

## Heft 11

### OPTIK - SCHWERPUNKT AKTUELLER FORSCHUNG (-)

Die Optik war schon sehr früh Gegenstand der naturwissenschaftlicher Forschung, auch wenn die physikalische Natur des Lichtes lange Zeit ein Rätsel blieb. Bereits in der Blütezeit der arabisch beherrschten Wissenschaften (etwa um 1000 n.Chr.) wurde mit der Abbildung von Licht durch transparente Glaskörper experimentiert. Belegt sind insbesondere die umfangreichen experimentellen Arbeiten von *Ibn al-Haitham* (\* ca. 965 in Basra; † ca. 1039 in Misr al-Qahira/heute Kairo), der in Europa unter dem Namen Alhazen bekannt geworden ist. Er entwickelte das Konzept der geometrischen Optik, deutete also Licht als Gesamtheit von sich geradlinig fortpflanzenden Strahlen und studierte die Gesetzmäßigkeiten von Brechung und Reflexion. Ihm gelang bereits die Herstellung von Bikonvexlinsen, und er untersuchte deren Verwendung als Brennglas und als Lupe.

Belegt sind auch Arbeiten von Roger Bacon um die Mitte des 13. Jahrhunderts über die Abbildungsgesetze konvexer Linsen und die Verwendung von Glaslinsen als Sehhilfen. Die ältesten bisher in Europa gefundenen Brillen stammen aus der Zeit um 1320. Man fand sie unter dem Chorgestühl des Nonnenklosters Wienhausen bei Celle. Ein weiterer Meilenstein in der historischen Entwicklung insbesondere der geometrischen Optik war 1611 die Erfindung der später als *Keplersches Fernrohr* bezeichneten Version eines optischen Systems zur vergrößerten Betrachtung weit entfernter Objekte, s. Kapitel 11.11. Keplers Beiträge zur geometrischen Optik sind insbesondere in seinem Werk *Dioptrice* ([?]) zusammengefasst. Galilei baute 1609 sein 1. Fernrohr.

Bei der Glasherstellung gelang der entscheidende Sprung vom alchemistischen handwerklichen Metier zur wissenschaftlich angetriebenen industriellen Präzisionsfertigungstechnik erst gegen Ende des 19. Jahrhunderts. Dieser Technologiesprung ist unmittelbar verknüpft mit der Gründung des *Glastechnischen Laboratoriums Schott und Genossen* in Jena im Jahr 1884

- durch den Chemiker und Glastechniker *Friedrich Otto Schott* (\* 1851 in Witten; † 1935 in Jena),
- den Universitätsmechaniker Carl Zeiss und
- den Physiker und Sozialreformer *Ernst Abbé* (\* 1840 in Eisenach; † 1905 in Jena).

Ihnen gelang schon bald nach Gründung ihres Unternehmens die reproduzierbare Herstellung von Glasrohlingen in einer breiten Abstufung von optischen Eigenschaften und in bis dahin nicht erreichten Abmessungen bis zu 1·m und mehr. Bereits 1846 hatte Carl Zeiss in Jena seine *Werkstatt für Feinmechanik und Optik* gegründet. Damit war die Grundlage geschaffen für die systematische Entwicklung optischer Elemente und Geräte. Als typische Beispiele nenne ich Sehbrillen, Fernrohre in allen ihren Varianten für terrestrische bzw. astronomische Anwendungen, Stehbild- und Laufbild-Kameras und Filmprojektoren. Diese optischen Geräte fanden schnell breit gefächerte kommerzielle, private und militärische Anwendungen.

Die historische Entwicklung der technischen und der theoretischen Optik ist eng verknüpft mit den Namen *Thomas Young*, englischer Augenarzt und Physiker (\* 1773 in Milverton/Somersetshire(Engl.); † 1829 in London), *Augustin Jean Fresnel*, französischer Ingenieur und Physiker (\* 1788 in Broglie b. Bernay (Frankreich); † 1827 in Ville-d'Avray b. Sèvres), Gauss, Bunsen, Kirchhoff, Maxwell und Abbé. Etwa ab dem Ende des 19. Jahrhunderts betrachtete man die physikalische Theorie der Optik als weitgehend abgeschlossen. Selbst die Erfindung des Lasers 1957 konnte an dieser Einschätzung zunächst wenig ändern. So überließen die Physiker die weitere Entwicklung der optischen Methoden und Geräte den Ingenieuren. Bis in die 60-er Jahre des 20. Jahrhunderts spielte daher die Optik in der universitären Physik-Ausbildung und im universitären Bereich unserer Forschungslandschaft fast so etwas wie ein Schattendasein. Seit geraumer Zeit bildet sie jedoch wieder einen Schwerpunkt der aktuellen Forschung. Eine wichtige Ursache für dieses wieder erwachte Interesse an der Optik ist mit Sicherheit die explodierende technische und wirtschaftliche Bedeutung der optischen Nachrichtenübertragung. Im Zuge dieser Entwicklung sind dann wiederum Baugruppen und Geräte entstanden, z.B. neue Laser und Detektoren, die auch für sehr grundlagenorientierte physikalische Experimente neue bisher nicht vorhandene Möglichkeiten eröffneten. Daher umspannt der Einsatz optischer Aufbauten und Messsysteme in der aktuellen physikalischen Forschung ein außerordentlich breites Feld. Ich nenne hier stellvertretend

- die Entwicklung interferometrischer Sensoren für die medizinische Diagnostik,
- den Aufbau von *Large Scale Interferometern* zum Nachweis von Gravitationswellen,
- die Experimente mit sog. *verschränkten* quantenmechanischen Zuständen und die damit zusammenhängenden Konzepte zur Entwicklung von sog. Quanten-Computern;
- die oft als *Femtochemie* bezeichnete zeitaufgelöste Analyse chemischer Prozesse durch auf Pulslasern basierende Anregungs- und Detektionstechniken. Dieses Gebiet befindet sich aktuell in einem Stadium besonders stürmischer Entwicklung. Für seine bahnbrechenden Arbeiten auf diesem Gebiet erhielt *Ahmed H.*

*Zewail* (\* 1946 in Damanhur b. Alexandria (Ägypten); heute Pasadena/Cal. (USA)) vom Californian Institute of Technology 1999 den Nobelpreis für Chemie.

Der Umgang mit optischen Bauelementen, Strahlungsquellen und -detektoren ist also wieder zu einem wichtigen Rüstzeug des Experimentalphysikers geworden. Daher werde ich in diesem Heft dem klassisch-experimentellen Teil der Optik, also der Theorie der optischen Abbildung, der Abbildungsfehler, dem Aufbauprinzip klassischer optischer Geräte wie Mikroskop und Fernrohr usw. einen relativ breiten Raum geben. Denn genau diese Kenntnisse benötigt der Experimentalphysiker für die sachkundige Planung und Durchführung seiner Experimente, auch wenn diese z.B. die Klärung bisher nicht ausreichend gelöster Grundsatzfragen der Quantenmechanik zum Ziel haben.

Theoretische Grundlage der Optik sind bis heute und ohne Einschränkung die Maxwell'schen Gleichungen. Die Beschränkung der Optik auf den sichtbaren Teil des elektromagnetischen Spektrums ist im Grund unnötig, denn die grundlegenden Zusammenhänge sind weitgehend frequenz-unabhängig. Allerdings ändern sich die für die Ausbreitung elektromagnetischer Strahlung relevanten Eigenschaften der Materialien i.a. deutlich, wenn man vom sichtbaren Licht zu deutlich niedrigeren oder höheren Frequenzen übergeht. Eine konsequente Trennung der Optik in die sog. *geometrische Optik*, in der das sich ausbreitende Licht als aus *Strahlen* bestehend aufgefasst werden darf, und in die *Wellenoptik*, in der die Interferenz eine dominierende Rolle spielt, halte ich für unnötig und störend. Denn in nahezu jeder konkreten Fragestellung spielen beide Aspekte eine - wenn auch oft deutlich unterschiedlich gewichtete - Rolle.

Der Abschnitt *Tipps, Tricks und Spezialitäten* ist in diesem Heft besonders umfangreich geworden, eine unmittelbare Folge meiner langjährigen beruflichen Auseinandersetzung mit optischen Fragestellungen.

## 11.1 Grundfakten der Ausbreitung elektromagnetischer Strahlung (-)

Wie wir bereits im Abschnitt 6.2.3 diskutiert haben, ist die Existenz elektromagnetischer Strahlung eine unmittelbare Folge der mathematischen Struktur der Maxwell'schen Gleichungen. Wir werden nun die dort erläuterten Fakten vertiefen und so die Grundlage schaffen für

- die Behandlung der physikalischen Phänomene der Erzeugung und des Transports elektromagnetischer Strahlung sowie
- der Wechselwirkung von elektromagnetischer Strahlung mit der Materie.

Diese Phänomene werden üblicherweise unter dem Begriff *Optik* zusammengefasst.

### 11.1.1 Das Superpositionsprinzip (-)

Wie bereits mehrfach betont ist die Existenz elektromagnetischer Strahlung eine unmittelbare Folge der mathematischen Struktur der Maxwell'schen Gleichungen der Elektrodynamik. Und da diese Gleichungen linear in den Feldgrößen  $\vec{E}$  und  $\vec{H}$  sind, bilden die Lösungen der aus ihnen resultierenden allgemeinen Wellengleichung (Gl. 6.73 und 6.74) einen linearen Vektorraum. Das bedeutet insbesondere, dass sich elektromagnetische Strahlungsanteile im Raum linear überlagern:

$$\text{Strahlungsfeld (1)} : \vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t) = \vec{\mathcal{E}}_1(\vec{r}, t) \quad (11.1)$$

$$\text{Strahlungsfeld (2)} : \vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t) = \vec{\mathcal{E}}_2(\vec{r}, t) \quad \Rightarrow \quad (11.2)$$

$$\text{Strahlungsfeld (1} \oplus \text{2)} : \vec{\mathcal{E}}_{1 \oplus 2}(\vec{r}, t) = \vec{\mathcal{E}}_1(\vec{r}, t) + \vec{\mathcal{E}}_2(\vec{r}, t) \quad (11.3)$$

Diese als *Superpositionsprinzip* bezeichnete Gesetzmäßigkeit gibt uns einerseits die Möglichkeit, das Strahlungsfeld auszurechnen, das von mehreren i.a. an unterschiedlichen Stellen im Raum positionierten Strahlungsquellen erzeugt wird. Es erlaubt uns aber auch, in jedem konkreten Fall das real vorhandene Strahlungsfeld in eine beliebige Linearkombination aus uns geeignet erscheinenden Anteilen zu zerlegen, das Verhalten dieser Komponenten getrennt zu berechnen und die einzelnen Ergebnisse dann wieder additiv zusammenzufassen. Diese Zerlegung muss jedoch immer bzgl. der zeitabhängigen **Amplituden**  $\vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t)$  bzw.  $\vec{B}(\vec{r}, t)$  erfolgen! Die **Intensitäten** verschiedener elektromagnetischer Strahlungsanteile überlagern sich i.a. **nicht** additiv. Wir werden von dieser Möglichkeit der gedanklichen Zerlegung eines Strahlungsfeldes in uns vorteilhaft erscheinende Anteile in diesem Heft noch häufig Gebrauch machen.

Eine häufig benutzte Möglichkeit dieser Zerlegung eines Strahlungsfeldes ist die Entwicklung nach *ebenen Wellen*:

$$\vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t) = \sum_{k=1}^{\infty} A_k \cdot e^{i \cdot 2 \cdot \pi \cdot (\frac{x}{\lambda} - \frac{t}{T})} \quad (11.4)$$

Diese Zerlegung ist grundsätzlich immer möglich, sie ist jedoch je nach der Struktur des vorliegenden konkreten Problems mehr oder weniger hilfreich.

Bereits an dieser Stelle halte ich folgenden Hinweis für wichtig: Insbesondere im Falle eines stark gedämpften Strahlungsfeldes ist besondere Vorsicht angezeigt: Jetzt ist die Funktion  $\vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t)$  bzgl. ihrer Ortsabhängigkeit nicht mehr streng periodisch. Daher muss streng genommen die Summe in der Gl. 11.4 durch das Integral ersetzt werden. Und es muss bis zu ausreichend hohen Werten von  $t$  und  $\vec{r}$  integriert werden. Werden diese Vorschriften nicht eingehalten, kann die dann "naive" Rechnung zu völlig falschen Ergebnissen führen.

(XXX: Der weitere, eigentliche Text des Abschnitts *Das Superpositionsprinzip* ist noch nicht verfügbar.)

11.1.2 *Beugung und Interferenz (-/-)*

(XXX: Der Text des Abschnitts *Beugung und Interferenz* ist noch nicht verfügbar.)

11.1.3 *Die Polarisierung (-)*

Elektromagnetische Strahlung ist eine *transversale* Wellenerscheinung (Abschnitt 6.2.3), daher muss zur vollständigen Beschreibung eines Schwingungszustands außer Frequenz, Amplitude und Phase auch noch die **Orientierung** der Schwingungsrichtung relativ zu einer Referenzebene angegeben werden. Diese Größe bezeichnen wir als die *Polarisation* der elektromagnetischen Welle. Um die weitere Diskussion nicht unnötig zu erschweren, beschränken wir uns unmittelbar auf die Behandlung monochromatischer Strahlung und überdies auf ebene Wellen. Wie wir bereits wissen (Abschnitt 11.1.1), stellt letzteres keine Beschränkung der Allgemeinheit dar, denn wir können wir jeden anderen Schwingungszustand als Linearkombination von ebenen Wellen darstellen. Überdies können wir uns auf die Diskussion der Verhältnisse an einer beliebig herausgegriffenen Stelle  $\vec{r}$  beschränken, da die Werte von  $\vec{\mathcal{E}}$  an einem anderen Ort (über die Gl. 6.76) berechnet werden können. Der Einfachheit halber werde ich daher im folgenden die Ortskoordinate  $\vec{r}$  nicht mehr explizit aufführen. Im Rahmen dieses Abschnitts beziehen sich also alle nachfolgenden Ausdrücke auf dieselbe Ortskoordinate  $\vec{r}$ .

Zur vollständigen quantitativen Charakterisierung einer ebenen Welle  $\vec{\mathcal{E}}(t)$  benötigen wir eine ebene Referenzschwingung von derselben Frequenz wie die zu charakterisierende ebene Welle  $\vec{\mathcal{E}}(t)$ , die sich in dieselbe Richtung ausbreitet. Erst relativ zu dieser Referenzwelle lässt sich dann die Phasenlage von  $\vec{\mathcal{E}}(t)$  angeben. Der Einfachheit halber legen wir für die folgenden Betrachtungen die  $z$ -Achse des von uns verwendeten rechtwinkligen Koordinatensystems in eben diese Ausbreitungsrichtung. Damit auch die Lage der Schwingungsebene von  $\vec{\mathcal{E}}(t)$  wohl definiert ist, sei auch die Schwingungsebene der Referenzschwingung fest relativ zu diesem Koordinatensystem. Z.B. verlaufe diese in der  $x/z$ -Ebene. Durch diese Vereinbarungen verbleiben noch 4 unabhängige Parameter zur quantitativen Festlegung einer ebenen Welle  $\vec{\mathcal{E}}(t)$ .

Eine Möglichkeit (von vielen anderen) zur Festlegung dieser Werte ist die folgende:

- Zerlegung von  $\vec{\mathcal{E}}(t)$  in die beiden Komponenten parallel und senkrecht zur Schwingungsebene der Referenzwelle; die Amplituden dieser beiden Komponenten bezeichnen wir mit  $A_{\parallel}$  und  $A_{\perp}$ ;

$$\mathcal{E}_{\parallel}(t) = A_{\parallel} \cdot \sin(\omega \cdot t + \varphi_{\parallel}) \quad ; \quad \mathcal{E}_{\perp}(t) = A_{\perp} \cdot \sin(\omega \cdot t + \varphi_{\perp}) \quad (11.5)$$

Da wir, wie oben bereits zitiert, das Koordinatensystem derart wählen wollen, dass die Schwingungsebene der Referenzschwingung mit der  $x/z$ -Ebene identisch ist, lautet die Gl. 11.5 einfach

$$\mathcal{E}_y(t) = A_y \cdot \sin(\omega \cdot t + \varphi_y) \quad ; \quad \mathcal{E}_x(t) = A_x \cdot \sin(\omega \cdot t + \varphi_x) \quad (11.6)$$

- Darstellung jeder dieser beiden Komponenten als Summe eines Sinus- und eines Cosinustermes,

$$\mathcal{E}_y(t) = A \cdot \sin(\omega \cdot t) + B \cdot \cos(\omega \cdot t) \quad (11.7)$$

$$\mathcal{E}_\perp(t) = C \cdot \sin(\omega \cdot t) + D \cdot \cos(\omega \cdot t) \quad (11.8)$$

- Zu dieser Darstellung (Gl.-en 11.7 und 11.8) äquivalent ist die Darstellung als *komplexe Amplituden* (s. Absatz *Komplexwertige physikalische Größen* ab S. 507 und insbesondere Gl. 4.124)

$$\mathcal{E} = \begin{pmatrix} \tilde{A}_x \\ \tilde{A}_y \end{pmatrix} ; \quad \tilde{A}_x, \tilde{A}_y \in \hat{\mathbf{C}} \quad (11.9)$$

Nach Angabe der Frequenz  $\omega$  und Festlegung der (ebenen) Referenzwelle ist daher die betrachtete ebene Welle  $\vec{\mathcal{E}}(t)$  durch die 4 reellen Zahlen ( $A; B; C; D$ ) oder durch die beiden komplexen Zahlen  $(\tilde{A}_x; \tilde{A}_y)$  eindeutig festgelegt. Z.B. entspricht einer in der Ebene der Referenzwelle schwingenden ebenen Welle der (komplexen) Amplitude  $\tilde{A}$  der Vektor

$$\mathcal{E} = \tilde{A} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} ; \quad \tilde{A} \in \hat{\mathbf{C}} \quad (11.10)$$

$$\tilde{A} = A_1 + i \cdot A_2 ; \quad A_1, A_2 \in \mathbb{R}^1 \quad (11.11)$$

Einer ebenen Welle der Amplitude  $\tilde{A}$ , die in einer Ebene schwingt, die gegenüber der Referenzwelle um  $+\alpha$  verkippt ist, entspricht der Vektor

$$\mathcal{E} = A \cdot \begin{pmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{pmatrix} \quad (11.12)$$

Diese Darstellung wurde insbesondere durch die Arbeiten des amerikanischen Physikers *R. Clark Jones* (\* 1916 in Toledo/Ohio (USA); † 2004)(XXX: präzisieren) bekannt ([1]). Man bezeichnet die über die Gl. 11.9 definierten komplexwertigen Vektoren daher meist als *Jones-Vektoren*.

