Miller durchgeführt. Von Lauffen am Neckar wurde über eine Strecke von 180 km Drehstrom nach Frankfurt geleitet, der hier transformiert wurde und noch 72% Nutzeffekt aufwies. Nach den

Versuchen von Heinrich Hertz ging man daran, die elektrischen Wellen zur Nachrichtenübermittlung auszunutzen. 1890 war durch den Franzosen Edouard Branly ein Detektor aus Eisenfeilicht erfunden worden, dessen elektrischer Widerstand geringer wurde, wenn elektromagnetische Wellen in dem Schwingungskreis ankamen, in den der Detektor eingeschaltet war („Fritter" oder „Kohärer").

Die ersten gelungenen Versuche zur Übermittlung von Nachrichten mit Hilfe von elektrischen Wellen machte 1895 der russische Physiker Alexander Popow. 1896 errichtete er im Physikalischen Institut der Petersburger Universität die erste Sendestation und sandte von dort aus das erste drahtlose Telegramm. Dem Italiener Guglielmo Marconi gelang in England unter Verwendung Popowscher Erfindungen um das Jahr 1897 die Überbrückung größerer Entfernungen. Einige Jahre später war man im eifrigen Wettbewerb um die Vervollkommnung dieser Erfindung bemüht. In Deutschland waren führend tätig Karl Ferdinand Braun, Max Wien und viele andere. Innerhalb des ersten Jahrzehnts des 20. Jahrhunderts fanden die Funkenstationen mit gedämpften Wellen, die man damals nur kannte, schon ausgedehnte Verwendung.



Alexander Popow (1859–1905)

Die Erfindung der Glühkathodenröhre führte dann einen völligen Umschwung herbei. Für die Entwicklung der Glühkathodenröhre sind als Bahnbrecher in Deutschland Robert von Lieben (1906) und in den Vereinigten Staaten Lee de Forest (1907) zu nennen. Nach 1918 entwickelte sich die Telegraphie und Telephonie mit ungedämpften Wellen sehr rasch. 1921 wurde in den USA., 1924 in Deutschland der Rundfunk eingeführt.

Bereits im Jahre 1803 untersuchte der russische Forscher W. W. Petrow Lichterscheinungen beim Durchgang eines elektrischen Stromes durch verschiedene Stoffe und beschrieb in einem von ihm verfaßten Buch einen Kohlelichtbogen. Unabhängig von ihm erzeugte der französische Physiker de la Rive 1820 den elektrischen Lichtbogen zwischen Kohlespitzen. Der Engländer Humphry Davy zeigte 1822 die Ablenkung des Lichtbogens in einem Magnetfeld. Einen Vorläufer der industriellen Glühlampe schuf der nach New York ausgewanderte Heinrich Goebel, der schon 1854 seine Uhrmacherwerkstatt in New York mit selbstgebauten Kohlenfadenlampen unter Benutzung galvanischer Elemente als Stromquelle beleuchtete. 1873 konstruierte der russische Elektrotechniker A. N. Lodygin eine Glühlampe, in der ein Kohlestäbchen zum Glühen gebracht wurde. Wenige Jahre später erfand der russische Ingenieur P. N. Jablotschkow eine Bogenlampe in Kerzenform, die 1878 auf der Pariser Weltausstellung großes Aufsehen erregte und in verschiedenen Hauptstädten Europas zur Beleuchtung

von Straßen verwendet wurde. Allgemein breitete sich die elektrische Beleuchtung erst nach 1879 aus, als von Hefner-Alteneck in Deutschland die Differentialbogenlampe und Thomas Alva Edison in den USA die Kohlenfadenlampe fabrikationsreif konstruiert hatten. Die Entwicklung der Glühlampe mit Wolframdraht ist von dem Nordamerikaner Irving Langmuir wesentlich beeinflußt.

Sachverzeichnis

Absorptionsspektrum 80
Abstimmung elektrischer Schwingungskreise 61
Alphastrahlen 92, 93
Amplitude 13
Analysator 53
Angström-Einheit (Å) 88
Antenne 73
Antikathode 86
Argon 93, 96
Atom 91
Atomgewicht 91
Atomkern 85, 92, 94
Audion 64
Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichtes 36
— des Schalles 15, 25
— elektromagnetischer Wellen 65
— von Wellen 14

Betastrahlen 94
Beugung von Wasser- und Schallwellen 30
— des Lichtes 45
Beugungsgitter 48
Beugungsspektrum 50
Bildübertragung 76
Brechung von elektrischen Wellen 69
— von Lichtwellen 36
— von Wasserwellen 31
Bremsstrahlung 88

Charakteristische Strahlung 88, 95

Dielektrizitätskonstante 66
Differenzton 18
Dipol, elektrischer 65, 67, 89
Doppelbrechung 51, 55
Dopplereffekt 15, 41
Drahtlose Bildübertragung 76
— Telegraphie 69
— Telephonie 72
Drehung der Polarisationsebene 56

Edelgase 93, 95, 96
Eigenschwingung, elektrische 57
Elastizität 5
Elektrische Schwingung 57
— Wellen 65
Elektrischer Schwingungskreis 57, 66
Elektromagnetische Lichttheorie 83, 98
— Strahlung 79
— Wellen 67
Elektromagnetisches Spektrum 88
Elektron 92
Elektronenmikroskop 85
Elektronenröhre s. Glühkathodenröhre
Elektronenschale 95
Elektronenwolke 96
Emissionsspektrum 80
Empfang elektromagnetischer Wellen 70
Energiequant 89, 90

