

# Beugung und Interferenz

## Irisierende Wolken

An dünnen Wolkenschleiern sieht man bisweilen, in nicht zu großem Winkelabstand von der Sonne, perlmuttartige, zarte Farben in unregelmäßigen Flecken. Diese Erscheinung ist nicht besonders selten, wird aber wegen der Blendung häufig nicht bemerkt. In günstigen Fällen bieten die irisierenden Wolken ein Schauspiel von leuchtend buntem Glanz.

Beugung des Sonnenlichts an winzigen Wassertröpfchen ist die Ursache des Irisierens; notwendige Bedingungen dafür sind über größere Bereiche einheitliche Tropfengrößen (sonst mischen sich alle Farben zu Weiß, wie es meist geschieht), sehr geringe Abmessungen der Tropfen, und eine so geringe Dichte der Wolken, daß die Sonne noch gut durchscheinen kann.

Diese Bedingungen sind in fast idealer Weise über einer Tasse mit heißem schwarzem Tee erfüllt. Der Tee bildet ein hauchdünnes Häutchen an seiner Oberfläche, das Flüssigkeits- und Luftwirbel verhindert. über der Oberfläche kondensieren aus dem Dampf Tröpfchen, die schweben bleiben und mit freiem Auge gerade noch wahrnehmbar sind. Diese zarte Wolke über dem Tee zeigt im Sonnenlicht das Irisieren mit an Wolken im Freien nur selten gesehener Farbtiefe. Das Spektrum der beobachteten Farben zeigt Bild 1.

Diese Farberscheinungen sind ein Beispiel für das Zustandekommen von Farben durch Beugung des Lichts. Die Möglichkeit der Beugung ergibt sich aus der Wellennatur des Lichtes, die Wellennatur des Lichtes erlaubt uns, viele interessante Phänomene zu deuten und quantitativ zu verstehen. Daher zunächst ein wenig Theorie.

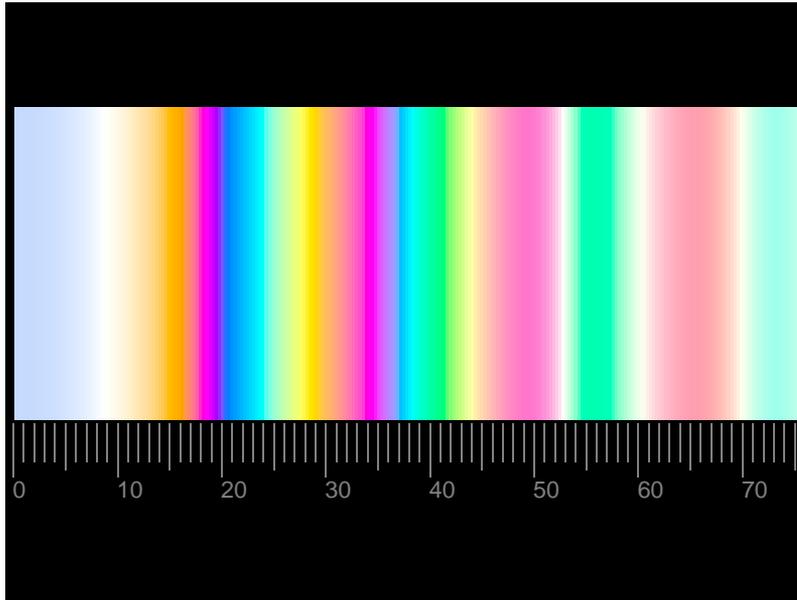


Bild 1: Berechnete Farben irisierender Wolken. Die Skala unter dem Spektrum gibt das Produkt aus Winkelabstand zur Sonne (in Grad) und Tröpfchenradius (in Mikrometern). Die Farben sind jeweils in maximaler auf dem Bildschirm darstellbarer Helligkeit aufgetragen; in Wahrheit nimmt die Helligkeit von links nach rechts stark ab, ähnlich wie in Bild 5 unten von der Mitte zum Rand.

## Lichtwellen: Beugung und Interferenz, das Huygenssche Prinzip

Bild 2 veranschaulicht ein wichtiges Experiment zum Nachweis der Wellennatur des Lichtes. Es handelt sich um ein berechnetes und etwas vereinfachtes Bild; aber in einer Wellenwanne kann man mit Wasser experimentell eine sehr ähnliche Situation erzeugen.