Zur Gewöhnung an diesen Formalismus betrachten wir einige einfache Beispiele:

1. Die *linear polarisierte* Strahlung haben wir bereits angeführt. Für sie gilt die Gl. 11.11. Die Schwingungsebene ist gegenüber der Schwingungsebene der Referenzwelle (also der  $x/z$ -Ebene) um den Winkel  $\alpha$  verkippt und ihre Phase ist gegenüber der Referenzwelle um den Winkel

$$\varphi = \arctan \frac{-A_2}{A_1} \quad (11.13)$$

verschoben.

2. Die *elliptisch polarisierte* Strahlung. Der Einfachheit halber wollen wir uns auf den Fall beschränken, dass die Richtung der beiden Halbachsen mit der  $x$ - bzw.  $y$ -Achse des gewählten Koordinatensystems übereinstimmt. Für diesen Fall gilt

$$\mathcal{E} = e^{i\cdot\varphi} \cdot \begin{pmatrix} A_x \\ i \cdot A_y \end{pmatrix} \quad ; \quad A_x, A_y \in \mathbb{R}^1 \quad ; \quad A_x, A_y > 0 \quad (11.14)$$

Die in der  $x$ -Richtung schwingende Komponente ist gegenüber der Referenzschwingung um den Winkel  $\varphi$  verschoben und die in der  $y$ -Richtung schwingende Komponente um den Winkel  $\varphi + \frac{\pi}{2}$ . (XXX: Der an dieser Stelle noch fehlende Text ist noch nicht verfügbar.)

3. Die *zirkular polarisierte* Strahlung ist ein Sonderfall der elliptisch polarisierten Strahlung, für sie gilt nämlich

$$A_x = A_y \quad (11.15)$$

Durchläuft nun eine ebene Welle ein Objekt, dass in der Lage ist, den Polarisationszustand der Welle zu verändern, so können wir diesen Vorgang wieder nach dem Konzept des System-Responses (Kapitel 4.2) beschreiben: Wir wollen an dieser Stelle voraussetzen, dass die das Objekt verlassende Strahlung ebenfalls eine ebene Welle ist, wenn auch nicht notwendig mit unveränderter Ausbreitungsrichtung. Wenn wir nun diese eventuelle Veränderung der Ausbreitungsrichtung separat behandeln, können wir das für die Beschreibung der das Objekt verlassenden Strahlung benutzte Koordinatensystem so legen, dass deren  $z$ -Achse mit der (neuen) Ausbreitungsrichtung übereinstimmt. Dann lassen sich sowohl die Eingangsgröße, also die auf das Objekt auftreffende ebene Welle, als auch die Ausgangsgröße, also die aus dem Objekt austretende ebene Welle, durch einen Jones-Vektor beschreiben,

$$J_e = \begin{pmatrix} \tilde{A}_x \\ \tilde{A}_y \end{pmatrix} \quad ; \quad J_a = \begin{pmatrix} \tilde{B}_x \\ \tilde{B}_y \end{pmatrix} \quad (11.16)$$

wobei sich beide Jones-Vektoren auf dasselbe Koordinatensystem beziehen. Diese beiden Größen  $J_e$  und  $J_a$  sind nun über eine Response-Funktion  $F$  mit einander verknüpft,

$$J_a = F(J_e) \quad (11.17)$$

Wenn wir diesen Zusammenhang als linear annehmen dürfen, lässt sich diese Gleichung als Matrix-Gleichung schreiben,

$$J_a = \mathbf{M}^{(J)} \bullet J_e \quad ; \quad \mathbf{M}^{(J)} = \begin{pmatrix} \tilde{M}_{xx} & \tilde{M}_{xy} \\ \tilde{M}_{yx} & \tilde{M}_{yy} \end{pmatrix} \quad (11.18)$$

Durch diese 4 komplexen Zahlen  $\tilde{M}_{ik}$  ist das polarisationsverändernde Verhalten des physikalischen Objektes eindeutig beschrieben.  $\mathbf{M}^{(J)}$  bezeichnet man als die *Jones-Matrix* des betrachteten Objektes. Im Abschnitt 11.3 werden wir derartige polarisationsverändernden Objekte kennen lernen, nachdem wir vorher im Kapitel 11.6.11

die hierfür einsetzbaren Materialien behandelt haben. In beiden Bereichen wird uns der Formalismus der Jones-Vektoren und -Matritzen gute Dienste leisten.

Allerdings werden wir auch einsehen müssen, dass diese Werkzeuge nicht immer optimal an die experimentelle Praxis bei der Vermessung und Charakterisierung derartiger Materialien und Objekte angepasst sind. Wir werden daher in vielen Fällen einen modifizierten Formalismus verwenden, nämlich den der *Stokes-Vektoren* und *Stokes-Matrizen*. Für deren nachvollziehbare und logisch korrekte Einführung benötigen wir jedoch noch einen weiteren, für die Optik fundamentalen Begriff, nämlich den der *Kohärenz* bzw. *Inkohärenz*, s. Abschnitt 11.1.5. Im Zuge dieser Überlegungen werden wir einsehen, dass der Formalismus der Jones-Vektoren und -Matritzen nur angewendet werden darf, wenn das Messlicht kohärent ist.

#### 11.1.4 Die Prinzipien von Huygens und Fermat (-)

Das ältere dieser beiden Prinzipien wurde von *Pierre de Fermat* (\* 1601 in Lomagne b. Montauban; † 1665 in Castres) formuliert, der als Jurist die Mathematik nur als Freizeitbeschäftigung betrieb, aber dennoch als der bedeutendste französische Mathematiker seiner Epoche gilt. Das *Fermatsche Prinzip* besagt, dass das Licht immer den schnellsten Weg nimmt, also insbesondere bei der auf einander folgenden Durchstrahlung von Medien mit unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten für Licht immer den Weg nimmt, der die Gesamtlaufzeit vom Startpunkt  $P_1$  bis zum Zielpunkt  $P_2$  minimiert. Wie wir später sehen werden, lassen sich allein mit Hilfe dieses Prinzips bereits eine Reihe von Gesetzen der (geometrischen) Optik herleiten, s. insbesondere Abschnitt 11.2.1. Wir stellen den Beweis dieser Aussage für einen Moment zurück und wenden uns sofort dem nach dem Mathematiker, Physiker, Astronom und Uhrenbauer *Christiaan Huygens* (\* 1629 in Den Haag; † 1695 ebenda) benannten *Huygens-Prinzip* zu. Dieses ist ein nützliches Hilfsmittel zur Konstruktion und plausiblen Erklärung von Interferenz- und Beugungs-Effekten von Licht an mikro- und makroskopischen Hindernissen. Es besagt, dass man (auch) im Bereich eines derartigen Hindernisses jeden Punkt innerhalb der Wellenfront der ankommenden ebenen Welle als Ausgangspunkt einer phasenstarr mit der ankommenden Welle gekoppelten Kugelwelle ansehen darf. Mit Hilfe dieses Prinzips lässt sich z.B. der relative Intensitätsverlauf des an einem Spalt, Doppelspalt oder Spaltgitter gebeugten Lichtes unmittelbar berechnen. Der Beweis dieser Aussage resultiert unmittelbar aus dem Superpositionsprinzip, insbesondere aus dem Satz über die Äquivalenz von ebener Welle und einer senkrecht zu deren Ausbreitungsrichtung angeordneten flächigen Anordnung von Kugelwellen.

Wir betrachten bei einer sich ausbreitenden Kugelwelle für einen beliebigen Zeitpunkt  $t$  eine Fläche gleicher Phasenlage. Bei einer Kugelwelle ist dies eine Kugeloberfläche, die üblicherweise als deren Wellenfront bezeichnet wird. Von dieser Wellenfront mögen nun eine kontinuierlich verteilte Mannigfaltigkeit von gleichmäßig in den äußeren Halbraum abstrahlenden (Elementar-)Kugelwellen ausgehen, die alle miteinander und mit der Ausgangswelle in Phase oszillieren. Dann lässt sich auf ma-

thematischem Wege zeigen, dass die Überlagerung aller dieser Kugelwellen eine Kugelwelle ergibt, die sich senkrecht zur Wellenfront der Ausgangs-Kugelwelle ausbreitet, also mit dieser identisch ist. Also sind diese beiden Darstellungen einander äquivalent: Auf jeder beliebigen Wellenfront einer Kugelwelle dürfen wir diese durch die bereits präzierte Mannigfaltigkeit von Elementar-Kugelwellen ersetzen. Dies gilt unabhängig davon, ob im weiteren Verlauf der Strahlungsausbreitung ein Hindernis existiert oder nicht. Dies genau ist die Aussage des Huygens-Prinzips. Eine anschauliche Erläuterung dieses Prinzips, die man auch in den meisten Lehrbüchern findet, basiert auf der Erkenntnis, dass man in einem beliebigen Aufpunkt hinter der betrachteten Wellenfront zu jedem nicht senkrecht zur Wellenfront verlaufenden Lichtweg einen benachbarten etwas stärker geneigten Lichtweg findet, dessen optische Weglänge sich von dem ersten um  $\pi$  unterscheidet, so dass sich diese beiden Strahlungsamplituden gerade auslöschen. Bei korrekter Aufintegration aller Strahlungsbeiträge verbleibt also lediglich der Beitrag, der zur Richtung senkrecht zur Wellenfront gehört.

Der mathematisch saubere Beweis dieser Aussage ist gleichzeitig auch ein Beweis des Fermat-Prinzips! Denn er zeigt, dass sich das Licht (in einem homogenen Medium) immer senkrecht zur Wellenfront ausbreitet, also die kürzeste Entfernung wählt. Diese Beweiskette bleibt auch bei einem Lichtweg erhalten, der Medien mit unterschiedlicher Ausbreitungsgeschwindigkeit enthält.

(XXX: Der weitere Text des Abschnitts *Die Prinzipien von Huygens und Fermat* ist noch nicht verfügbar.)

### 11.1.5 Die Kohärenz elektromagnetischer Strahlung (-)

Bei der Diskussion fortschreitender Wellen denken wir z.B. an Kugelwellen mit einer Amplitudenfunktion von der Form

$$A(\vec{r}, t) = A(r) \cdot e^{i \cdot 2 \cdot \pi \cdot (\frac{r}{\lambda} - \frac{t}{T})} \quad (11.19)$$

bzw. an eine Superposition derartiger Funktionen. Die Größen  $\lambda$  und  $T$  sind dabei über die Beziehung

$$c = \frac{\lambda}{T} \quad (11.20)$$

miteinander verknüpft.  $c$  ist die (Phasen-)Geschwindigkeit der Wellenausbreitung. Insbesondere gehen wir davon aus, dass die durch die Größe

$$\left( \frac{r_1}{\lambda} - \frac{t_1}{T} \right) \quad (11.21)$$

vorgegebene Phase von  $A(\vec{r}, t)$  für jedes Paar  $(\vec{r}_1; t_1)$  von Koordinaten einen wohl bestimmten Wert hat. Überlagern sich nun 2 derartige Funktionen, so sollte es zu Interferenzeffekten kommen, sobald diese dieselbe Wellenlänge  $\lambda$  haben (und damit auch dieselbe Schwingungszeit  $T$ ). Wenn also *natürliches Licht*, wie es z.B. von der Sonne oder von elektrischen Glühlampen ausgestrahlt wird, nach Reflexion von unterschiedlichen Flächen und Gegenständen, also nach unterschiedlichen Weglängen in

unser Auge gelangt, dann sollten die jeweils zu derselben Wellenlänge gehörenden Anteile miteinander interferieren. Alle von uns betrachteten Gegenstände sollten daher mit den farbigen Streifenmustern durchzogen sein, die für derartige Interferenzeffekte typisch sind, und die wir in den nachfolgenden Abschnitten noch näher kennenlernen werden. Wie wir alle wissen, ist dies **nicht** der Fall! Die realen Objekte in der von uns beobachtbaren Welt zeigen bei einer Beleuchtung z.B. durch das Sonnenlicht keine Interferenzstreifen. Wir sind hier wieder an einer Stelle angekommen, an der unsere bereits gewonnenen physikalischen Grundkenntnisse uns dahin bringen, dass wir vordergründig einfache Sachverhalte nicht mehr verstehen. Erst eine deutlich tiefer gehende Behandlung der physikalischen Theorie wird uns in die Lage versetzen, diesen Widerspruch aufzulösen. Zur korrekten Behandlung der hier diskutierten Fragestellung müssen wir den Begriff der *Kohärenz* (von *cohaerere* (lat.) zusammen hängen) von Wellenerscheinungen in die Behandlung derartiger Fragestellung mit einbeziehen.

Einen anschaulichen Zugang zu dieser Begriffsbildung erhalten wir aus der experimentellen Erfahrung, dass der Elementarprozess der Emission von elektromagnetischer Strahlung, nämlich der Übergang eines Atoms oder Moleküls von einem höher angeregten in einen niedriger angeregten Zustand, z.B. in den Grundzustand (Abschnitt 7.13.3), im Fall der sog. *elektronischen Übergänge* innerhalb einer Zeit von der Größenordnung einiger  $10^{-10} \cdot s$  abläuft. Danach ist der Vorgang abgeschlossen und die so entstandene Störung des Grundzustands des elektromagnetischen Feldes breitet sich als *Wellenzug* von der Strahlungsquelle ausgehend in den Raum aus. Die *Länge* eines derartigen Wellenzugs hat also die Größenordnung von  $1 \cdot m$ . Die von einer sog. *natürlichen* Strahlungsquelle emittierte elektromagnetische Strahlung besteht nun aus der Überlagerung von einer Vielzahl derartiger Wellenzüge. Zwischen diesen einzelnen Wellenzügen besteht jedoch **keinerlei** Phasenverknüpfung. Überlagert man also an einer Stelle im Raum (z.B. in unserem Auge) 2 unterschiedliche Anteile von natürlichem Licht aus derselben Lichtquelle, deren Wege von der Quelle bis zu dieser Stelle der Überlagerung sich um mehr als diese typische Länge eines Wellenzuges unterscheiden, so treffen nun zu jedem Zeitpunkt ausschließlich Beiträge von unterschiedlichen Wellenzügen auf einander und die Phasendifferenz ändert sich im Laufe der zeitlichen Entwicklung rein statistisch. Es tritt also **keine** Interferenz auf! Derartiges Licht bezeichnet man als *inkohärent*.

Wählen wir dagegen einen optischen Aufbau unserer Anordnung, in der sich die beiden Lichtwege um deutlich weniger als diese typische Länge von ca.  $1 \cdot m$  unterscheiden, so stammt ein Teil des benutzten Messlichtes jeweils aus demselben ursprünglichen Wellenzug, und es tritt weiterhin (partielle) Interferenz auf. Ein derartiger Aufbau ist im Grundsatz eine Methode zur Messung der sog. Kohärenzlänge. Diese die *räumliche Kohärenz* einer elektromagnetischen Strahlung charakterisierende Messgröße kann man z.B. wie folgt definieren: Eine optische 2-Strahl-Interferenzanordnung sei derart aufgebaut, dass die optische Weglänge (s. Absatz S. 1448) beider Strahlengänge in guter Näherung identisch sind. Sodann wird einer dieser beiden Strahlengänge solange verlängert, bis am Detektor das 1. Intensitäts-

maximum auftritt. Dessen Wert sei  $I_0$ . Nun wird dieser Wert erneut verlängert und es werden die Intensitäten der dabei auftretenden Intensitätsmaxima beobachtet, die im Laufe dieses Prozesses i.a. kontinuierlich abnehmen. Die geometrische Länge  $l$ , um die der eine Strahlengang verlängert werden muss, damit das zugehörige Intensitätsmaximum den Wert  $\frac{I_0}{2}$  abnimmt, ist identisch mit der Kohärenzlänge der benutzten Strahlung.