Farben dünner Blättchen 41
Fernschreiben 76
Fernsehen 77
Fluoreszenz 89
Fortpflanzungsgeschwindigkeit s. Ausbreitungsgeschwindigkeit
Fraunhofersche Linien 40, 80
Frequenz 14, 40
Fresnelscher Spiegelversuch 37
Funkentelegraphie 69

Gammastrahlen 88, 89
Gedämpfte elektrische Schwingungen 57
Gekoppelte elektrische Schwingungen 61
Gitter, optisches 48
Gitterspektrum 50
Glühkathodenröhre als Gleichrichter 63
— als Sender 62
— als Verstärker 62, 63
Grundton 24

Halbwertszeit 93, 94
Helium 93, 96
Hochfrequente Schwingung 63
Hochfrequenzverstärker 63
Huygenssches Prinzip 26

Impuls 6 ff.
—, Ausbreitung 6
—, Dreh- 8
—, Längs- 7
—, Quer- 7
—, Reflexion 7
Infrarotes Licht s. ultrarotes Licht
Interferenz des Lichtes 37, 41
— von Schall- und Wasserwellen 16
Ionisierung 74, 82
Isotop 92 ff.

Kanalstrahlen 89
Kapazität 57
Kathodenstrahlröhre 78
Kernladungszahl 95, 96

Klangfiguren, Chladnische 23
Kondensator 57
Koppelung elektrischer Schwingungskreise 61
Koppelungskräfte 5
Korpuskel 33
Krypton 96
Kurzwelle 74

Längswellen 12, 22, 23
Licht, kohärentes 40
—, polarisiertes 23, 51
—, sichtbares 40, 80, 89
—, ultrarotes 81
—, ultraviolettes 82
Lichtelektrischer Effekt 90
Lichtelektrische Zelle 76
Lichtgeschwindigkeit 35, 36
Lichtquant 89, 100
Lichttheorien 33, 91
Lippenpfeife 24
Longitudinale Wellen 12, 22, 23
Lumineszenz 89

Massenspektrograph 92
Mikrophonkreis 72
Modulation 72
Molekül 91
Molekulargewicht 91
Mondhof 51

Nachleuchten 89
Neon 95, 96
Neutron 94
Newtonsche Ringe 43
Nicolsches Prisma 56
Niederfrequente Schwingung 63
Nipkowsche Scheibe 77
Normalspektrum 51

Oberton 24
Orgelpfeife 24

Periodisches System der Elemente 95, 96
Pfeife, gedeckte 24
—, offene 24
Phase von Schwingungen 14, 40
— von elektromagnetischen Wellen 60, 69
— von Lichtwellen 41
Phasenunterschied 20, 41, 44
Phosphoreszenz 89
Photoeffekt 88, 90
Photon 90
Photozelle 76
Polarisation des Lichtes 51
— elektrischer Wellen 69
Polarisationsebene 53
Polarisationsfilter 56
Polarisationswinkel 53
Polarisator 53
Proton 94

Quantentheorie 90, 100
Querwelle 12

Radialgeschwindigkeit der Fixsterne 41
Radioaktivität 92
Radium 92, 93
Radon 93, 96
Rahmenantenne 71
Raumgitter 87, 88
Reflexion elektrischer Wellen 65, 68, 74
— von Schallwellen 28
— von Seilwellen 19
— von Wasserwellen 28
Resonanz in elektrischen Schwingungskreisen 61
Röntgenröhre 86
Röntgenstrahlen 86, 87, 88
Rotverschiebung bei Fixsternen 41
Rückkoppelung 63
Rundfunk 75

Saccharimeter 56
Schallgeschwindigkeit 15, 25
Schallwellen 15, 29
Schwebung 17, 18, 72
Schwingung 9
—, elektrische 57
—, gedämpfte 57, 60
—, harmonische 13
—, hochfrequente 63
—, niederfrequente 63
—, ungedämpfte 60, 62
Schwingungsbauch 21
Schwingungsdauer 13
— einer elektrischen Schwingung 58
Schwingungsknoten 21
Schwingungskreis, elektrischer 57, 66, 67
Schwingungsphase 14, 20
Schwingungsweite 13
Schwingungszahl des Lichtes 40
Selbstinduktion 57
Sendefrequenz 74, 75
Sender 62, 69
Senderöhre 62, 63
Spektralfarbe 40
Spektrum 79
—, Absorptions- 80
—, Beugungs- 50
—, elektromagnetisches 88
—, Energieverteilung im 81
—, Gitter- 50
—, kontinuierliches 79, 80
—, Linien- 80, 94, 95
—, normales 51, 79
—, Prismen- 50, 79
—, Röntgen- 88, 100
Stoß 6
Strahl, außerordentlicher 55
—, ordentlicher 55
Strahlung 79, 81, 83
Strahlungsenergie 83, 88

Telegraphie, drahtlose 69
Telephonie, drahtlose 71
Teslatransformator 62
Trägerwelle 62
Transversalwelle 13
Turmalinzange 56

Überlagerung 17
Überlagerungsempfang 71
Ultrakurzwelle 75
Ultrarotes Licht 81
Ultraviolettes Licht 82
Ungedämpfte elektrische Schwingung 62
Uran 93

Verstärker 63

Wärmestrahlung 82, 88
Wasserwellen 10, 16, 28
Welle, elektromagnetische 65, 66
—, fortschreitende 14, 15
—, longitudinale 12
—, stehende 20 ff.
—, stehende elektrische 66
—, transversale 9
Wellenberg 11
Wellenlänge 14
— des Lichtes 39
— der Röntgenstrahlen 87
Wellenlinie 13
Wellental 11
Wellenwanne 10
Wertigkeit 94, 95
Wirkungsquantum 90

X-Einheit (X) 88

Zerfall, radioaktiver 92