Licht breitet sich hinter einer Blende nicht nur gradlinig weiter aus. Je kleiner die Öffnung, desto größer ist die Aufweitung (Beu-

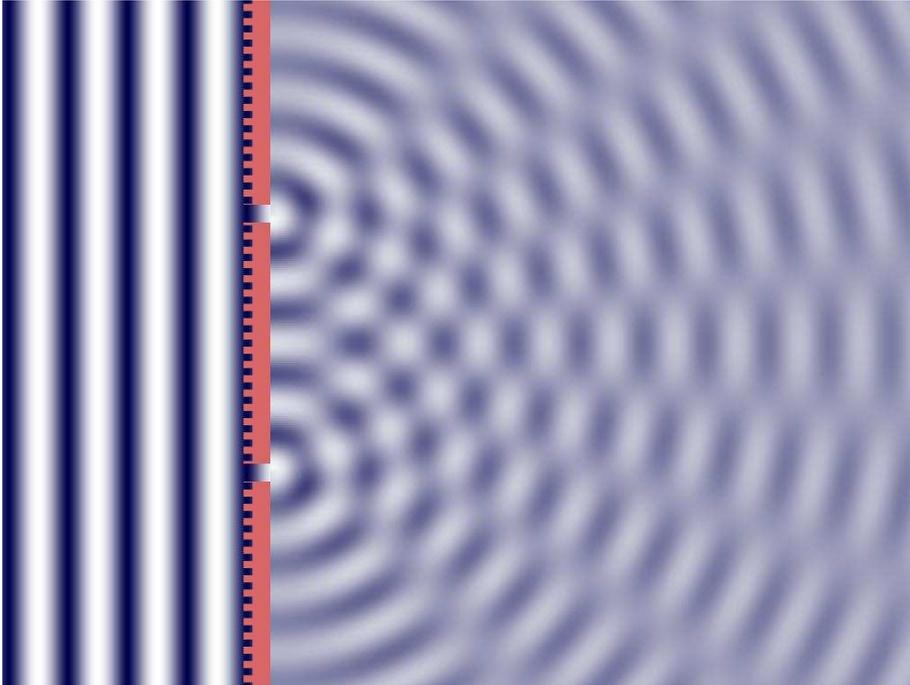


Bild 2: Beugung und Interferenz: von links falle eine Welle auf eine absorbierende Blende ein. Die Blende habe zwei winzige Löcher (Spalte); jenseits der Blende geht von jeder Öffnung eine Kugelwelle aus: das Phänomen der Beugung. Die beiden Kugelwellen überlagern sich, und man sieht, wie sie sich in größerer Entfernung abwechselnd verstärken und abschwächen: dies nennt man Interferenz.

gung) des „Strahls“ hinter der Blende, und im Fall von zwei sehr kleinen Öffnungen könnte es so aussehen wie in Bild 2 gezeigt. Durch Interferenz löschen sich die Wellen unter bestimmten Winkeln aus.

Dieses Experiment kann man mit Licht selbst und mit einfachsten Mitteln durchführen: In ein Stück Aluminiumfolie werden mit einer Nähnadel zwei möglichst gleiche kleine Löcher gestochen, und zwar dicht nebeneinander, in etwa  $1/2$  mm Abstand. Das Folien-

4

stück mit den Löchern hält man dicht vor das Auge und beobachtet dadurch den Glühfaden einer klaren Glühbirne aus größerer Entfernung. Ein Halogen-Birnchen (Lämpchen eines Auto-Scheinwerfers) ohne Reflektor eignet sich sehr gut für diesen Versuch. Man sieht ein Bild ähnlich Bild 3. Hätten wir nur ein Loch gestochen, so würden die feinen Streifen fehlen (Abb. 4).