Eine allgemein gültige quantitative Erfassung des Begriffes der Kohärenz gelingt über die Autokorrelationsfunktion (Absatz S. 7.4.10):

(XXX: Der weitere, noch fehlende Text des Abschnitts *Die Kohärenz elektromagnetischer Strahlung* ist noch nicht verfügbar.)

### 11.1.6 Die Optische Abbildung (-/-)

(XXX: Der Text des Abschnitts *Die optische Abbildung* ist noch nicht verfügbar.)

### 11.1.7 Die Näherung der geometrischen Optik (-/-)

Unter *geometrischer* oder *Strahlenoptik* wird allgemein der Teil der Optik verstanden, bei dem es zulässig ist, die Wellennatur des Lichtes zu vernachlässigen und das Licht als aus *Strahlen* zusammengesetzt aufzufassen, die sich in homogenen Medien geradlinig ausbreiten und an Grenzflächen gebrochen und reflektiert werden. Aber natürlich ist der Übergang fließend.

(XXX: Der weitere, eigentliche Text des Abschnitts *Die Näherung der geometrischen Optik* ist noch nicht verfügbar.)

## 11.2 Lineares optisches Materialverhalten (-)

In diesem Abschnitt werden wir die Mechanismen behandeln, mit deren Hilfe physikalische Objekte die auf sie auftreffende optische Strahlung verändern. Ändert sich primär die Intensität der Strahlung, spricht man von *Absorption*. Ändert sich dagegen nur die Richtungsverteilung der Strahlung, so handelt es sich um *Reflexion*, *Brechung* oder *Streuung*. Die Mechanismen, die dazu führen, dass diese Effekte von dem Polarisationszustand der Strahlung abhängen, werde ich in den nachfolgenden Kapiteln 11.3 und 11.4 behandeln. Im Kapitel 11.6 werden wir dann die Wirkungen kennenlernen, die man mit derartigen Materialien durch ihren Einsatz in einer spezifischen Konstruktion, einem (passiven) *optischen Element*, erzielen kann.

Ich werde mich in diesem Kapitel überwiegend auf eine phänomenologische Charakterisierung der materialspezifischen Grundphänomene beschränken und die diesen Effekten zugrunde liegenden mikroskopischen Prozesse nur skizzieren. Einige dieser Effekte werde ich an anderer Stelle ausführlicher behandeln, z.B. innerhalb des Heftes 9, *Kristallphysik*. (XXX: präzisieren)

### 11.2.1 Reflexion und Brechung (\*)

Trifft optische Strahlung, die sich in einem Medium\* (1) ausbreitet, auf die Grenzfläche zu einem Medium (2), wird das Licht an dieser Grenzfläche teilweise reflektiert, teilweise dringt es in das Medium (2) ein und setzt seine Ausbreitung hierin fort. Die geometrisch-optischen Verhältnisse bei diesen Prozessen lassen sich bereits allein über das Fermat-Prinzip ermitteln, für die Berechnung der Intensitätsverhältnisse werden die Maxwell-Gleichungen selbst benötigt. Eine wichtige geometrische Kenngröße dieser Problemstellung ist die sog. *Einfallsebene*. Hierunter verstehen wir die Ebene, die durch die Ausbreitungsrichtung der als ebene Welle angenommenen optischen Strahlung einerseits und durch die Flächennormale der Grenzfläche zwischen den Medien (1) und (2) andererseits gebildet wird. Wir beschränken uns an dieser Stelle auf den Fall, dass diese Grenzfläche als eben angenähert werden darf. Außerdem setzen wir voraus, dass das Medium optisch isotrop ist, dass es also in seinem optischen Verhalten insbesondere keine Richtung im Raum auszeichnet. Aus dieser optischen Isotropie folgt, dass auch die reflektierte und ebenso die in das Medium eindringende Strahlung in derselben Ebene verlaufen wie die einfallende Strahlung, eben der Einfallsebene. Denn wenn einer dieser beiden Strahlen, der reflektierte oder der in das Medium eindringende, seinen Weg in eine Richtung außerhalb dieser Ebene fortsetzen würde, wäre die Richtung von allen anderen ausgezeichnet.

Für den 1. Teil dieser Fragestellung betrachten wir die Abb. 1(a). In dieser Abb. ist - ebenso wie in der Abb. 1(b) - die Zeichenebene identisch mit der Einfallsebene: Ein Lichtstrahl, der von einem vorgegebenen Punkt  $P_1$  ausgehend an einem

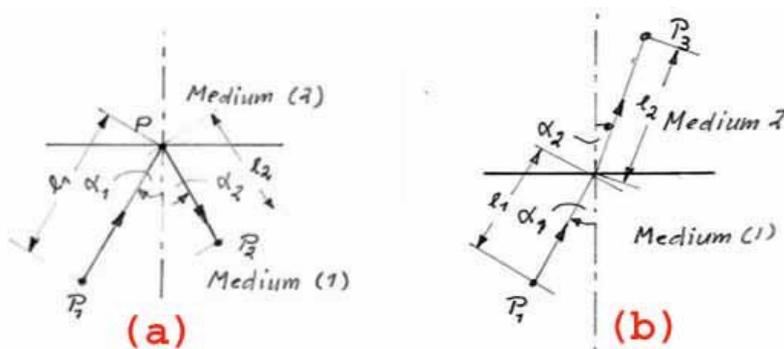


Abb. 1 Reflexion (Teil a) und Brechung (Teil b) eines Lichtstrahls beim Auftreffen auf die Grenzfläche zwischen den Medien (1) und (2)

(zunächst beliebigen) Punkt  $P$  auf die Grenzfläche trifft, und nach der Reflexion an

\*Bei den in diesem Kapitel diskutierten Effekten wird i.a. vorausgesetzt, daß die von den Materialien bewirkte Strahlungsabsorption keine dominierende Rolle spielt. Verbal äußert sich das darin, daß die Materialien, in denen sich die Strahlung ausbreitet, nicht mehr als Materialien sondern als *Medien* bezeichnet werden.

dieser Grenzfläche zu einem Punkt  $P_2$  gelangt, benötigt hierfür die Zeit

$$t = c_1 \cdot (l_1 + l_2) \quad (11.22)$$

$c_1$  : Lichtgeschwindigkeit im Medium (1)

Das Fermatsche Prinzip besagt in diesem Fall, dass das Licht denjenigen Weg nimmt, also diejenigen Werte  $l_1$  und  $l_2$  auswählt (und damit diejenigen Werte  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$ ), durch die diese Zeit  $t$  minimal wird. Nach einigen elementargeometrischen Rechnungen (s. Aufgabe 1) folgt aus dieser Bedingung

$$\sin \alpha_1 = \sin \alpha_2 \quad (11.23)$$

Da aus der Definition des Einfallswinkels  $\alpha$  seine Begrenzung auf den Wertebereich

$$0 \leq \alpha \leq \frac{\pi}{2} \quad (11.24)$$

folgt, ist die Gl. 11.23 gleichbedeutend mit der Aussage

$$\alpha_1 = \alpha_2 \quad (11.25)$$

Dieses *Reflexionsgesetz* ist meist in Form der verbalen Beschreibung *Einfallswinkel = Ausfallswinkel* bekannt.

Auf analoge Weise lässt sich der Zusammenhang zwischen der Richtung des im Medium (1) auf die Grenzfläche einfallenden Strahls und der Richtung des danach im Medium (2) fortschreitenden Strahls berechnen, s. Abb. 1(b). Das Licht, das ausgehend vom Punkt  $P_1$  durch die Grenzfläche hindurch zum Punkt  $P_3$  gelangt, benötigt hierfür die Zeit

$$t = c_1 \cdot l_1 + c_2 \cdot l_2 \quad (11.26)$$

Diese wird minimal, wenn

$$\frac{\sin \alpha_2}{\sin \alpha_1} = \frac{c_2}{c_1} \quad (11.27)$$

Dieses nach Willibrord Snel van Rojen (\* 1580 in Leiden; † 1626 ebenda) benannte *Snellius-Brechungsgesetz* wird meist in der Formulierung

$$n_2 \cdot \sin \alpha_2 = n_1 \cdot \sin \alpha_1 \quad (11.28)$$

$$n_i = \frac{c_0}{c_i} \quad (11.29)$$

$c_0$  : Lichtgeschwindigkeit im Vakuum,

$c_i$  : Phasengeschwindigkeit des Lichtes im Medium  $i$ ,

verwendet. Die Größe  $n_i$  bezeichnet man als *Brechungsindex* des Mediums  $i$ . Bis auf wenige Ausnahmen gilt

$$n_i \geq 1 \quad (11.30)$$

Die in diesen Beziehungen auftretenden Lichtgeschwindigkeiten  $c_i$  sind **immer** die Phasengeschwindigkeiten, s. Absatz S. 332. Zum besseren Verständnis weise ich an dieser Stelle explizit darauf hin, dass bei diesen linearen und absorptionsfreien Prozessen der Reflexion und Brechung sich die Frequenz der elektromagnetischen Strahlung **nicht** verändert. Es ist die Wellenlänge, die sich beim Übergang von einem Medium in ein anderes ändert.

Eng verknüpft mit der Definition des Brechungsindex ist der Begriff der einer geometrischen Strecke  $s$  zugeordneten *optischen Weglänge*  $\Lambda$

$$\Lambda(s) = n \cdot s \quad (11.31)$$

$n$  ist hierbei der Brechungsindex des Mediums, in dem sich diese Strecke befindet. Die optische Weglänge ist unmittelbar verknüpft mit der Phasenverschiebung, die ein Lichtstrahl entlang dieser Strecke  $s$  erfährt,

$$\Delta\varphi = 2 \cdot \pi \cdot \frac{s}{\lambda} = 2 \cdot \pi \cdot \frac{s}{\lambda_0} \cdot n = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda_0} \cdot \Lambda \quad (11.32)$$

Bei allen Prozessen, bei denen die Phasenverschiebungen verschiedener Teilstrahlen eine dominierende Rolle spielen, also bei allen Interferenzproblemen, werden wir daher intensiv von dem Begriff der optischen Weglänge Gebrauch machen.

Wir werden nun die bei diesen Prozessen der Reflexion und der Brechung auftretenden Intensitätsverhältnisse berechnen. Hierfür benötigen wir einige Ergebnisse, die wir im Abschnitt 6.2.3 mit Hilfe der Maxwellschen Gleichungen hergeleitet haben, und zwar

- die Aussage, dass sich die Tangenzialkomponente des elektrischen Feldes an einer Grenzfläche zwischen 2 Medien stetig durch diese Grenzfläche hindurch fortsetzt, und
- die Beziehung für die Strahlungsstärke<sup>†</sup> der elektromagnetischen Strahlung.

Bei der konkreten Herleitung der gesuchten Beziehungen müssen wir den Fall des parallel zur Einfallsebene und den des senkrecht zu dieser Ebene polarisierten Lichtes getrennt betrachten. Wir beginnen mit dem Fall des senkrecht zur Einfallsebene linear polarisierten Lichtes. Dann schwingt das elektrische Feld beim Auftreffen auf die Grenzfläche in deren Tangentialebene und die 1. oben genannte Bedingung lautet

$$\mathcal{E}_1^{(\perp)} + \mathcal{E}_r^{(\perp)} = \mathcal{E}_2^{(\perp)} \quad (11.33)$$

$\mathcal{E}_1^{(\perp)}$  ist die Amplitude des elektrischen Feldes der auf die Grenzfläche auftreffenden ebenen Welle. Um bei der Formulierung der aus der Energieerhaltung resultierenden 2. Bedingung nicht in argumentative Schwierigkeiten zu geraten, empfiehlt sich

---

<sup>†</sup>Ich verwende an dieser Stelle bereits die physikalischen Einheiten der optischen Strahlung, deren präzise Definition wir erst im Kapitel 11.7 kennen lernen werden.

eine Präzisierung des physikalischen Objektes "ebene Welle", das wir an dieser Stelle betrachten: Es handelt sich nämlich um eine *ebene Welle von senkrecht zu seiner Ausbreitungsrichtung endlicher Ausdehnung!* D.h. seine Querschnittsfläche  $A$  ist wohl definiert, deren Durchmesser ist aber so groß gegen seine Wellenlänge, dass die Näherung der ebenen Welle für die überwiegende Zahl der Fragestellungen zulässig ist. Insbesondere bleibt die Querschnittsfläche im Zuge der Ausbreitung innerhalb eines homogenen Mediums in ausreichender Näherung konstant (vgl. Abschnitt 11.1.7). Erst diese Präzisierung auf die endliche Querschnittsfläche der betrachteten Strahlung ermöglicht es uns, eventuelle Veränderungen dieser Fläche bei den betrachteten Prozessen zu berücksichtigen. Zusammen mit der Gl. für die Strahlungsstärke der elektromagnetischen Strahlung führt die Bilanzierung der insgesamt auf die Grenzfläche auftreffenden und sie wieder verlassenden Energieströme auf die Beziehung

$$\left(\mathcal{E}_1^{(\perp)}\right)^2 \cdot n_1 \cdot \cos \alpha_1 = \left(\mathcal{E}_2^{(\perp)}\right)^2 \cdot n_2 \cdot \cos \alpha_2 + \left(\mathcal{E}_r^{(\perp)}\right)^2 \cdot n_1 \cdot \cos \alpha_1 \quad (11.34)$$

Aus diesen beiden Gl. 11.33 und 11.34 folgt nach einigen Rechenschritten und unter Verwendung der für die trigonometrischen Funktionen von Summen zweier Winkel geltenden Beziehungen (Gl. 3.42 und 3.43)

$$\frac{\mathcal{E}_2^{(\perp)}}{\mathcal{E}_1^{(\perp)}} = \frac{2 \cdot \cos \alpha_1 \cdot \sin \alpha_2}{\sin (\alpha_1 + \alpha_2)} \quad (11.35)$$

$$\frac{\mathcal{E}_r^{(\perp)}}{\mathcal{E}_1^{(\perp)}} = -\frac{\sin (\alpha_1 - \alpha_2)}{\sin (\alpha_1 + \alpha_2)} \quad (11.36)$$

Im Fall des parallel zur Einfallsebene linear polarisierten Lichtes geht in die Tangentialkomponente der Amplitude des elektrischen Feldes der Einfallswinkel zusätzlich explizit ein, und die 1. Bedingung wird zu

$$\mathcal{E}_1^{(\parallel)} \cdot \cos \alpha_1 + \mathcal{E}_r^{(\parallel)} \cdot \cos \alpha_1 = \mathcal{E}_2^{(\parallel)} \cdot \cos \alpha_2 \quad (11.37)$$

Die 2. Bedingung führt weiterhin auf die Gl. 11.34. Aus diesen beiden Gl. erhalten wir in ähnlicher Vorgehensweise wie bei dem Fall des parallel polarisierten Lichtes nun die Beziehungen

$$\frac{\mathcal{E}_2^{(\parallel)}}{\mathcal{E}_1^{(\parallel)}} = \frac{2 \cdot \cos \alpha_1 \cdot \sin \alpha_2}{\sin (\alpha_1 + \alpha_2) \cdot \cos (\alpha_1 - \alpha_2)} \quad (11.38)$$

$$\frac{\mathcal{E}_r^{(\parallel)}}{\mathcal{E}_1^{(\parallel)}} = -\frac{\tan (\alpha_1 - \alpha_2)}{\tan (\alpha_1 + \alpha_2)} \quad (11.39)$$

Diese 4 Gl. 11.35, 11.36, 11.38 und 11.39 werden allgemein als die *Fresnelschen Gleichungen* bezeichnet. Fresnel leitete sie ca. 1823 her.

Wir beginnen die Diskussion der physikalischen Inhalte dieser Gl.-en mit der Frage des Vorzeichens von  $\mathcal{E}_r$ . Für nicht zu große Einfallswinkel (s.u.) gilt offenbar für beide Polarisationsrichtungen

$$\frac{\mathcal{E}_r}{\mathcal{E}_1} < 0 \iff \alpha_1 > \alpha_2 \iff n_1 < n_2 \quad (11.40)$$

Da die Amplituden alle als komplexwertige Größen anzusehen sind, genauer gesagt als solche, die auch komplexe Werte annehmen können, ist die Aussage der Gl. 11.40 identisch mit der Aussage, dass die reflektierte ebene Welle gegenüber der ankommenden Welle um den Winkel  $\pi$  phasenverschoben ist. Bei einer Reflexion an der Grenzfläche zu einem *optisch dichteren* Medium tritt also ein Phasensprung von  $\pi$  auf!

Wir behandeln nun den Grenzfall des *nahezu senkrechten* Einfalls,  $\alpha_1 \rightarrow 0$ . Für kleine Werte von  $\alpha_1$  (und damit auch von  $\alpha_2$ ) können wir die Fresnelschen Gleichungen nicht direkt in der obigen Form verwenden, da sie zu unbestimmten Ausdrücken würden (s. Absatz *Unbestimmte Ausdrücke* auf S. 170). Wir kehren daher zu der Formulierung in den Produkten der trigonometrischen Funktionen zurück und ersetzen gleichzeitig die Funktion  $\sin \alpha_2$  mit Hilfe der Gl. 11.28. Dann wird die Gl. 11.35 zu

$$\frac{\mathcal{E}_2^{(\perp)}}{\mathcal{E}_1^{(\perp)}} = \frac{2 \cdot \cos \alpha_1 \cdot \frac{n_1}{n_2} \cdot \sin \alpha_1}{\sin \alpha_1 \cdot \cos \alpha_2 + \cos \alpha_1 \cdot \frac{n_1}{n_2} \cdot \sin \alpha_1} \quad (11.41)$$

Da aber die Funktion  $\cos x$  für kleine Argumente eine quadratische Funktion in  $x$  ist,

$$\cos x \cong 1 - \frac{x^2}{2} \quad \text{für } |x| \ll 1 \quad (11.42)$$

dürfen wir in der Gl. 11.41 für den Grenzfall des senkrechten Lichteinfalls die cos-Funktionen durch 1 ersetzen,

$$\frac{\mathcal{E}_2^{(\perp)}}{\mathcal{E}_1^{(\perp)}} \approx \frac{2 \cdot \frac{n_1}{n_2} \cdot \sin \alpha_1}{\sin \alpha_1 + \frac{n_1}{n_2} \cdot \sin \alpha_1} = \frac{2 \cdot n_1}{n_1 + n_2} \quad \text{für } \alpha_1 \ll 1 \quad (11.43)$$

Wie man bei analoger Vorgehensweise leicht nachrechnen kann, führt die Gl. 11.38 in dieser Näherung  $\alpha_1 \rightarrow 0$  auf denselben Ausdruck. Dies entspricht der physikalischen Zwangsläufigkeit, denn bei senkrechtem Einfall ist eine Einfallsebene nicht mehr definiert und daher eine Unterscheidung nach der Orientierung der Polarisationsrichtung relativ zu dieser Einfallsebene nicht mehr sinnvoll. In analoger Weise erhalten wir für den reflektierten Anteil die Beziehung

$$\frac{\mathcal{E}_r}{\mathcal{E}_1} \approx \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \quad \text{für } \alpha_1 \ll 1 \quad (11.44)$$

Die in der experimentellen Praxis i.a. relevanten Intensitätsverhältnisse, genauer das Verhältnis der Strahlungsströme, erhält man aus den Gl. 11.43 und 11.44 durch

erneute Anwendung der Energiebilanz (Gl. 11.34)

$$\frac{\Phi_r}{\Phi_1} \approx \left( \frac{n_2 - n_1}{n_1 + n_2} \right)^2 \quad \text{für } \alpha_1 \ll 1 \quad (11.45)$$

$$\frac{\Phi_2}{\Phi_1} \approx \frac{4 \cdot n_1 \cdot n_2}{(n_1 + n_2)^2} \cdot \frac{n_2}{n_1} \quad \text{für } \alpha_1 \ll 1 \quad (11.46)$$

Betrachten wir den Fall der Reflexion an einer Grenzfläche zwischen dem Vakuum (oder Luft) und einem Festkörper mit dem Brechungsindex  $n$ , so folgt

$$\frac{\Phi_r}{\Phi_1} \approx \left( \frac{n - 1}{n + 1} \right)^2 \quad \text{für } \alpha_1 \ll 1 \quad (11.47)$$

Bei optischen Bauelementen aus Glas ( $n \approx 1,5$ ) werden also an **jeder** Grenzfläche etwa 4% des ankommenden Lichtes an der Oberfläche reflektiert. Auf die hierdurch bedingten Störeffekten in optischen Geräten und auf die Maßnahmen zu deren Reduzierung werde ich an anderer Stelle näher eingehen, s. insbesondere Abschnitt 11.6.2.

Für das Beispiel der Reflexion und Brechung eines Lichtstrahl an einer Luft-Glas-Grenzfläche ( $n = 1,5$ ) ist der Verlauf der Amplitudenverhältnisse in der Abb. 2 wiedergegeben. Bei hohen Werten des Einfallswinkels nimmt der reflektierte Anteil

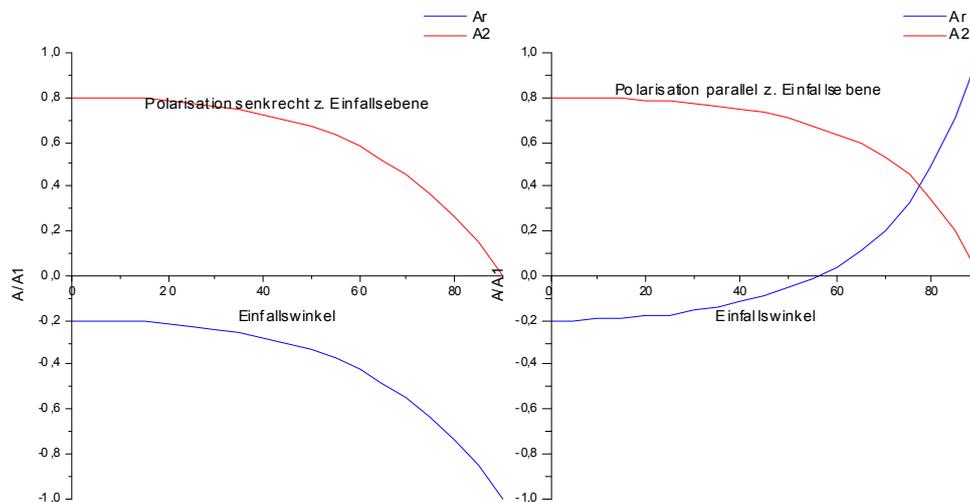


Abb. 2 Amplitudenverhältnis des reflektierten ( $A_r/A_1$ ) und des gebrochenen Strahls ( $A_2/A_1$ ) an einer Grenzfläche Luft-Glas ( $n = 1,5$ )

der Strahlung für beide Polarisationsrichtungen stark zu und erreicht im Grenzfall

$\alpha_1 \lesssim \frac{\pi}{2}$  dem Betrage nach den Wert 1. Diese Abb.-en zeigen uns insbesondere, dass ein bestimmter Einfallswinkel  $\alpha_{1,pol}$  ausgezeichnet ist, nämlich derjenige, in dem bei parallel zur Einfallsebene polarisiertem Licht die reflektierte Amplitude ihr Vorzeichen wechselt:

$$\frac{\mathcal{E}_r^{(||)}}{\mathcal{E}_1^{(||)}} = -\frac{\tan(\alpha_{1,pol} - \alpha_2)}{\tan(\alpha_{1,pol} + \alpha_2)} = 0 \Rightarrow \alpha_{1,pol} + \alpha_2 = \frac{\pi}{2} \Rightarrow \sin \alpha_2 = \cos \alpha_{1,pol} \quad (11.48)$$

Wir verwenden an dieser Stelle nochmals das Brechungsgesetz in der Form der Gl. 11.28 und erhalten

$$n_2 \cdot \cos \alpha_{1,pol} = n_1 \cdot \sin \alpha_{1,pol} \Rightarrow \tan \alpha_{1,pol} = \frac{n_2}{n_1} \quad (11.49)$$

Dieser Winkel  $\alpha_{1,pol}$  wird nach dem britischen Physiker *Sir (seit 1831) David Brewster* (\* 1781 in Jedburgh (Schottland); † 1868 in Allerly (Schottland)) als *Brewsterwinkel* bezeichnet. Bei der Reflexion an einer Luft/Glas/Grenzfläche ( $n = 1,5$ ) beträgt dieser Winkel

$$\alpha_{1,pol}(n = 1,5) \approx 56,3^\circ \quad (11.50)$$

Die oft in den Lehrbüchern zu findende Aussage, dass für beide Polarisationsrichtungen des Lichtes der reflektierte Strahl um  $\pi$  gegenüber dem einfallenden Strahl phasenverschoben ist, gilt also lediglich für einen gewissen Wertebereich des Einfallswinkels! Parallel zur Einfallsebene polarisiertes Licht, das unter einem Winkel  $\alpha_1 > \alpha_{1,pol}$  einfällt, wird dagegen in Phase reflektiert!

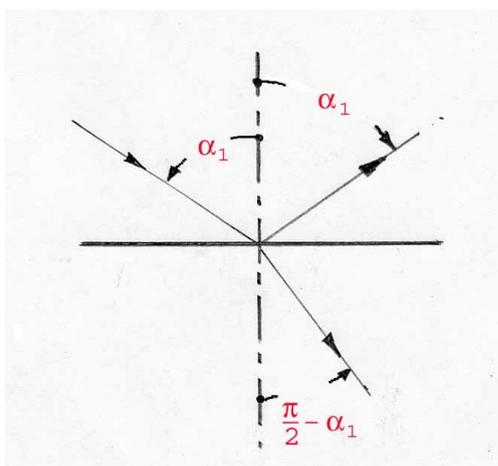


Abb. 3 Geometrische Konfiguration von reflektiertem und gebrochenem Strahl bei unter dem Brewsterwinkel einfallendem Licht

Wie man unmittelbar an Hand der Abb. 3 erkennt, stehen unter diesen Bedingungen der reflektierte und der gebrochene Strahl aufeinander senkrecht. In dieser Konfiguration verschwindet also der parallel zur Einfallsebene polarisierte Anteil des

reflektierten Lichtes. M.a.W. (auch) bei Verwendung von unpolarisiertem Licht ist unter diesen geometrischen Bedingungen das reflektierte Licht linear polarisiert und zwar senkrecht zur Einfallsebene. Hiervon wird in der experimentellen Optik des öfteren Gebrauch gemacht, s. Abschnitt 11.6.4.

Die beim Einfall von Licht auf eine Grenzfläche zum optisch dünneren Medium ( $n_2 < n_1$ ) auftretenden Amplitudenverhältnisse sind in der Abb. 4 dargestellt: Bei

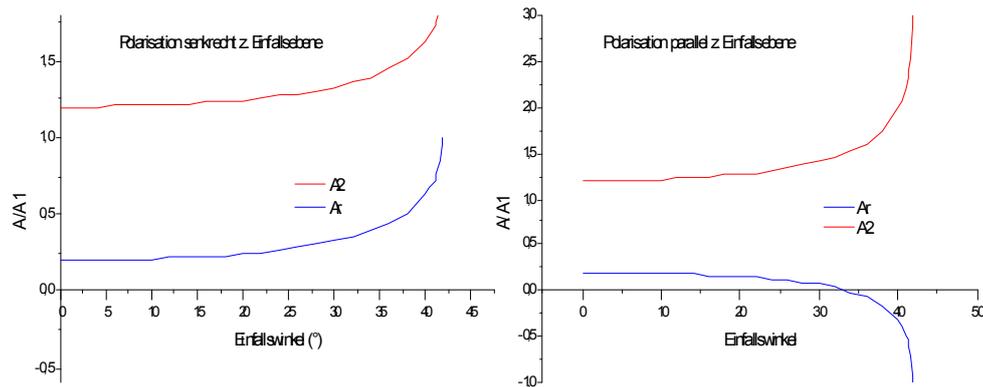


Abb. 4 Amplitudenverhältnis des reflektierten ( $A_r/A_1$ ) und des gebrochenen Strahls ( $A_2/A_1$ ) an einer Grenzfläche Glas-Luft ( $n = 1,5$ )

kleinen Einfallswinkeln  $\alpha_1$  erfolgt die Reflexion jetzt **ohne** Phasensprung. Bei parallel zur Einfallsebene polarisiertem Licht geht die reflektierte Amplitude jedoch wieder bei einem Winkel  $\alpha_{1,pol}$  durch den Wert  $\mathcal{E}_r = 0$ . Für diesen Winkel gilt weiterhin die Gl. 11.49, im Fall der Reflexion an einer Grenzfläche Glas( $n = 1,5$ )/Luft ergibt sich der Wert

$$\alpha_{1,pol} = \arctan \frac{1}{1,5} \approx 33,7^\circ \quad (11.51)$$

Bei Einfallswinkeln  $\alpha_1 > \alpha_{1,pol}$  erfährt der reflektierte Strahl einen Phasensprung von  $\pi$ , jedoch nur, wenn das Licht parallel zur Einfallsebene polarisiert ist.

Das System besitzt jetzt noch einen weiteren ausgezeichneten Einfallswinkel, nämlich den Winkel  $\alpha_{1,tr}$ , bei dem der Winkel  $\alpha_2$  dem Wert  $\frac{\pi}{2}$  beliebig nahe kommt. Dieser Winkel beträgt (Gl. 11.28)

$$\alpha_2 = \frac{\pi}{2} \Rightarrow \alpha_1 = \alpha_{1,tr} = \arcsin \frac{n_2}{n_1} \quad (11.52)$$

in unserem Zahlenbeispiel ( $n_1 = 1,5$ ;  $n_2 = 1$ ) also

$$\alpha_{1,tr} \approx 41,8^\circ \quad (11.53)$$

Bei Winkeln  $\alpha_1 > \alpha_{1,tr}$  gibt es keinen reellen Wert  $\alpha_2$  mehr, der die Gl. 11.35 und/oder 11.38 erfüllt, die Fresnelschen Gl. sind in der o.a. Form nicht mehr anwendbar. Die Systematik dieser Abhängigkeiten erkennt man besser, wenn man auch die Verhältnisse der Strahlungsströme betrachtet, in die u.a. die von den verschiedenen Strahlen jeweils eingenommenen Flächen maßgeblich eingehen. Der Vollständigkeit halber führe ich die für die Verhältnisse der Strahlungsströme geltenden Beziehungen an dieser Stelle noch einmal explizit auf:

$$\frac{\Phi_2^{(\perp)}}{\Phi_1^{(\perp)}} = \left( \frac{2 \cdot \sin \alpha_2}{\sin(\alpha_1 + \alpha_2)} \right)^2 \cdot \frac{n_2}{n_1} \cdot \cos \alpha_1 \cdot \cos \alpha_2 \quad (11.54)$$

$$\frac{\Phi_r^{(\perp)}}{\Phi_1^{(\perp)}} = - \left( \frac{\sin(\alpha_1 - \alpha_2)}{\sin(\alpha_1 + \alpha_2)} \right)^2 \quad (11.55)$$

$$\frac{\Phi_2^{(\parallel)}}{\Phi_1^{(\parallel)}} = \left( \frac{2 \cdot \sin \alpha_2}{\sin(\alpha_1 + \alpha_2) \cdot \cos(\alpha_1 - \alpha_2)} \right)^2 \cdot \frac{n_2}{n_1} \cdot \cos \alpha_1 \cdot \cos \alpha_2 \quad (11.56)$$

$$\frac{\Phi_r^{(\parallel)}}{\Phi_1^{(\parallel)}} = - \left( \frac{\tan(\alpha_1 - \alpha_2)}{\tan(\alpha_1 + \alpha_2)} \right)^2 \quad (11.57)$$

Die aus diesen Beziehungen für den Übergang vom optisch dichteren zum dünneren Medium berechneten Verhältnisse der **Strahlungsströme** zeigt die Abb. 5 und zwar für das bereits benutzte Zahlenbeispiel Glas( $n = 1,5$ )/Luft. Wir verstehen nun

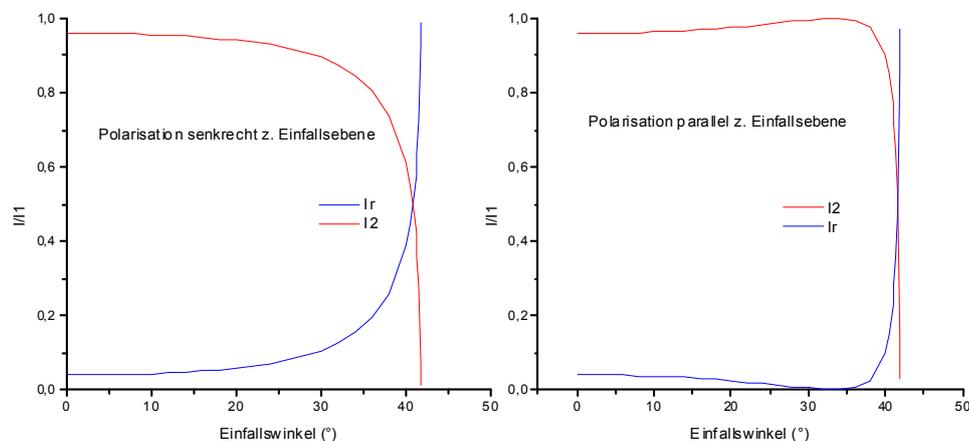


Abb. 5 Verhältnis der Strahlungsströme des reflektierten ( $\Phi_r/\Phi_1$ ) und des gebrochenen Strahls ( $\Phi_2/\Phi_1$ ) an einer Grenzfläche Glas-Luft ( $n = 1,5$ )

unmittelbar die in der Nähe von  $\alpha_{1,tr}$  auftretenden Effekte: Der relative Anteil der reflektierten Strahlung steigt stark an und erreicht bei  $\alpha_{1,tr}$  den Wert 1. Da oberhalb

von  $\alpha_{1,tr}$  das Licht nicht mehr in das optisch dünnere Medium eindringen kann, bleibt der reflektierte Anteil bei diesem Wert 1, das Licht wird *totalreflektiert*.