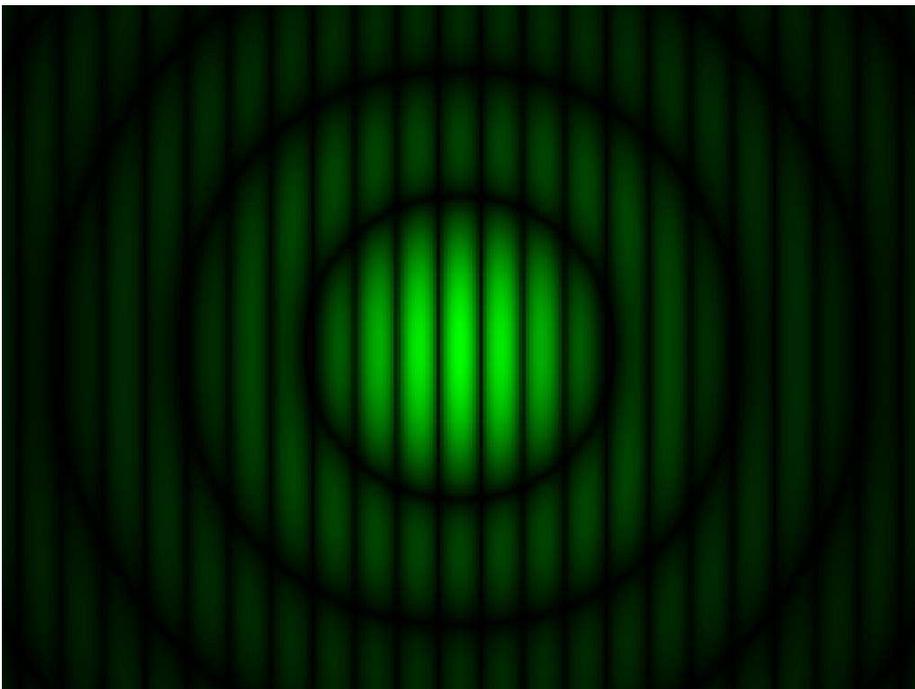


Bild 3: So sieht man eine entfernte, annähernd punktförmige Lichtquelle durch zwei kleine, dicht nebeneinander in eine Alufolie gestochene Löcher. Die Streifen im oberen Bild kommen durch den in Abb. 2 gezeigten Überlagerungseffekt zustande. Das Streifenmuster wird etwas deutlicher gesehen, wenn ein Farbfilter in den Strahl gehalten wird (Rot oder Grün am besten).

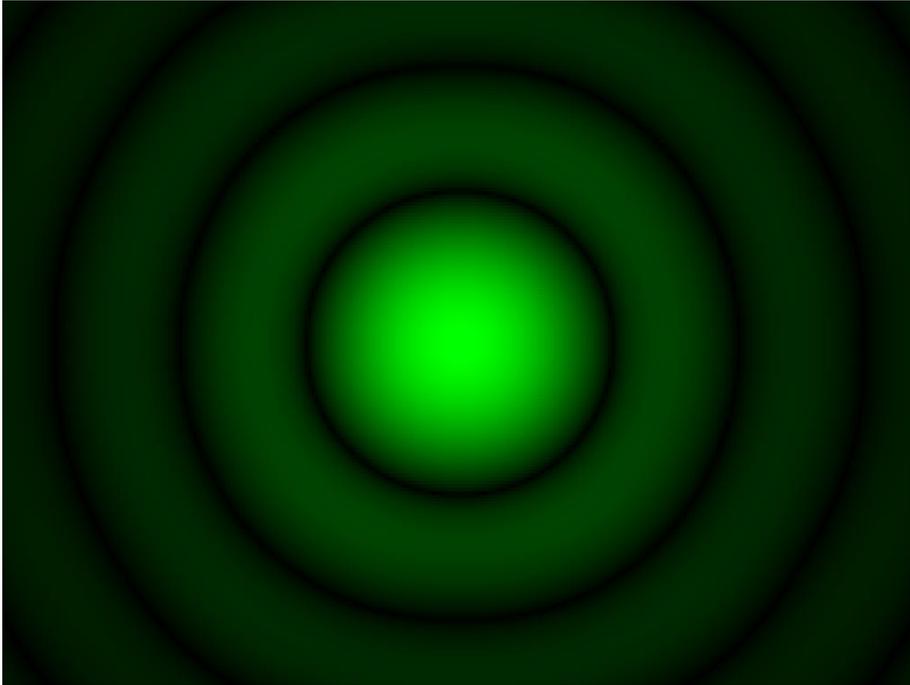


Bild 4: So sieht man eine entfernte, annähernd punktförmige Lichtquelle durch ein einzelnes kleines Loch.

Genau so wie in Abb. 3 sieht das Bild auch auf der Netzhaut des Auges aus, nur kleiner; und es ist klar, daß man das Auge auch durch einen Photoapparat ersetzen kann und so die wechselnde Auslöschung und Verstärkung als Schwärzungsstreifen auf dem Film festhalten kann.

Der Grund dafür, daß wir in dem besprochenen Experiment mit der winzigen Doppellochblende mehr Struktur als nur das besprochene Streifenmuster sehen, ist, daß es uns nicht gelungen ist, ein Loch zu stechen, dessen Durchmesser klein gegenüber der Wellen-

länge des Lichtes ist.

Untersuchen wir die Beugung an einer Lochblende, diesmal an einer einzigen Öffnung, genauer. In Abb. 4 ist dargestellt, wie sich auf einem weit entfernt dahinter befindlichem Schirm (oder einer Photoplatte, oder der Netzhaut des Auges) das Licht auf konzentrischen Kreisen völlig auslöscht.

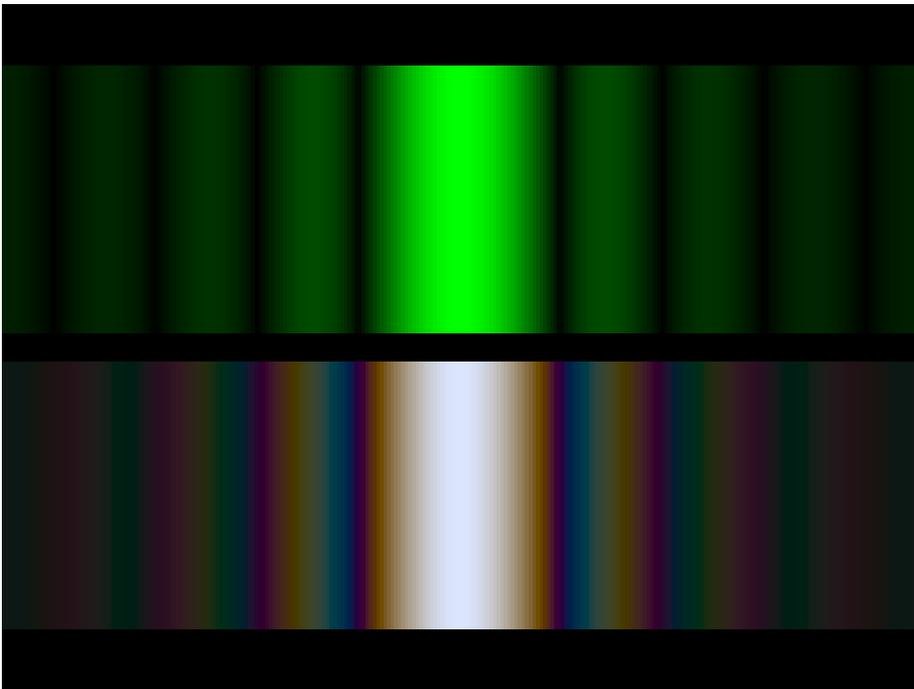


Bild 5: Beugung am Spalt. Oben: monochromatisches Licht, unten: weißes Licht.

Die Berechnung der Radien dieser Kreise führt auf höhere Funktionen (Besselfunktionen), deren Kenntnis wir hier nicht voraussetzen wollen. Wir wollen uns statt dessen überlegen, wie die Auslöschung in einer geometrisch noch einfacheren Situation, bei der