Abschließend weise ich noch einmal darauf hin, dass alle in diesem Abschnitt hergeleiteten Beziehungen für Licht hergeleitet wurden, das als ebene Welle dargestellt werden kann. Sobald diese Voraussetzung nicht mehr erfüllt ist, z.B. weil das Licht in dem betrachteten Medium in signifikantem Umfang absorbiert wird, können diese Beziehungen nicht mehr ohne weiteres verwendet werden, s. hierzu auch Abschnitt 4.2.7.

### 11.2.2 Absorption, Streuung, Fluoreszenz (\*)

Optische Strahlung wird beim Durchgang durch jedes reale Material geschwächt, also partiell vernichtet, allerdings in stark variierendem Umfang. Im einfachsten Fall ist die relative Änderung der Lichtintensität  $I$  der Dicke des infinitesimal durchdrungenen Materials proportional,

$$dI = \kappa \cdot I \cdot dx \Rightarrow I = I_0 \cdot e^{-\kappa \cdot x} \quad (11.58)$$

$x$  : Entfernung des Messorts von der Oberfläche;

$I_0$  : Intensität im Material direkt unterhalb der Oberfläche;

$\kappa$  : materialspezifische Kenngröße der Dimension (Länge)<sup>-1</sup>

Dieser Effekt wird als *Absorption* bezeichnet, entsprechend heißt der Materialparameter  $\kappa$  der *Absorptionskoeffizient* des Materials für eine bestimmte ausreichend spezifizierte optische Strahlung. Die eine Absorption von elektromagnetischer Strahlung bewirkenden primären Prozesse sind meistens quantenmechanische Elementarprozesse: Die Strahlung wechselwirkt mit den in der Probe enthaltenen Atomen, Molekülen oder einem Quasiteilchen des Festkörpers (Abschnitte 9.2 und 9.3) in der Weise, dass der Strahlung Energie (und Impuls) in Form eines Photons entzogen und zur Anregung eines dieser Atome, Moleküle oder Festkörper-Quasiteilchen genutzt wird. Danach kehrt dieses angeregte Teilchen über eine Serie von strahlungslosen (!) Prozessen wieder in seinen Ruhezustand zurück. Entscheidendes Charakteristikum des als *Absorption* bezeichneten Typs von Wechselwirkungsprozess ist also, dass dieses Photon völlig vernichtet und nicht etwa in modifizierter Form re-emittiert wird.

Für die meisten Materialien gilt in sehr guter Näherung und bis zu sehr hohen Strahlungsintensitäten

$$\frac{d\kappa(I)}{dI} = 0 \quad (11.59)$$

Materialien mit einer die Gl. 11.59 messbar **verletzenden** Funktion  $\kappa(I)$  werden als *optisch nichtlinear* bezeichnet. Diese Effekte werden wir im Kapitel 11.5 behandeln. Arbeitet man mit monochromatischem Licht, also einem Messlicht, das nur Licht von einer bestimmten Wellenlänge  $\lambda$  enthält (realistischer formuliert: das nur Licht enthält mit Wellenlängen  $\lambda'$  aus einem sehr schmalen um die Schwerpunkts-Wellenlänge  $\lambda$  konzentrierten Bereich), so erhält man als Messwert die Größe  $\kappa(\lambda)$ . Ändert man

im Laufe eines Messzyklusses Schritt für Schritt diese Messwellenlänge  $\lambda$ , erhält man die als *Absorptionsspektrum* des Materials bezeichnete Messkurve  $\kappa = \kappa(\lambda)$ . Benutzt man nicht-monochromatisches Messlicht, also Licht mit einer gewissen spektralen Intensitätsverteilung  $I_\lambda^{(0)}(\lambda)$ , so darf man bei linearem Materialverhalten voraussetzen, dass sich die Absorption spektral ebenfalls linear überlagert, dass also die Funktion  $\kappa = \kappa(\lambda)$  nicht nur unabhängig von  $I_\lambda^{(0)}(\lambda)$  ist, sondern auch von  $I_\lambda^{(0)}(\lambda' \neq \lambda)$ . D.h. es gilt

$$I_\lambda(\lambda; x) = I_\lambda^{(0)}(\lambda) \cdot e^{-\kappa(\lambda) \cdot x} \Rightarrow \quad (11.60)$$

$$I(x) = \int I_\lambda(\lambda'; x) \cdot d\lambda' = \int I_\lambda^{(0)}(\lambda') \cdot e^{-\kappa(\lambda') \cdot x} \cdot d\lambda' \quad (11.61)$$

An dieser Stelle ist es wichtig anzumerken, dass sich diese Gl. **nicht** in eine der Gl. 11.58 entsprechende Form auflösen lässt, es sei denn der Absorptionskoeffizient ist wellenlängenunabhängig. Definiert man also sozusagen *mit Gewalt* eine derartige Beziehung

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\kappa_{eff} \cdot x} \quad (11.62)$$

so ist der auf diese Weise definierte effektive Absorptionskoeffizient  $\kappa_{eff}$  keineswegs eine Konstante, sondern i.a. nicht nur von den jeweiligen Form der Intensitätsverteilung  $I_\lambda^{(0)}(\lambda)$ , sondern auch von der Eindringtiefe  $x$  abhängig! Denn es verändert sich die Intensitätsverteilung  $I_\lambda^{(x)}(\lambda)$  mit der Eindringtiefe: Bei genügend hohen Werten von  $x$  überwiegt immer stärker der Bereich der Strahlung, in dem  $\kappa(\lambda)$  seinen kleinsten Werte annimmt. Dieses Verhalten ist in der Theorie der Farbgebung von essentieller Bedeutung, s. Abschnitt 11.14.9. Obwohl diese Vorgehensweise gem. Gl. 11.62 eigentlich unsinnig ist, werden wir ihr dennoch gelegentlich in der Literatur begegnen.

Eine Platte der Dicke  $d$  aus einem Material mit dem Absorptionskoeffizienten  $\kappa(\lambda)$  schwächt das Licht auf einen Anteil

$$T(\lambda) = \frac{I}{I_0} = e^{-\kappa(\lambda) \cdot d} \quad (11.63)$$

Diese Größe wird als *spektrale Transmission* des betrachteten Objektes bezeichnet. Da die Transmission realer Objekte Werte annehmen kann, die sich um viele Größenordnungen unterscheiden, hat sich in bestimmten Bereichen der optischen Messtechnik (z.B. bei der Charakterisierung von photographischen Materialien oder von Druckerzeugnissen) eine logarithmische Begriffsbildung durchgesetzt,

$$D = \log_{10} \frac{I_0}{I} = \kappa \cdot d \cdot \log_{10} e \approx 0,4343 \cdot \kappa \cdot d \quad (11.64)$$

$D$  wird als die *optische Dichte* des Objektes bezeichnet. Im Bereich der Spektroskopie wird diese Größe meist als *Extinktion* bezeichnet, eine etwas unglückliche Formulierung, denn von ihrem sprachlichen Ursprung her bedeuten Absorption und Extinktion dasselbe.

Die Materialkonstante  $\kappa(\lambda)$  hat die Dimension  $(L\ddot{a}nge)^{-1}$  und besitzt eine anschauliche Bedeutung. Ihr Kehrwert gibt n\ddot{a}mlich an, auf welcher L\ddot{a}nge die Strahlung auf den Bruchteil  $e^{-1}$  abgeschw\ddot{a}cht wird. Ich werde sie als die *Absorptionskonstante* des betrachteten Materials (bzgl. der benutzten Messstrahlung) bezeichnen. Bezieht man  $\kappa(\lambda)$  zus\ddot{a}tzlich noch auf die (Massen-)Dichte,

$$\kappa(\lambda) = \rho \cdot \sigma_m(\lambda) \quad (11.65)$$

so wird das materialspezifische Absorptionsverhalten jetzt durch die Gr\ddot{o}\ss e  $\sigma_m(\lambda)$  von der Dimension  $\frac{Fl\ddot{a}che}{Masse}$  beschrieben. Der Kehrwert von  $\sigma_m(\lambda)$  gibt an, welche Fl\ddot{a}chenmasse (= Masse pro Fl\ddot{a}che) des betrachteten Materials n\ddot{o}tig ist, um die Strahlung auf den Bruchteil  $e^{-1}$  abzuschw\ddot{a}chen. Eine weitere, h\dd{a}ufig verwendete Begriffsbildung ist der Bezug auf die Teilchendichte,

$$\kappa(\lambda) = \frac{\rho \cdot \sigma_n(\lambda)}{\tilde{m}} = c_n \cdot \sigma_n(\lambda) \quad \Rightarrow \quad (11.66)$$

$$D = c_n \cdot \sigma_n(\lambda) \cdot d \cdot \log_{10} e \quad (11.67)$$

$\tilde{m}$  : Molmasse des Materials

$c_n$  : Teilchenkonzentration

Die derart definierte Gr\ddot{o}\ss e  $\sigma_n(\lambda)$  hat die Dimension  $\frac{Fl\ddot{a}che}{Teilchenzahl}$ , und deren Kehrwert gibt die Anzahl Teilchen des betrachteten Materials pro Fl\ddot{a}che an, die n\ddot{o}tig ist, um die (als ebene Welle einfallende) Strahlung auf den Bruchteil  $e^{-1}$  abzuschw\ddot{a}chen. Wegen ihrer Dimension wird  $\sigma_n(\lambda)$  oft auch als *Absorptionsquerschnitt* (besser eigentlich *Absorptionsquerschnitt pro Teilchen*) bezeichnet. Diese Gr\ddot{o}\ss e hat jedoch i.a. **nichts** mit der realen geometrischen Ausdehnung des die Absorption bewirkenden Teilchens zu tun!

Gl. 11.67 gilt i.a. auch noch, wenn der absorbierende Stoff sich nicht alleine im Strahlengang befindet. In diesem Fall \dd{u}berlagern sich die Absorptionseffekte der im Probenraum anwesenden Stoffe additiv,

$$\kappa^{(ges)}(\lambda) = \sum_i c_n^{(i)} \cdot \sigma_n^{(i)}(\lambda) \quad (11.68)$$

Auch ist h\dd{a}ufig (aber keinesfalls immer !) die materialspezifische Gr\ddot{o}\ss e  $\sigma_n(\lambda)$  unabh\dd{a}ngig vom Aggregatzustand dieses Materials, so dass es erlaubt ist, das Material in einem nur wenig absorbierenden L\dd{o}sungsmittel in f\dd{u}r die Messung optimaler Verd\dd{u}nnung zu l\dd{o}sen. Diese die Linearit\dd{a}t zwischen optischer Dichte und Schichtdicke der Probe einerseits und der Materialkonzentration andererseits beschreibende Gl. wird nach dem els\dd{a}ssischen Universalgelehrten und Autodidakten Johann Heinrich Lambert (\* 1728 in M\dd{u}lhausen; † 1777 in Berlin) und dem Physiker August Beer (\* 1825 in Trier; † 1863 in Bonn) als *Lambert-Beersches Gesetz* bezeichnet. Wie wir bereits gelernt haben, gilt dieses Gesetz nur f\dd{u}r die Messung mit monochromatischem Licht.

Es bleibt noch anzumerken, dass alle diese Beziehungen nur für die sog. *innere Transmission* oder *Reintransmission* einer Probenplatte gelten, weil sie ja die Lichtschwächung durch Reflexion an Probengrenzflächen nicht einschließen. Bei einer realen Messung der Transmission (oder der optischen Dichte) wird aber i.a. die gesamte Lichtschwächung gemessen. Die Reflexionseffekte sind also der Fragestellung entsprechend zu berücksichtigen. Hat die Reintransmission der Probe ausreichend kleine Werte (ist also die innere Absorption ausreichend hoch), so dürfen die aus Mehrfachreflexionen herrührenden Effekte vernachlässigen. Es müssen also lediglich die durch Reflexion an der vorderen und an der rückseitigen Grenzfläche der Probe herrührende Strahlungsverluste berücksichtigt werden. Diese betragen bei senkrechtem Einfall (s. Gl. 11.47)

$$\frac{\Phi_1 - \Phi_d}{\Phi_1} \approx 2 \cdot \left( \frac{n-1}{n+1} \right)^2 \quad \text{für } \alpha_1 \ll 1 \quad (11.69)$$

Im Fall von Glas ( $n \sim 1,5$ ) entspricht dieser Verlust etwa 8%.

Wir wenden uns nun einem nur vordergründig verwandten Effekt der Schwächung von elektromagnetischer Strahlung zu, nämlich der *Streuung*. Hierunter verstehen wir den Vorgang, dass eine auf die Probe auftreffende ebene Welle nach dem Durchgang durch diese Probe nicht mehr ausschließlich eine ebene Welle darstellt, sondern auch noch Strahlungsanteile enthält, die sich in andere Richtungen hin ausbreiten, also aus der Hauptausbreitungsrichtung *herausgestreut* worden sind. Wenn dieser Vorgang abläuft, ohne dass sich dabei die Frequenz der Strahlung ändert, bezeichnet man ihn als *elastische Streuung*. Er kann aber auch mit einer Frequenzabnahme verknüpft sein. Dann bezeichnet man ihn als *inelastische Streuung*. Eine wichtige Ursache für die elastische Streuung von Licht sind mikroskopische Inhomogenitäten des Materials, z.B. innere Grenzflächen zwischen einem Matrixmaterial und kleinen Einschlüssen und Verunreinigungen. An jeder dieser kleinen Grenzflächen wird das Licht reflektiert und gebrochen (vgl. Absatz S. 1448). Die Gesamtheit dieser Prozesse führt dann makroskopisch betrachtet zu einer Streuung. Eine weitere Ursache für Streuung ist die bereits im Abschnitt 4.4.6 behandelte *Rayleigh-Streuung*.

Die wichtigsten mikroskopischen Effekte, die eine inelastische Streuung bewirken, sind die *Fluoreszenz* (Abschnitt 7.13.3) und die *Raman-Streuung* (Abschnitt 7.13.4). Im Falle der Fluoreszenz-Streuung ist die Frequenz des gestreuten Lichtes immer niedriger, im Mittel sogar deutlich niedriger als die des eintreffenden Lichtes. Im Falle der Raman-Streuung ist neben der (im Vergleich zur Fluoreszenz nur sehr geringen) Erniedrigung der Frequenz auch eine Erhöhung der Frequenz möglich, wenn auch i.a. nur mit deutlich geringerer Wahrscheinlichkeit. Die Raman-Streuung ist ein spontaner Effekt, d.h. zwischen Anregung und Streuung besteht nahezu keine Zeitverzögerung (bzw. keine Phasendifferenz bei Anregung mit kohärentem Licht). Die Fluoreszenzstreuung dagegen ist gegenüber der Anregung zeitlich verzögert. Die mittlere Verzögerungszeit unterscheidet sich von Material zu Material und überstreicht hierbei viele Größenordnungen. Es hat sich eingebürgert, nur die Streuung mit einer

Verzögerung unter  $1 \cdot \mu s$  als *Fluoreszenz* zu bezeichnen; am häufigsten sind in diesem Fall Verzögerungszeiten zwischen  $10^{-8} \cdot s$  und  $10^{-10} \cdot s$ . Streuungseffekte mit einer Verzögerung über  $1 \cdot \mu s$  werden dagegen als *Phosphoreszenz* bezeichnet. In besonderen Fällen kann diese Verzögerung im Bereich von  $s$  bis zu Tagen liegen. Die bei der Fluoreszenz bzw. der Phosphoreszenz zu Grunde liegenden physikalischen Effekte sind i.a. auch qualitativ verschieden. Dies äußert sich auch darin, dass die Fluoreszenz in ihren Kenndaten i.a. temperaturunabhängig ist, während die Phosphoreszenz sich immer stark mit der Temperatur ändert. Der Oberbegriff für die Fluoreszenz und die Phosphoreszenz ist die *Lumineszenz*. Hierunter versteht man generell die Erzeugung von Licht mit Hilfe einer nicht thermischen Energiequelle. An dieser Stelle haben wir daher in dieser Terminologie von *Photo-Lumineszenz* gesprochen, der Erzeugung von Licht durch Licht. Es gibt aber auch die Prozesse der *Elektro-Lumineszenz*, also der Erzeugung von Licht durch Zufuhr von elektrischer Energie, und auch z.B. die *Sono-Lumineszenz*, also die Emission von Licht, nachdem der Probe Schallenergie zugeführt worden ist.