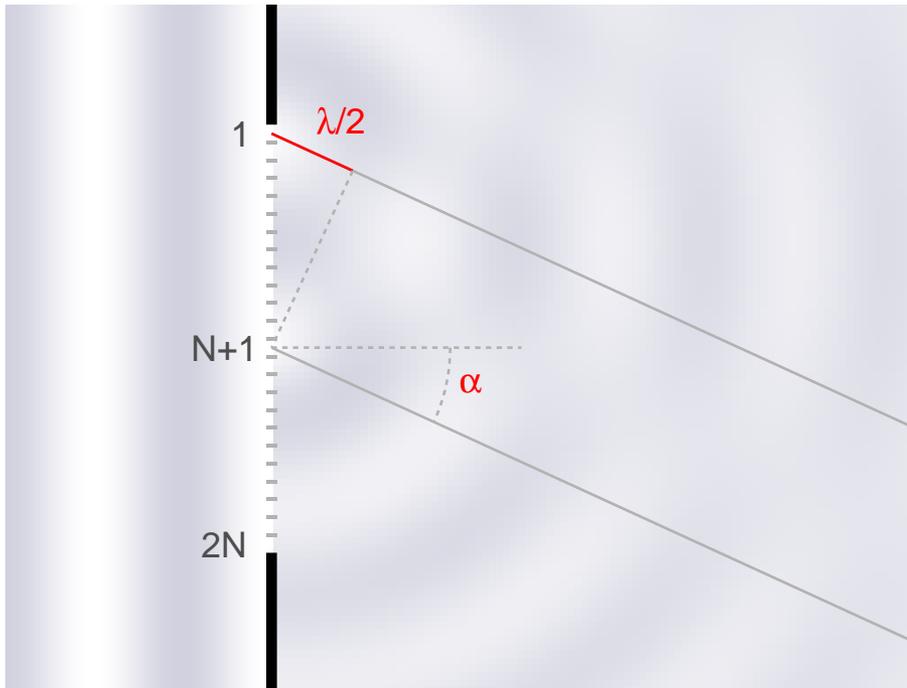


Bild 6: Beugung am Spalt: Von links fällt eine Welle ein. Wir denken uns den Spalt in eine gerade Anzahl  $2N$  sehr schmale Bereiche zerlegt, von denen jeweils eine Kreis-(bzw. Zylinder-)welle ausgeht. Hier werden zwei dieser Bereiche betrachtet, der mit der Nummer 1 und der mit der Nummer  $N + 1$ . Nur die von diesen Bereichen ausgehenden Teilwellen sind im Untergrundbild überlagert dargestellt. Unter dem Beobachtungswinkel  $\alpha$  beträgt der Wegunterschied der beiden Elementarwellen genau  $\lambda/2$  (rot gezeichnet), d. h. unter diesem Winkel löschen sich diese beiden Beiträge gegenseitig aus, wenn sich die Wellen in großer Entfernung (oder im Auge des Beobachters) überlagern. Für die von den Bereichen 2 und  $N + 2$  ausgehenden Wellen gilt dies genauso und ebenso für alle weiteren, somit gibt die Summe über alle Teilbereiche unter diesem Winkel Null: in Richtung des Winkels  $\alpha$  wird kein Licht abgestrahlt.

Beugung am Spalt, zustandekommt. Abb. 5 zeigt die Helligkeitsverteilung des Beugungsbildes, und wir können mit Recht voraussetzen, daß die Abstände der dunklen Streifen von der Mitte näherungsweise mit den Radien der dunklen Kreise übereinstimmen, wenn Lochdurchmesser und Spaltbreite gleich sind.

Abb. 6 gibt die Verhältnisse für die erste Auslöschung an. Die Wellen entlang der beiden eingezeichneten Strahlen haben einen Gangunterschied von einer halben Wellenlänge und löschen sich daher aus, wenn sie sich in großer Entfernung (im Auge des Betrachters oder auf einem Schirm) überlagern. Der Abstand der beiden herausgegriffenen Bereiche im Spalt ist genau die halbe Spaltbreite. Aus der Skizze entnehmen wir den Winkel für die erste Auslöschung

$$\sin \alpha_{0,1} = \frac{\lambda/2}{d/2} = \frac{\lambda}{d} \quad (1)$$

und  $\alpha_{0,1}$  ist auch ungefähr der Winkelabstand der ersten Auslöschung vom Zentrum im Fall der kreisförmigen Blende. (Die exakte Rechnung liefert einen um 22% größeren Wert.)

Die Überlegung, die wir soeben angestellt haben, ist Huygens und Fresnel nachempfunden. Nach Huygens kann man sich alle Punkte einer Wellenfläche als Ausgangspunkte von neuen Kugelwellen denken, deren Einhüllende dann die Wellenfläche zu einem späteren Zeitpunkt darstellt. Fresnel änderte das Verfahren geringfügig ab: wieder ist jeder Punkt einer herausgegriffenen Wellenfläche als Ursprung neuer Wellen zu verstehen, und diese sind an dem betrachteten Ort, unter Berücksichtigung ihrer Phasenverschiebung gegeneinander, zu addieren.

Die mathematische Form dieser mehr intuitiv gefundenen Vorschrift stammt von Kirchhoff und ist doch noch ein bißchen komplizierter, als man nach den Fresnelschen Vorstellungen denken würde.

Sie finden die Kirchhoffsche Formel in voller Schönheit in Lehrbüchern der theoretischen Physik, Optik oder Elektrodynamik. Im einfachsten Fall, wenn die Blendenfläche senkrecht auf den einfallenden Lichtstrahl steht und nur sehr kleine Abweichungen von der geometrisch-optischen Ausbreitung auftreten, läßt sie sich näherungsweise in eine sehr einfache Form bringen. Die Welle  $\Psi(\mathbf{r}, t)$  sei harmonisch zeitabhängig, läßt sich also schreiben als

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \psi(\mathbf{r}) e^{-i\omega t}, \quad (2)$$

(gemeint ist der Realteil dieses Ausdruckes). Man erhält dann für

$$\psi(\mathbf{r}) = \frac{k}{2\pi i} \int_F \frac{e^{ikR}}{R} \psi(\mathbf{r}') df' \quad (3)$$

Dabei ist  $\mathbf{r}$  der Ortsvektor des Punktes, in dem wir die gebeugte Welle berechnen wollen,  $\mathbf{r}'$  der Ortsvektor zur Kontrollfläche in der Blendenöffnung.  $R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$  und  $k = 2\pi/\lambda$ . Die zweidimensionale Integration ist über die Blendenöffnung  $F$  zu erstrecken. Als  $\Psi$  wählt man die Komponente des elektrischen Feldes in Polarisationsrichtung und tut so, als ob in der Blendenöffnung das Feld durch die einfallende Welle gegeben und außerhalb der Blendenöffnung Null wäre. Die Blendenebene sei die Ebene  $z = 0$ , die einfallende Welle  $\psi_0(\mathbf{r}) = Ae^{ikz}$ , und so ist für  $\psi(\mathbf{r}')$  einfach  $A$  einzusetzen und die Integration auf die Öffnungen der Blende zu beschränken.

Damit läßt sich das Integral (3) auswerten. Da es sich um ein meßbares Feld handelt, ist es durch den Realteil des Integrals gegeben, das wir vereinfachend komplex geschrieben haben. Gleichung (3) liegt allen Rechnungen zur Illustration dieses Artikels zugrunde.

Hier sei noch ein auf den ersten Blick verblüffendes Theorem erwähnt, das sich mit den Huygens-Fresnelschen Vorstellungen verstehen läßt. Stellen wir uns zwei Blenden vor, die sich zu einer lichtundurchlässigen Fläche ergänzen, wenn man sie ineinanderlegt, al-

so z. B. eine Lochblende und ein kleines Scheibchen in der Größe des Loches. Das von Babinet gefundene Theorem besagt, daß die Beugungsmuster der beiden Blenden in großem Abstand gleich sind. Zum Beweis betrachten wir in Gedanken eine Folge von vier Experimenten. Ein Lichtbündel komme von einer weit entfernten, annähernd punktförmigen Quelle. Das abgebeugte Licht wollen wir in einem Punkt A messen, der außerhalb des direkten Lichtbündels liegen soll. Im ersten Fall schirmen wir das einfallende Licht durch eine undurchlässige Blende völlig ab. Im Punkt A weit dahinter ist es dunkel. Dann denken wir uns als zweites eine kleine Öffnung in die Blende geschnitten; durch Beugung erhalten wir jetzt eine gewisse Intensität in A. Die elektromagnetische Welle in A ist als Überlagerung der von den Punkten der Blendenöffnung ausgehenden Kugelwellen aufzufassen. Als nächstes wird drittens nur der im zweiten Fall fehlende Teil als Blende angebracht. Wieder ergibt sich die Welle in A als Summe von Kugelwellen, die diesmal von der Fläche außerhalb des Hindernisses kommen. Im letzten, vierten Fall schließlich halten wir überhaupt keine Blende in den Strahl. Jetzt ist es im Punkt A wieder dunkel, die von der gedachten Blendenfläche ausgehenden Kugelwellen zerstören sich durch Interferenz. Dies sind aber genau die Beugungswellen von Fall 2 und 3 zusammen, die sich zu Null addieren, m. a. W., diese Beugungswellen müssen entgegengesetzt gleich sein. Dies bedeutet aber, daß die Intensitäten, die proportional zu den Amplitudenquadraten sind, in beiden Fällen gleich sind!

Man wundert sich vielleicht, daß Beugungsphänomene nur selten außerhalb des Laboratoriums zu beobachten sind. Dies liegt allerdings zum Teil daran, daß die Erscheinungen nicht als solche erkannt werden, zum Teil aber an der Überdeckung durch andere Effekte.

Nehmen wir als Beispiel die Lochblende: Haben wir mit List und Tücke eine Öffnung von 0,1 mm hergestellt, um die Beugung

zu beobachten, und nehmen wir für die Lichtwellenlänge  $500 \text{ nm} = 0,0005 \text{ mm}$ , dann erhalten wir  $\sin \alpha = 0.005$ , und  $\alpha = 0.29^\circ$ . Verwenden wir Sonnenlicht statt Licht einer punktförmigen Quelle, dann ist infolge des scheinbaren Sonnendurchmessers von  $32' = 0.53^\circ$  das Beugungsbild völlig verwaschen und ausgeschmiert, denn wir müssen von jedem Punkt des Sonnenbildes eine Helligkeitsverteilung wie in Abb. 4 hervorgerufen denken, und all diese Verteilungen dann additiv überlagern, dabei bleibt von den Auslöschungen nichts mehr übrig.

Die Winkelausdehnung der Sonne macht Schatten in einiger Entfernung unscharf und macht auch die Beugungseffekte an den Rändern der Schatten zunichte. Im Gegensatz zur Sonne selbst ist das Spiegelbild der Sonne an einer glänzenden Metallkugel oder einer entsprechend stark gekrümmten hochglänzenden Fläche recht gut als nahezu punktförmig anzusehen.