Auch im Falle der Streuung ist die relative Änderung der Lichtintensität  $I$  der ungestreuten ebenen Welle der Dicke des infinitesimal durchdrungenen Materials proportional. Allerdings gilt eine der Gl. 11.58 analoge Beziehung nur, solange die Rückstreuung von Lichtanteilen, die sich bereits in andere Richtungen ausbreiteten, in die Hauptausbreitungsrichtung vernachlässigt werden darf. Dieser Prozess tritt aber - bis auf gewisse trigonometrische Korrekturfaktoren - mit der gleichen relativen Wahrscheinlichkeit auf wie der primäre Streuprozess. Nur ist er eben dem bereits gestreuten Lichtanteil proportional und nicht dem noch ungestreuten Anteil. Nur in dem Fall der sog. *Einfachstreuung* lassen sich daher für die Streuung von Licht die zur Gl. 11.58 und den daraus folgenden Gl.-en analogen Beziehungen aufstellen, und nur dann lässt sich z.B. ein *Streukoeffizient* definieren. Diese Größe darf also grundsätzlich nur an schwach streuenden Proben gemessen werden. Messtechnisch gestaltet sich die verlässliche Charakterisierung streuender Proben in jedem Falle deutlich schwieriger als die von ausschließlich absorbierenden. Denn man ist immer gezwungen, von der idealisierten Konzeption der Bestrahlung mit einer ebenen Welle (dies entspricht einer Beleuchtungsoptik mit dem Öffnungswinkel  $0^\circ$ ) und der Erfassung ausschließlich des ungestreuten Anteils (dies entspricht einer Detektionsoptik mit dem Öffnungswinkel  $0^\circ$ ) mehr oder weniger stark abzuweichen. Dann aber bestimmen die geometrischen Einzelheiten der Messanordnung (insbesondere eben die Öffnungswinkel der Beleuchtungs- und der Detektionsoptik) in starkem Maße das Messergebnis. Ich werde im Abschnitt 11.11.3 näher auf diese Problematik eingehen. Eine einfache und elegante Methode zur quantitativen Charakterisierung absorbierender, aber auch stark streuender Proben werden wir im Abschnitt 11.14.9 kennen lernen.

Zum Abschluss dieses Abschnitts weise ich darauf hin, dass sowohl in der Umgangssprache wie auch in manchen technischen Texten auch der Begriff der *Transparenz* verwendet wird. Umgangssprachlich bezeichnet man als transparent meist

Materialien, die weder absorbieren noch streuen. In der wissenschaftlichen Optik benutzt man dieses Wort gelegentlich zur Kennzeichnung von Materialien, die Licht wohl absorbieren, aber nicht streuen. Zur Unterscheidung davon nennt man dann die stark streuenden, aber kaum absorbierenden Materialien *transluzent*. Ich werde das Wort *transparent* nur in der Bedeutung weitgehend frei von Absorption **und** Streuung verwenden. Und unter der Transmission einer Probe werde ich immer die nach der Gl. 11.63 und unter Berücksichtigung sowohl der Absorption wie der Streuung berechnete Größe verstehen.

### 11.2.3 Reflexion und Brechung in absorbierenden Medien (-/-)

(XXX: Der Text des Abschnitts *Reflexion und Brechung in absorbierenden Medien* ist noch nicht verfügbar.)

## 11.3 Polarisations-spezifisches Materialverhalten (-)

In diesem Abschnitt werden wir eine Reihe von optischen Phänomenen behandeln, bei denen die Polarisation des benutzten Lichtes eine wichtige Rolle spielt. Zum einen werden wir Materialien kennen lernen, bei denen gewisse optische Effekte, z.B. die Absorption oder die Brechung, in ihrem Zahlenwert vom Polarisationszustand des Messlichtes abhängig sind. Im Ergebnis wird sich dabei i.a. außer z.B. der Intensität und/oder der Ausbreitungsrichtung des Messlichtes auch dessen Polarisationszustand verändern. Zum anderen werden wir auch Materialien behandeln, die primär und unmittelbar den Polarisationszustand des Messlichtes verändern. Bei der Diskussion dieser Effekte werden wir insbesondere auch die materialwissenschaftlichen Voraussetzungen besprechen, die nötig sind, damit diese Effekte in messbarem Umfang auftreten.

Die mit Hilfe dieser Materialien jeweils möglichen technischen Anwendungen werden wir dann im Abschnitt 11.6.11 diskutieren.

### 11.3.1 Die Response-Funktion polarisationsverändernder Materialien (-)

Wir wenden uns also nun der Klasse von Materialien zu, deren primäre Wirkung auf optische Strahlung darin besteht, dass sie deren Polarisationszustand verändern. Wenn wir den Polarisationszustand des auf die Materialprobe auftreffenden Lichtes durch den Stokes-Vektor  $\vec{S}_1$  und den Polarisationszustand des die Materialprobe verlassenden Lichtes durch den Stokes-Vektor  $\vec{S}_2$  kennzeichnen, so können wir die Wirkung des Materials durch eine Response-Funktion  $R$  beschreiben,

$$\vec{S}_2 = R(\vec{S}_1) \quad (11.70)$$

Kann dieses Materialverhalten in ausreichender Näherung durch ein lineares Verhalten angenähert werden, so gilt einfach

$$\vec{S}_2 = \mathbf{M} \bullet \vec{S}_1 \quad (11.71)$$

wobei  $\mathbf{M}$  eine  $(4 \times 4)$ -Matrix ist. Dieser Matrizen-Kalkül zur Berechnung von Polarisationsabläufen wurde 1943 von dem schweizer Physiker *Hans Mueller* (eigtl. Müller) (\* 1900 in Amriswil/Thurgau (Schweiz); † 1965 als em. Prof. des MIT in Belmont/Mass. (USA)) entwickelt und später auch nach ihm benannt.

Ich werde diese *Mueller-Matrizen* insbesondere im Abschnitt 11.6.11 verwenden, um das Verhalten der dort behandelten polarisations-spezifischen optischen Elemente zu quantifizieren.

(XXX: Der weitere, eigentliche Text des Abschnitts *Polarisationverändernde Materialien* ist noch nicht verfügbar. Er wird auch die Herleitung und Diskussion der nachfolgend aufgeführten Beziehungen enthalten:)

linear horizontal polarisierend:

$$\mathbf{M} = \frac{1}{2} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (11.72)$$

linear vertikal polarisierend:

$$\mathbf{M} = \frac{1}{2} \cdot \begin{pmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (11.73)$$

in der Ebene  $+45^\circ$  linear polarisierend:

$$\mathbf{M} = \frac{1}{2} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (11.74)$$

in der Ebene  $-45^\circ$  linear polarisierend:

$$\mathbf{M} = \frac{1}{2} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (11.75)$$

$\lambda/4$ -Platte, schnelle Achse vertikal:

$$\mathbf{M} = \frac{1}{2} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (11.76)$$

$\lambda/4$ -Platte, schnelle Achse horizontal:

$$\mathbf{M} = \frac{1}{2} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} \quad (11.77)$$

Zirkular-Polarisator, rechtshändig:

$$\mathbf{M} = \frac{1}{2} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (11.78)$$

Zirkular-Polarisator, linkshändig:

$$\mathbf{M} = \frac{1}{2} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (11.79)$$

### 11.3.2 Dichroismus (-)

Am einfachsten in der begrifflichen Behandlung polarisationsabhängiger Effekte ist der Fall eines Materials, dessen für linear polarisiertes Licht geltende Absorption abhängig ist von dem Winkel  $\alpha$  zwischen der Polarisationsrichtung und einer ausgezeichneten Richtung der Probe. Dieser Effekt wird allgemein als *Dichroismus* (von  $\delta\iota\chi\rho\omega\mu\alpha\tau\iota\kappa\omicron\sigma$  (griech.) zweifarbig) bezeichnet. Unglücklicherweise wird dieses Wort - vielleicht wegen seiner relativ unspezifischen sprachlichen Bedeutung - auch noch zur Kennzeichnung verschiedener anderer physikalischer Effekte benutzt, s. z.B. Abschnitt 11.6.8.

Wir legen nun die  $z$ -Achse unseres rechtwinklig karthesischen Koordinatensystems in die Ausbreitungsrichtung der betrachteten ebenen Welle und die  $x$ -Achse in die Richtung minimaler Absorption der Probe. Dann können wir dieser Probe eine Jones-Matrix der Struktur

$$\mathbf{M}^{(J)} = \begin{pmatrix} M_{xx} & 0 \\ 0 & M_{yy} \end{pmatrix} \quad ; \quad M_{xx}, M_{yy} \in \mathbb{R}^1 \quad ; \quad M_{xx} \gg M_{yy} \quad (11.80)$$

zuordnen. Die Koeffizienten dieser Matrix sind reell, es treten also keine Phasendrehungen auf. Die Quadrate dieser Matrixkoeffizienten  $M_{xx}$  und  $M_{yy}$  sind die (auf die **Intensitäten** der Strahlung bezogenen) Transmissionswerte der Probe in den beiden ausgezeichneten Richtungen  $x$  und  $y$ . Schickt man daher unpolarisiertes Licht durch eine ausreichend dicke Schicht aus diesem Material, so ist das austretende Licht nahezu vollständig linear polarisiert. Derartige Materialien sind also insbesondere zur

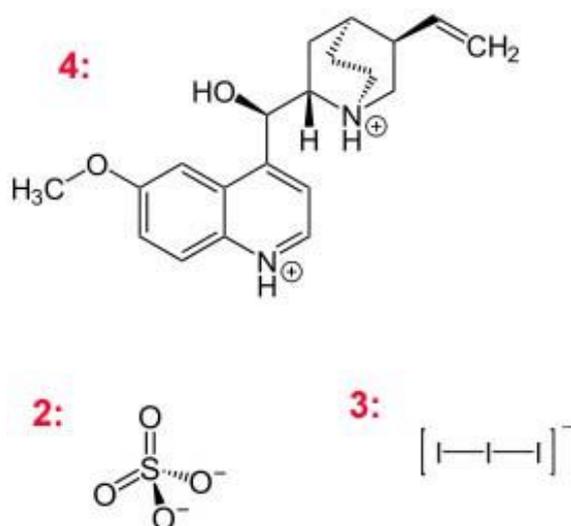


Abb. 6 Chemische Funktionsgruppen des Farbstoffs Herapathit

Herstellung von Filtern zur Erzeugung von polarisiertem Licht geeignet. Diese Filter bezeichnet i.a. als *Polarisationsfilter*, s. Absatz S. 1493.

Solange die für die Lichtabsorption relevanten Primäreffekte molekülspezifisch sind und nicht bereits eine kollektive Eigenschaft z.B. des betrachteten Festkörpers, ist ein gewisser Anteil an Dichroismus immer dann zu erwarten, wenn das Material makroskopisch nicht völlig isotrop ist, die Moleküle also eine gewisse Vorzugsorientierung zeigen. Denn die Wahrscheinlichkeit für den strahlungsinduzierten Übergang zwischen 2 elektronischen Zuständen eines (nicht rotationssymmetrischen) Moleküls ist immer von der Orientierung des Moleküls relativ zur Polarisation des Lichtes abhängig. Besonders ausgeprägt ist dieser Effekt bei Ausgangszuständen mit annähernd planar konzentrierten Elektronenzuständen, also z.B. bei den  $\pi$ -Bindungszuständen (s. Abschnitt 7.13.2) eines aromatischen  $C_6$ -Ringes. Farbstoffe, die derartige Gruppen enthalten, sind also bevorzugte Kandidaten für den Aufbau eines dichroitischen Materials. Eine makroskopische Vorzugsorientierung kann man dem Farbstoffkollektiv z.B. dadurch aufprägen, dass man den Farbstoff in der Schmelze eines transparenten Polymers löst, hieraus eine Folie gießt und diese nach dem Erstarren (oder sogar bereits während des Erstarrungs-Prozesses) linear verstreckt. Dann orientieren sich die Polymerketten bevorzugt in Richtung der Verstreckung und - bei Auswahl der *richtigen* Rezeptur und bei Einsatz eines bzgl. dieses Effektes optimierten Verarbeitungsverfahrens - mit ihnen auch die Farbstoffmoleküle.

Ein typisches, kommerziell intensiv genutztes Beispiel aus der Klasse der dichroitischen Farbstoffe ist Chinin-Iodsulfat-Hexahydrat, das auch nach seinem Entdecker, dem englischen Arzt und Toxikologen *William Bird Herapath* (\* 1796 in Bristol/England; † 1868 ebenda) als *Herapathit* bezeichnet wird. Diese Substanz

mit der Bruttoformel



ist in verschiedenen Alkoholen löslich und zerfällt in diesem Zustand in die in der Abb. 6 wiedergegebenen ionischen Gruppen und zwar in dem in dieser Abb. ebenfalls angegebenen Teilchenverhältnissen 4 : 2 : 3. Fällt man den Stoff aus, so bildet er nadelförmige, im Durchlicht farblose und im Auflicht stark grün gefärbte Kristalle. Die genaue Struktur dieser Kristalle konnte erst 2009 aufgeklärt werden ([3]). Die Chinin-haltigen Gruppen sind demnach alle planar angeordnet in linearen Ketten, die unter einander über die Sulfatgruppen verbunden sind. Die elektrische Neutralität wird durch lineare Iodid-Ketten hergestellt, die sich jeweils an die Kanten eines derartigen Chinin-Sulfat-Bandes anhängen. Insgesamt befinden sich alle diese Bänder in einer Schar von zu einander parallelen Netzebenen. Diese Struktur führt zwangsläufig zu dem beobachteten stark polarisationsabhängigen Absorptionsverhalten. Die maximale Absorption gilt für linear polarisiertes Licht, dessen elektrischer Vektor senkrecht zu den von den Chinin-Gruppen gebildeten Netzebene orientiert ist. Der US-amerikanische Physiker und Industrielle *Edwin Herbert Land* (\* 1909 in Bridgeport/Conn.(USA); † 1991 in Cambridge/Mass. entwickelte 1932 als Student ein Verfahren, diesen Farbstoff in einer Polymerfolie zu lösen und danach durch mechanisches Verstrecken der Folie in eine Vorzugsrichtung zu orientieren.

Ein weiteres Beispiel eines dichroitischen Farbstoffs ist *Turmalin*. Dieses nicht nur dichroitische, sondern auch doppelbrechende Material werde ich im Abschnitt 11.3.3 näher beschreiben.

### 11.3.3 Doppelbrechung (-)

Als nächstes behandeln wir Materialien, deren für linear polarisiertes Licht geltender Brechungsindex von der Orientierung der Probe relativ zur Polarisationsrichtung des Lichtes abhängig ist. Jede Probe aus einem derartigen Material erzeugt eine Phasenverschiebung zwischen 2 linear polarisierten Strahlungsanteilen, deren Polarisationssebenen unterschiedlich orientiert sind. Wir beschränken uns der Einfachheit halber auf den Fall, dass die beiden ausgezeichneten Orientierungsrichtungen des Materials, für die der Brechungsindex maximal bzw. minimal wird, auf einander senkrecht stehen. Dann legen wir die  $z$ -Achse unseres rechtwinklig kartesischen Koordinatensystems in die Ausbreitungsrichtung der betrachteten Strahlung und die  $x$ -Achse in die Richtung mit maximalem Brechungsindex der Probe. Die Probendicke sei  $d$ . Für senkrecht einfallendes Licht wird dann das Verhalten der Probe durch eine Jones-Matrix der Struktur

$$\mathbf{M}^{(J)} = \begin{pmatrix} e^{i \cdot n_x \cdot d \cdot \frac{2 \cdot \pi}{\lambda}} & 0 \\ 0 & e^{i \cdot n_y \cdot d \cdot \frac{2 \cdot \pi}{\lambda}} \end{pmatrix} \quad (11.82)$$

beschrieben. Die in dieser Gl. 11.82 auftretende Wellenlänge  $\lambda$  ist die Wellenlänge der betrachteten monochromatischen Strahlung **im Vakuum** (!) (s. Abschnitt 11.2.1). Die evtl. zusätzlich auftretende Absorption in der Probe haben wir an dieser Stelle

vernachlässigt. Vereinbarungsgemäß gilt

$$n_x > n_y \quad (11.83)$$

Für die Diskussion vieler Anwendungen ist es hilfreich, die Gl. 11.82 in der Form

$$\mathbf{M}^{(J)} = e^{i \cdot n_x \cdot d \cdot \frac{2 \cdot \pi}{\lambda}} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{-i \cdot \Delta n \cdot d \cdot \frac{2 \cdot \pi}{\lambda}} \end{pmatrix} \quad ; \quad \Delta n = n_x - n_y \quad (11.84)$$

zu schreiben. Der gemeinsame Phasenfaktor  $e^{i \cdot n_x \cdot d \cdot \frac{2 \cdot \pi}{\lambda}}$  ist für viele Anwendungen irrelevant, so dass wir uns meist auf die Diskussion der Rumpfmatrix beschränken können. Ein für die experimentelle Anwendung wichtiger Sonderfall tritt nun auf, wenn die Bedingung

$$\Delta n \cdot d = \frac{\lambda}{4} \quad (11.85)$$

erfüllt ist. Eine derartige Probe bezeichnet man als ein  $\lambda/4$ -Plättchen. Lenken wir linear polarisiertes Licht, dessen Polarisations Ebene (z.B.) um  $\frac{\pm \pi}{4}$  gegen die  $x$ -Achse des Koordinatensystems verdreht ist, also Licht mit dem Jones-Vektor

$$J_e = A \cdot \begin{pmatrix} \cos \frac{\pi}{4} \\ \sin \frac{\pi}{4} \end{pmatrix} = A \cdot \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (11.86)$$

auf ein parallel zur  $x$ -Achse des Koordinatensystems orientiertes  $\lambda/4$ -Plättchen, so ergibt sich hinter der Probe Licht mit dem Jones-Vektor

$$J_a = e^{i \cdot n_x \cdot d \cdot \frac{2 \cdot \pi}{\lambda}} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{-i \cdot \frac{\pi}{2}} \end{pmatrix} \cdot \frac{A}{\sqrt{2}} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} = e^{i \cdot n_x \cdot d \cdot \frac{2 \cdot \pi}{\lambda}} \cdot \frac{A}{\sqrt{2}} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ e^{-i \cdot \frac{\pi}{2}} \end{pmatrix} \quad (11.87)$$

Das  $\lambda/4$ -Plättchen hat also das linear polarisierte Licht in zirkular polarisiertes Licht (s. Abschnitt 11.1.3) umgewandelt! Da sich der Wert von  $\Delta n$  bei typischen doppelbrechenden Materialien in der Größenordnung von 0,1 bewegt, liegt die Schichtdicke einer  $\lambda/4$ -Schicht in der Größenordnung von  $10 \cdot \mu m$ .