## **Irisierende Wolken II**

Zurück zur Frage der irisierenden Wolken: Da beim Tropfen sowohl das reflektierte wie das gebrochene Licht in einen großen Raumwinkel hineingestreut wird, vermuten wir, daß die Interferenz dieser Anteile mit der Beugung, die nur unter kleineren Winkeln beobachtet wird, vernachlässigt werden kann. Wir tun so, als ob durch Reflexion und Brechung einfach Licht aus dem Strahlengang entfernt würde, als ob der Tropfen schwarz und undurchsichtig wäre.

Und damit haben wir die Aufgabe praktisch schon gelöst: Denn das Babinetsche Theorem sagt uns, daß die Beugung an einem Hindernis mit kreisförmigem Querschnitt gleich der an einer kreisförmigen Blende ist, und die kennen wir zumindest qualitativ. Wir haben gesehen, daß die Auslöschungswinkel von der Wellenlänge ab-

hängen, wir erhalten, allgemein ausgedrückt, eine Intensitätsverteilung, die vom Beobachtungswinkel (von der Sonne aus zu zählen) und von der Wellenlänge des Lichts abhängt; bei festgehaltenem Beobachtungswinkel ist das genau die Farbreizfunktion, die wir zur Berechnung der Farbmaßzahlen brauchen.

## Beugung am optischen Strichgitter

Außer Prismen werden in Spektralapparaten auch Strichgitter zur Aufspaltung des Lichts verwendet. Ein Gitter besteht aus regelmäßig aufeinanderfolgenden lichtdurchlässigen und lichtundurchlässigen Streifen (Transmissionsgitter) oder reflektierenden und nicht-reflektierenden Streifen (Reflexionsgitter). Unter günstigen Bedingungen kann man auch bei nicht ganz regelmäßiger Abfolge von reflektierenden Linien lebhaftere Farberscheinungen beobachten: Jeder kennt heute die Compact Discs als Ton- oder Datenträger und die an ihnen zu beobachtenden Farberscheinungen.

Wir können für die folgende Überlegung die geritzten Linien als lichtundurchlässig ansehen, und das Gitter als Folge von lichtdurchlässigen und lichtundurchlässigen Streifen auffassen. Wir setzen voraus, daß die einzelnen lichtdurchlässigen „Spalte“ sehr schmal sind, das Beugungsbild eines einzelnen dieser Spalte also sehr breit wäre. Betrachten wir in Abb. ?? zwei Strahlen, die an einander entsprechenden Stellen durch benachbarte Spalte gehen. Neben dem gradlinig weitergehenden Strahl gibt es auch noch andere Winkel, unter denen Wellenberge auf Wellenberge und Wellental auf Wellental trifft. Maximale Verstärkung tritt ein, wenn der Gangunterschied ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge  $\lambda$  ist. Wenn also die Bedingung

$$\delta = a(\sin \alpha_2 - \sin \alpha_1) = k\lambda \quad (4)$$

erfüllt ist, dann verstärken sich nicht nur die beiden betrachteten

Strahlen maximal, sondern auch alle anderen addieren sich „in Phase“, also Wellenberg auf Wellenberg. Und nun kommt der wesentliche Punkt der Vielstrahlinterferenz: Wenn wir – bei gleichbleibender Wellenlänge – einen Winkel betrachten, der nur ganz geringfügig von dem Winkel abweicht, bei dem maximale Verstärkung eintritt, dann addieren sich die oben betrachteten Nachbarstrahlen immer noch konstruktiv, trotz des geringen Fehlers. Aber wenn wir die Strahlen der Reihe nach verfolgen und immer weiter entfernte Spalte betrachten, dann wird der Fehler, die Phasendifferenz bezogen auf den ersten Strahl, größer, bis wir schließlich bei einem Strahl ankommen, der den ersten auslöscht, der nächste löscht den zweiten aus, u. s. f., und daher findet Verstärkung nur bei sehr genau festgelegten Winkeln statt. Genauso tritt Auslöschung ein, wenn die Wellenlänge geringfügig von der abweicht, die die Beziehung (10.4) erfüllt. (Es ist klar, daß diese Überlegung nur für eine sehr große Zahl von Spalten bzw. Strichen gilt.) Fällt ein Gemisch von Licht aus mehreren Wellenlängen auf das Gitter, dann werden in den Beugungsbildern die verschiedenen Wellenlängen voneinander getrennt, da sie unter verschiedenen Winkeln konstruktiv interferieren. Dies ermöglicht die Verwendung von Gittern in Spektralapparaten, wobei man hier aus dem Ablenkungswinkel die Wellenlängen berechnen kann, das Gitter kann also zur Messung von Wellenlängen verwendet werden.

Beim Reflexionsgitter liegen die Dinge ganz ähnlich. Wegen der absorbierenden Streifen tritt nicht nur einfache Spiegelung auf (die dem gradlinigen Durchgang des Lichts durch das Transmissionsgitter entspricht), sondern in Spektralfarben zerlegtes Licht kann auch unter anderen Winkeln beobachtet werden.

## Beleuchtung mit kohärentem Licht

Schon die geringe scheinbare Größe der Sonne (oder die Länge des Glühfadens einer Glühbirne) reicht aus, viele Interferenz- und Beugungserscheinungen zum Verschwinden zu bringen. Erst recht ist nie Interferenz von Licht zweier verschiedener Glühlampen zu sehen: Die Effekte treten zwar im Prinzip auf, aber sie mitteln sich in kürzesten Zeitabständen und auf kleinsten Raumbereichen so vollständig heraus, daß sie unbeobachtbar sind: ein wirres Streifenmuster mit Abständen von tausendstel Millimetern, das sich in Bruchteilen von Millionstel Sekunden immer wieder ändert, kann einfach nicht bemerkt werden. Man nennt Licht verschiedener Quellen, zwischen denen keine feste Phasenbeziehung besteht, inkohärent, „nicht zusammenhängend“.

Nur eine moderne Lichtquelle, der Laser, macht hier eine Ausnahme. ähnlich wie bei einem Radiosender wird beim Laser die ganze Energie in sinusartig schwingenden Wellen abgegeben, und wenn man deren Phase zu einem Zeitpunkt kennt, kann man sie für einen längeren Zeitraum vorherbestimmen. Das Licht des Lasers ist in einem hohen Grad kohärent.

Diese ungewohnte Eigenschaft äußert sich im ungewohnten Anblick der Gegenstände im Laserlicht: Nichts erscheint mehr gleichmäßig beleuchtet, alles ist mehr oder weniger fleckig anzusehen, Flächen erscheinen „granuliert“. Bewegt man den Kopf oder den Gegenstand oder die Lichtquelle, so verändert sich das Pünktchenmuster, ansonsten ist es zeitunabhängig.

Diese Granulation ist auch ein Interferenzeffekt: das einfallende Licht wird an den einzelnen winzigen Elementen der nicht vollkommen ebenen Fläche reflektiert. Zwischen den reflektierten Wellen bestehen aber feste Phasenbeziehungen. Ein Teil des reflektierten Lichts dringt ins Auge ein. Schauen wir einen Punkt der Fläche an, so wird die Strahlung aus einer kleinen Umgebung die-

ses Punktes auf die Netzhaut fokussiert, und jetzt kann, weil zwischen allen Teilwellen definierte Phasenbeziehungen bestehen, sowohl völlige Auslöschung, maximale Verstärkung und alles, was dazwischen liegt, vorkommen, je nach der Detailbeschaffenheit der Fläche.

Wie jeder Interferenzeffekt ist auch diese Erscheinung wellenlängenabhängig; ändert man die Wellenlänge Laserlichts, ändert sich auch die Lage der hellen und dunklen Flecken. Beleuchtet man eine Fläche mit mehreren Lichtquellen, die untereinander aber nicht kohärent sind, so überlagern sich die Beugungsmuster derart, daß sich jetzt wieder die Intensitäten addieren, also keine neuen Auslöschungen hinzukommen; bei weiterer Hinzunahme von Lichtquellen wird das Pünktchenmuster dichter und weniger auffällig. Betrachtet man eine glatte, aber nicht hochglänzende Metallfläche im Sonnenlicht, so sieht man auch hier keine völlige Gleichmäßigkeit des reflektierten Lichts, sondern lauter kleine Pünktchen: das ist derselbe Effekt. Da sich die zu verschiedenen Wellenlängen gehörigen Helligkeiten nur teilweise überlagern, erscheinen die Pünktchen bunt. Goethe nennt diese Farberscheinung „katoptrische Farben“ und gibt noch einige weitere Beispiele, wo sie zu beobachten sind. (Die Goetheschen Bezeichnungen haben sich nicht eingebürgert.) – Nach dem obigen ist klar, daß diese Erscheinung nur zu beobachten ist, da der Winkel, unter dem man die Sonne sieht, klein ist: Bei bedecktem Himmel als Lichtquelle ist nichts davon zu sehen.