Wir diskutieren nun das Verhalten einer doppelbrechenden Probe in einer Situation, durch die diese Materialklasse ihren Namen erhalten hat, nämlich bei einem schrägen Auftreffen des Lichtes auf die Frontfläche der Probe. Die Probe nehmen wir der Einfachheit halber als planparallele Platte an. Dann wird das Licht sowohl an der Frontebene als auch an der rückseitigen Ebene gebrochen. Für einen Lichtstrahl, d.h. eine auf eine endliche Querschnittsfläche begrenzte ebene Welle, ergibt sich insgesamt ein Parallelversatz des Strahls bei unveränderter Ausbreitungsrichtung des Strahls. Die Größe dieses Parallelversatzes haben wir in der Aufgabe 2 berechnet. Er beträgt

$$\Delta = d \cdot \sin \alpha \cdot \left( 1 - \frac{\cos \alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} \right) \quad (11.88)$$

Enthält also das Eingangslicht sowohl Anteile, die parallel zur Richtung maximalen Brechungsindex der Probe polarisiert sind, als auch Anteile mit zu dieser Richtung senkrecht orientierter Polarisierung, so erleiden diese beiden Strahlungsanteile einen unterschiedlichen parallelen Strahlenversatz. Dieser beträgt

$$\begin{aligned}\delta\Delta &\approx \frac{\partial\Delta(n, \alpha)}{\partial n} \cdot \delta n = \frac{d \cdot \sin \alpha \cdot \cos \alpha \cdot 2 \cdot n}{(n^2 - \sin^2 \alpha)^{\frac{3}{2}}} \cdot \delta n \\ &= \left( \Delta - \frac{1}{d \cdot \sin \alpha} \right) \cdot \frac{\delta n}{(n^2 - \sin^2 \alpha)}\end{aligned}\quad (11.89)$$

Dieser Effekt hat zu der Bezeichnung *Doppelbrechung* geführt.

Die Doppelbrechung wurde bereits 1669 durch den dänischen Mathematiker und Universalgelehrten *Erasmus Bartholin* (\* 1625 in Roskilde (Dänemark); † 1698 in Kopenhagen) an *Calcit* ( $Ca(CO_3)$ ; umgangssprachlich *Kalkspat*) entdeckt. Dieses Material bildet Kristalle mit trigonaler Kristallordnung (s. Abschnitt 9.1.2) und einem besonders hohen maximalen Brechungsindex-Unterschied von

$$\Delta n_{\max}(Ca(CO_3)) = 0,172 \quad (11.90)$$

Dieser Wert gilt für das **reine** Material ohne jegliche Verunreinigungen.

Ein weiteres typisches Beispiel für doppelbrechende Kristalle sind die *Turmaline*, eine Familie von Silikat-Mineralien mit den unterschiedlichsten Anteilen an einer Vielzahl von unterschiedlichen Metallen und Halogenen. Gemeinsam ist all diesen Mineralien primär die aus dieser komplexen chemischen Zusammensetzung resultierende trigonale Kristallstruktur.

(XXX: Der weitere Text zur historischen Entwicklung der Forschung an doppelbrechenden Materialien ist noch nicht verfügbar.)

#### 11.3.4 Zirkular-Dichroismus / Optische Drehung (-)

Wir kommen nun zu einer Klasse von Materialien, die ein völlig andersartiges polarisationsveränderndes Verhalten zeigt. Um ihr Verhalten zu verstehen, ist es günstig, als Grundelemente der Eingangsstrahlung, als Basisvektoren zu ihrer Darstellung, nicht linear polarisiertes Licht zu nehmen, sondern zirkular polarisiertes Licht. Diese beiden Darstellungsarten sind im logischen Sinne gleich berechtigt. Man kann jederzeit von der einen Darstellung zu der anderen übergehen, wenn man es denn für die aktuelle Fragestellung für vorteilhaft absieht. Unter *optischer Drehung* oder *optischer Aktivität* versteht man nun die Eigenschaft gewisser Materialien, an linear polarisiertem Messlicht unter Erhaltung der linearen Polarisierung die Polarisationssebene um einen bestimmten Winkel  $\alpha$  zu **drehen**. Die Mueller-Matrix dieses Prozesses hat also die Form (XXX: Diese Angabe ist noch nicht verfügbar.)

$$\mathbf{M} = \frac{1}{2} \cdot (XXX) \quad (11.91)$$

Der Winkel der optischen Drehung ist proportional zur Weglänge des Messlichtes in der Probe,

$$\delta = \zeta \cdot x \quad (11.92)$$

$\zeta$  ist eine Materialkonstante. Die optische Drehung ist eine molekül-spezifische Eigenschaft (s.u.) und daher i.a. sogar unabhängig von dem Aggregatzustand des Materials. Insbesondere bleibt diese Eigenschaft erhalten, wenn das Material in einem (optisch transparenten) nicht-drehenden Lösungsmittel gelöst wird. Dann aber ist die optische Drehung der Lösung proportional zur Konzentration des optisch drehenden Materials in der Lösung,

$$\delta = a \cdot n \cdot x \quad (11.93)$$

$a$  bezeichnet man als die *spezifische Drehung* des Materials. Sie ist außer von der Temperatur insbesondere von der Wellenlänge des Messlichtes abhängig,

$$a = a(T, \lambda) \quad (11.94)$$

Ist der Wert  $a$  für eine bestimmte ausreichend stark optisch drehende Substanz bekannt, kann die Messung der optischen Drehung zur Konzentrationsmessung der betrachteten Substanz genutzt werden. Voraussetzung hierfür ist, dass sich in der Messlösung keine weiteren optisch drehenden Substanzen befinden. Dieses Verfahren wird z.B. in der Zuckerindustrie und im Weinanbau zur Messung des Zuckergehalts einer Lösung genutzt.

Eine anschauliche physikalische Deutung dieses Effektes gelingt, wenn man das linear polarisierte Messlicht in 2 zirkular polarisierte Teilstrahlen der Phasendifferenz 0 aufteilt, also z.B. (XXX: Diese Darstellung ist noch nicht verfügbar.)

$$\mathcal{E}(t) = XXX \quad (11.95)$$

Wenn wir nun annehmen, dass die (Phasen-)Geschwindigkeit des Lichtes, ausgedrückt durch den Brechungsindex  $n$  des optisch aktiven Materials, für diese beiden Teilstrahlen verschieden ist,

$$n_l = n_r + \delta n \quad (11.96)$$

dann wird diesen beiden Teilstrahlen beim Durchgang durch eine Materialprobe der Dicke  $x$  eine Phasendifferenz aufgeprägt von

$$\delta\varphi = 2 \cdot \pi \cdot \delta n \cdot \frac{x}{\lambda} \quad (11.97)$$

Diese beiden um den Winkel  $\delta\varphi$  gegen einander phasenverschobenen zirkular polarisierten Teilstrahlen können wir nun wieder zu einem linear polarisierten Strahl vereinigen. Allerdings ist dessen Schwingungsebene nun um den Winkel  $\delta\varphi$  verdreht und zwar im mathematisch negativen Sinn, sofern die Größe  $\delta n$  in der Gl. 11.96 negativ ist. Materialien mit diesem Materialverhalten bezeichnen wir als *rechtsdrehend*. Entsprechend heißen Materialien mit  $(n_l - n_r) < 0$  *links-drehend*.

Wir erwarten also, dass ein Material immer dann optisch aktiv ist, wenn es einerseits ausreichend stark polarisierbar ist ( $\epsilon_r > 1$ ) und andererseits eine von der Rotationssymmetrie abweichende Struktur aufweist, die so gestaltet ist, dass sie eine Drehrichtung auszeichnet. Dieses ist genau dann der Fall, wenn das Material (auf molekularer oder auf Kristall-Abmessung) die Spiegelungssymmetrie verletzt. Dann reproduziert man das Molekül erst durch eine Spiegelung **und** eine anschließende Drehung senkrecht zur Blickrichtung um  $180^\circ$ . Moleküle mit dieser Symmetrie-Eigenschaft bezeichnet man als *chiral* (von  $\chi\epsilon\rho\iota$ , (griech.) die Hand). Meist ist das zu einem chiralen Molekül spiegelbildliche Molekül (derselben Summenformel und identischen Bindungskonformation) chemisch ebenfalls möglich und im chemischen und physikalischen Verhalten überdies mit dem ersteren nahezu identisch. Es entsteht daher bei einer konventionellen chemischen Synthese i.a. zusammen mit dem ersteren und zu annähernd gleichen Teilen. Das Herstellungsprodukt ist dann als ganzes **nicht** optisch aktiv! Man bezeichnet es als das *Racemat* der beiden als *Enantiomere* bezeichneten Substanz-Anteile. Bei bestimmten biologischen Syntheseprozessen dagegen, z.B. bei der Bildung von Glucose (umgangssprachlich *Traubenzucker*) in Pflanzen, wird ausschließlich **eine** dieser beiden Varianten gebildet, nämlich die rechtsdrehende d-Glucose. Diese ist allerdings nicht besonders stabil. Es genügt bereits, die Glucose bei Raumtemperatur in Wasser zu lösen. Dann bildet sich aus der ursprünglich ausschließlich rechtsdrehenden Glucose eine Mischung unterschiedlicher Isomere mit jeweils unterschiedlicher spezifischer Drehung.

Nun ist aber die biologische Wirkung chiraler Moleküle, z.B. von Proteinen, Hormonen, Duftstoffen, Pharmazeutika etc., für die beiden Varianten *rechts-* bzw. *links-drehend* häufig stark unterschiedlich. Dann aber ist z.B. bei einem pharmazeutischen Produkt dessen enantiomeren-reine Herstellung unumgänglich! In vielen Fällen ist dies bis heute nur in der Weise möglich, dass man zunächst in einem konventionellen Herstellungsprozess das Enantiomeren-Gemisch herstellt und daraus in einem nachfolgenden i.a. sehr aufwändigen Trennprozess (s. Absatz S. 1804) die gewünschte enantiomeren-reine Fraktion gewinnt.

#### 11.4 Feld-induziertes polarisationsabhängiges Verhalten (-/-)

Voraussetzung für das Auftreten der bereits im Kapitel 11.3 diskutierten optischen Phänomene ist eine optische Anisotropie des Materials mit einem für den jeweiligen Effekt spezifischen Symmetrieverhalten. Eine bisher noch nicht in Betracht gezogene Möglichkeit für das Auftreten dieser optischen Anisotropie ist eine durch (zusätzliche) elektrische und/oder magnetische Felder **induzierte** strukturelle Anisotropie des (im feldfreien Zustand isotropen) Materials. Die auf diese Weise erzielbaren feld-induzierten optischen Phänomene werden wir nun behandeln. Dabei werde ich mich an die im Kapitel 11.3 gewählte Reihenfolge in der Darstellung anlehnen und außerdem jeweils mit den bzgl. des äußeren Feldes linearen Effekten beginnen.

(XXX: Der weitere Kopftext des Kapitels *Feld-induziertes polarisationsab-*

hängiges Verhalten ist noch nicht verfügbar.)

#### 11.4.1 Elektrisch induzierte Doppelbrechung (-/-)

Viele Materialien werden durch Anlegen eines elektrischen Feldes doppelbrechend.

#### Der Pockels-Effekt (-/-)

Eine bestimmte Klasse von Materialien wird durch Anlegen eines äußeren elektrischen Feldes doppelbrechend in der Weise, dass der Zusammenhang zwischen der Stärke des äußeren Feldes und der induzierten, anisotropen Doppelbrechung  $\Delta n$  als linear angenommen werden kann. Typische und häufig in technischen Anwendungen eingesetzte Vertreter dieser Materialklasse sind Lithiumniobat ( $LiNbO_3$ ) und Galliumarsenid ( $GaAs$ ). Alle diese Materialien bilden Kristalle, deren Struktur die Punktsymmetrie verletzt, s. Abschnitt XXX. Diesen Mechanismus der elektro-optischen Doppelbrechung bezeichnet man oft auch als *Pockels-Effekt*. Der deutsche Physiker *Friedrich Carl Alwin Pockels* (\* 1865 in Venedig; † 1913 in Heidelberg) untersuchte diesen Effekt, der heute seinen Namen trägt, 1889 im Rahmen seiner Dissertation ([5]).

Den Zusammenhang zwischen der Doppelbrechung  $\Delta n$  und dem äußeren Feld  $\vec{\mathcal{E}}$  schreibt man als

$$\Delta n = -\frac{1}{2} \cdot n_0^3 \cdot \varrho_{eff} \cdot \vec{\mathcal{E}}$$

$\varrho_{eff}$  ist der effektive Polarisationsensor.

(XXX: Der weitere, eigentliche Text des Abschnitts *Der Pockels-Effekt* ist noch nicht verfügbar.)

#### Der Kerr-Effekt (-/-)

Als nächstes diskutieren wir Materialien, die ebenfalls unter Einwirkung eines elektrischen Feldes  $\mathcal{E}$  doppelbrechend werden, wobei jedoch nun der Zusammenhang zwischen der Feldstärke des äußeren elektrischen Feldes und der induzierten Doppelbrechung quadratisch ist,

$$\frac{\Delta n}{\lambda} = K \cdot l \cdot \mathcal{E}^2$$

Damit dieser Effekt messbar ist, muss der Pockels-Effekt dieses Materials gleich 0 sein. Einen derartigen Effekt entdeckte und beschrieb als erster der schottische Theologe und Physiker *John Kerr* (\* 1824 in Ardrossan(Schottland); † 1907 in Glasgow) 1875. Man bezeichnet ihn heute allgemein als den (elektro-optischen) *Kerr-Effekt*.

Der Einfachheit halber setzen wir zunächst voraus, dass das äußere elektrische Feld zeitlich konstant und im Bereich des von dem Material erfüllten Volumens räumlich konstant ist.

(XXX: Der weitere, eigentliche Text des Abschnitts *Der Kerr-Effekt* ist noch nicht verfügbar.)

### 11.4.2 Magnetisch induzierte Doppelbrechung (-/-)

Wir wenden uns nun den Materialien zu, die durch Anlegen eines äußeren **magnetischen** Feldes doppelbrechend werden.

#### Der Faraday-Effekt (-/-)

(XXX: Der Text des Abschnitts *Der Faraday-Effekt* ist noch nicht verfügbar.)

#### Der Cotton-Mouton-Effekt (-/-)

Wir kommen nun zu einem besonderen Fall von feld-induzierter Doppelbrechung, nämlich zu der Konfiguration, dass das magnetische Feld senkrecht zu der Ausbreitungsrichtung des Lichtes in dem verwendeten Material orientiert ist. Dieser Effekt wird heute nach dem französischen Physiker *Aimé Auguste Cotton* (\* 1869 in Bourg-en-Bresse/Rhône-Alpes (Frankreich); † 1951 in Sèvres) und dem französischen Biologen und Physiko-Chemiker *Henri Mouton* (\* 1869 in Cambrai (Frankreich); † 1935 in Bezons/Val-d'Oise) benannt. Typische Materialien mit einem gut messbaren Cotton-Mouton-Effekt sind aromatische Kohlenwasserstoffe wie Benzol ( $C_6H_6$ ), Nitrobenzol ( $C_6H_5NO_2$ ) oder Methylbenzol (Toluol  $C_6H_5CH_3$ ) (s. Abb. 7). Essentiell

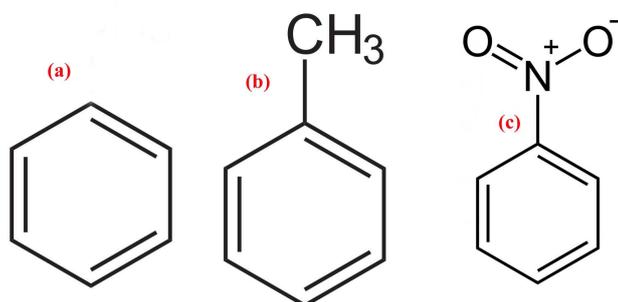


Abb. 7 Flüssigkeiten mit starkem Cotton-Mouton-Effekt:  
(a) Benzol (b) Methylbenzol (Toluol) (c) Nitrobenzol

für das Auftreten dieses Effekts ist offenbar der aromatische  $C_6$ -Ring.

(XXX: Der weitere, eigentliche Text des Abschnitts *Der Cotton-Mouton-Effekt* ist noch nicht verfügbar.)

### 11.5 Nichtlineares optisches Materialverhalten (-/-)

(XXX: Der Kopftext des Kapitels *Nichtlineares optisches Materialverhalten* ist noch nicht verfügbar.)

### 11.5.1 (diverse Abschnitte der nichtlinearen Optik) (-/-)

(XXX: Der weitere, eigentliche Text des Kapitels *Nichtlineares optisches Materialverhalten* ist noch nicht verfügbar.)

## 11.6 Passive optische Elemente (-)

In diesem Kapitel werden wir die wichtigsten passiven Bauelemente zum Aufbau optischer Systeme und Geräte kennen lernen. Als *passiv* verstehe ich an dieser Stelle Elemente, die optische Strahlung weder *erzeugen* noch in eine andere Art von Energie- oder Informationsträger *umwandeln*. Derartige Bauelemente werden wir in nachfolgenden Kapiteln diskutieren. Mit in diesem Sinne passiven Elemente lässt sich optische Strahlung z.B. sammeln, umlenken, aufteilen, abschwächen oder in ihrer Phase oder ihrem Polarisationszustand verändern. Diese Elemente nutzen dabei die Effekte des linearen oder nicht-linearen optischen Materialverhaltens, die wir in den Kapiteln 11.2, 11.3 und 11.4 behandelt haben. Bei der Beschreibung dieser Elemente werde ich mich zumindest grob an die im Heft 1 (Einleitung), Kapitel 1.5) beschriebene Gliederung für die Behandlung von technischen Bauelementen halten.

### 11.6.1 Materialien für optische Elemente (-)

Für die Herstellung passiver optischer Elemente geeignete Materialien müssen in dem durch die Anwendung vorgegebenen Spektralbereich ausreichend absorptions- und streuungsarm sein. Außerdem müssen sie Verfahren der Materialbearbeitung erlauben, mit denen Bauteile von maßgeschneiderter Form und perfekter Oberfläche in großer Stückzahl und zu akzeptablen Kosten hergestellt werden können. Die Anforderung der minimalen Absorption ist insbesondere eine Forderung an die elektronische Struktur des Materials (s. Kap. 9.3). Wegen der starken optischen Absorption eines freien Elektronengases kommen nur Nichtmetalle in Frage. Und da alle *Farbzentren* (s. Kapitel 9.2) ebenfalls stark absorbieren, müssen die Materialien überdies hochrein sein. Die Streuungsarmut ist eine Forderung an die morphologische Struktur des Materials: Das Material muss optisch homogen sein. Dann muss es i.a. auch mechanisch homogen sein und zwar bis hinunter zu einer Längenskala deutlich unterhalb der benutzten Lichtwellenlänge. Das ist nur mit entweder einkristallinem oder amorphem Material möglich. Denn bei polykristallinen Materialien wirken die zwischen den Kristalliten eingelagerten Zwischenschichten als Streuzentren, auch bereits die im Idealfall **ohne** Zwischenschicht gebildeten Grenzflächen zweier unterschiedlich orientierter Kristallite. Einkristalle sind aber i.a. optisch anisotrop, d.h. der Brechungsindex ist für die den unterschiedlichen Kristallachsen entsprechenden Ausbreitungsrichtungen verschieden. Daher kommt diese Materialklasse nur für den Aufbau polarisationsspezifischer Elemente zum Einsatz (Abschnitt 11.6.11). Für die übrigen, also polarisationsunspezifischen Elemente kommen letztendlich nur amorphe Materialien in Frage. Diese sind aber bis auf ganz wenige Ausnahmen (s. Abschnitt 12.7.1) mechanisch spröde. Entsprechend schwierig ist ihre Materialbearbeitung, s. Abschnitt 11.10.5.

Die bis heute für optische Anwendungen wichtigste Materialklasse sind anorganische Gläser. Ihre chemische Zusammensetzung besteht mehrheitlich aus Quarz ( $\text{SiO}_2$ ) und einer Beimengung verschiedener Oxide von Alkali- und Erdalkalimetallen wie  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Na}_2\text{O}$ ,  $\text{MgO}$  etc. in einer Größenordnung von insgesamt maximal 20 · %. Durch die jeweilige Rezeptur werden gezielt der Brechungsindex, dessen Dispersion, die thermische Ausdehnung oder die Beständigkeit gegen bestimmte Säuren oder Basen eingestellt und das Material so für die jeweilige Anwendung optimiert.

Eine weitere Klasse von Materialien für optische Bauelemente sind amorphe Polymere (s. auch Absatz S. 1747), insbesondere Polycarbonate (**PC**), also Ester der Kohlensäure, z.B. Poly-Bisphenol-A-Carbonat, Polymethacrylmethacrylate (**PMMA**), Polyethylenterephthalat (**PET**) und Polyvinylchlorid (**PVC**). Ihr wichtigster Vorteil gegenüber den anorganischen Gläsern ist ihre Möglichkeit der thermoplastischen Verarbeitung (s. Absatz S. 1775). Daher finden diese Materialien ihre Anwendung insbesondere bei preiswerten Massenprodukten z.B. als Linsen für Billig-Kameras (s. Absatz S. 1582). Sie sind aber auch bei bestimmten sehr spezifischen Anwendungen unverzichtbar, z.B. als Implantate zum Ersatz der natürlichen Augenlinse, s. Absatz S. 1585. Nachteil polymerer Materialien für optische Anwendungen ist die nur beschränkte Variabilität im Brechungsindex und in der Dispersion.

### 11.6.2 Linsen (\*)

Optische Linsen haben die Aufgabe, Strahlung, die von einem Punkt im Raum ausgeht, wieder auf einen (anderen) Punkt im Raum zu konzentrieren bzw. - wie man meistens sagt - zu *fokussieren*, s. Abb. 8. Diese Aufgabe erfüllt eine Linse i.a. nicht

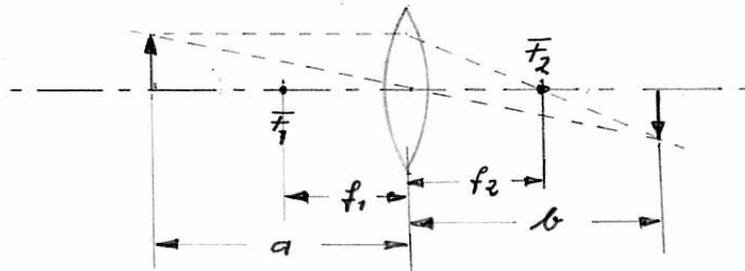


Abb. 8 Strahlungsfokussierung durch eine Linse

für beliebige Punkte im Raum, sondern nur für solche, die ausreichend nahe bei einer durch die Linse vorgegebenen ausgezeichneten Geraden liegen, ihrer *optischen Achse*. Den Punkt, von dem die Strahlung ausgeht, wollen wir als den *Gegenstand* (später auch als Teil eines Gegenstandes) bezeichnen und den Punkt, in den die Strahlung wieder vereinigt wird, als dessen *Bild*. Der Zusammenhang zwischen dem Abstand Gegenstand/Linse (in der Abb. 8, ebenso wie noch häufig im Laufe dieses Abschnitts,

mit  $a$  bezeichnet) und dem Abstand Linse/Bild (in der Abb. 8 mit  $b$  bezeichnet) wird durch die Linse festgelegt. Als Ebene der Linse, bzgl. der alle Abstände zu bestimmen sind, definieren wir b.a.w. die senkrecht zur optischen Achse orientierte durch den Linsenmittelpunkt gehende Ebene und bezeichnen diese als die *Linsenebene*. Die Bedeutung der Punkte  $F_1$  und  $F_2$  und der aus ihnen resultierenden Größen  $f_1$  und  $f_2$  werden wir sehr bald kennenlernen.

Es lässt sich nun allein unter Verwendung des Snelliusschen Brechungsgesetzes (Gl. 11.28) zeigen, dass *linsenförmige* Objekte (im umgangssprachlichen Sinne, also Objekte von der Form der *Linsenfrucht*) aus einem transparenten Material mit einem Brechungsindex  $n > 1$  die soeben beschriebene Linsenfunktion näherungsweise erfüllen. Präziser ausgedrückt sind damit rotationssymmetrische Zylinder gemeint, deren dem Gegenstand zu- bzw. abgewandten Begrenzungsflächen sphärisch sind, also die Form von Kugelabschnitten mit den Radien  $r_1$  und  $r_2$  haben, s. Abb. 9. Die Symmetrieachse dieses Körpers ist dann mit der optischen Achse der Linse

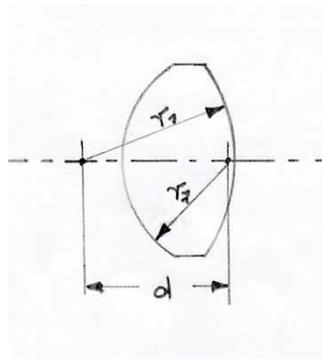


Abb. 9 Geometrische Form einer Linse mit Kugelausschnitten als Begrenzungsflächen

identisch und seine geometrisch-optische Funktionsweise ist durch eine einzige Größe vorgegeben, die als *Brennweite*  $f$  (engl. *focal length*) bezeichnet wird. Der Zusammenhang zwischen  $a$  und  $b$  beträgt

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b} \quad (11.98)$$

und die Brennweite ergibt sich aus

$$f = (n - 1) \cdot \left( \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \quad (11.99)$$

D.h. die Dicke der Linse (oder der in die Abb. 9 eingezeichnete Abstand  $d$  zwischen den Zentren der Kugelabschnitte) beeinflusst die Brennweite der Linse **nicht**. Dieses ist jedoch nur eine (grobe) Näherung für ausreichend *dünne Linsen*. Bei einer dünnen Linse haben also die gegenstandsseitige Brennweite  $f_1$  und die bildseitige Brennweite  $f_2$  (s. Abb. 8) denselben Wert,

$$f_1 = f_2 = f \quad (11.100)$$

Den Kehrwert der Brennweite,

$$\mathcal{D} = \frac{1}{f} \quad (11.101)$$

bezeichnet man auch als die *Brechkraft*  $\mathcal{D}$  der Linse. Dieser Begriff wird insbesondere in der Brillenindustrie verwendet. Die Einheit  $1 \cdot m^{-1}$  hat in diesem Bereich die Bezeichnung *Dioptrie* erhalten und die Abkürzung *dpt*, die ich aber nicht verwenden werde. Als Kennzeichnung ist der Buchstabe  $D$  üblich, den ich aber zur Unterscheidung von der optischen Dichte oder dem (mittleren) Durchmesser eines (annähernd) kugelförmigen Objektes als  $\mathcal{D}$  schreiben werde.

Durch die Brennweite  $f$  sind 2 auf der optischen Achse liegende Punkte ausgezeichnet, nämlich der linksseitige und der rechtsseitige *Brennpunkt*. Diese sind in der Abb. 8 als  $F_1$  bzw.  $F_2$  gekennzeichnet.

Die wichtigsten Abbildungseigenschaften einer Linse lassen sich unmittelbar aus der Gl. 11.98 ablesen: Befindet sich der Gegenstand im Brennpunkt  $F_1$ , so entsteht dessen Bild erst im Unendlichen,

$$a = f \Rightarrow b = +\infty \quad (11.102)$$

M.a.W. das aus  $F_1$  kommende Licht verlässt die Linse rechtsseitig als paralleles Strahlenbündel. Umgekehrt wird ein von links aus dem Unendlichen ankommendes paralleles und parallel zur optischen Achse orientiertes Strahlenbündel in den rechtsseitigen Brennpunkt  $F_2$  fokussiert,

$$a = +\infty \Rightarrow b = f \quad (11.103)$$

Auf der Grundlage dieser beiden Aussagen lässt sich andererseits eine einfache Regel zur Konstruktion einer beliebigen geometrisch-optischen Abbildung durch eine Linse angeben. Es seien die Größen  $a$  und  $f$  bekannt. Dann findet man die Größe  $b$ , also die Bildebene, auf folgende Weise: Als erstes zeichnet man vom Gegenstandspunkt ausgehend den zur optischen Achse parallelen Strahl bis zur Linse; dieser geht anschließend durch den bildseitigen Brennpunkt  $F_2$ . Anschließend zeichnet man den vom Gegenstandspunkt ausgehenden und durch den gegenstandsseitigen Brennpunkt  $F_1$  hindurchgehenden Strahl; dieser Strahl verlässt die Linse parallel zur optischen Achse. Der Bildpunkt befindet sich offenbar im Schnittpunkt dieser beiden Strahlen. Zur Konstruktion des Bildpunktes kann man auch die Tatsache benutzen, dass der durch das Zentrum der Linse gehende Strahl nicht gebrochen wird. Diese Aussage folgt unmittelbar aus den beiden zuvor genannten Aussagen über die durch den Brennpunkt gehenden Strahlen. Bei dieser Konstruktion des geometrisch-optischen Strahlengangs legen wir den Punkt, an dem die Brechung des Lichtstrahls erfolgt, nicht auf die reale Linsenoberfläche, sondern in die (oben bereits definierte) Linsenebene. In der Näherung der *dünnen Linse* ist dies zulässig. Nun besteht ein realer Gegenstand i.a. aus mehr als einem Punkt. Wir werden diesen Gegenstand im folgenden zur Beschreibung des generellen Verhaltens optisch-abbildender Systeme als einen von

der optischen Achse ausgehenden Pfeil darstellen. Der Pfeilanzfang stellt dann einen Punkt auf der optischen Achse dar und das Pfeilende den am weitesten von der optischen Achse entfernten Punkt des Gegenstands. Als erstes konstruieren wir auf die soeben beschriebene Weise die Abbildung eines Gegenstands in einer Position  $a > 2 \cdot f$ , s. Abb. 10. Es entsteht offensichtlich ein reelles, verkleinertes und um  $180^\circ$  um die

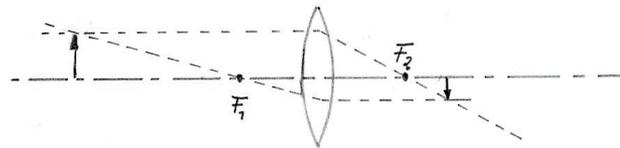


Abb. 10 Abbildung eines Gegenstands in  $a > 2 \cdot f$

optische Achse gedrehtes Bild. Mit der Kennzeichnung *reell* beschreiben wir die Tatsache, dass die für die Abbildung eines Gegenstandspunktes benutzte Strahlung in der Bildebene real auf einen Punkt fokussiert wird (im Gegensatz zur im Abschnitt 11.13.6 erklärten *virtuellen* Abbildung). Das Abbildungsverhältnis ist offenbar

$$\Gamma = \frac{b}{a} = \frac{f}{a - f} = \frac{b - f}{f} \quad \Rightarrow \quad (11.104)$$

$$2 \cdot f < a < \infty \quad \Rightarrow \quad 1 > \Gamma > 0 \quad (11.105)$$

$$f < a < 2 \cdot f \quad \Rightarrow \quad 1 < \Gamma < \infty \quad (11.106)$$

D.h. der Gegenstand wird verkleinert oder vergrößert abgebildet, je nachdem ob er sich vor oder hinter dem Punkt  $2 \cdot f$  befindet. Befindet sich der Gegenstand in einer Entfernung  $a < f$  von der Linse, werden der durch die Gl. 11.98 berechnete Wert  $b$  und der über die Gl. 11.104 berechnete Wert  $\Gamma$  negativ: Es ergibt sich die bereits angedeutete *virtuelle Abbildung*. Was darunter zu verstehen ist, werde ich in Zusammenhang mit der Funktionsbeschreibung der optischen Geräte zur Unterstützung des Augensystems (Abschnitt 11.13.6) erläutern.

Bisher haben wir ausschließlich von Linsen gesprochen, die die Eigenschaft haben, die von einem Punkt ausgehenden Strahlen wieder auf einen Punkt zu fokussieren, vorausgesetzt dieser Punkt befindet sich in dem Bereich  $+\infty > a > f$ . Derartige Linsen wollen wir als *Sammellinsen* bezeichnen. Insbesondere sind alle Linsen mit beidseitig konvexen (sphärischen) Begrenzungsflächen Sammellinsen. Wir fragen nun nach der Existenz von Linsen mit folgenden Eigenschaften:

1. Alle (z.B. von links) parallel einfallenden Strahlen werden zu einem divergenten Strahlenbündel abgelenkt, deren rückseitige geradlinige Verlängerung sich in einen Punkt vereinigt, den wir wieder als den Brennpunkt  $F_2$  bezeichnen. Dieser liegt nun links von der Linse.

2. Diejenigen Strahlen, die die Linse rechtsseitig als paralleles Strahlenbündel ver- lassen, bilden linksseitig ein konvergentes Strahlenbündel, deren rechtsseitige geradlinige Verlängerung sich in einen Punkt vereinigt, den Brennpunkt  $F_1$ .

In dieser Definition hat die Linse eine negative Brennweite. Es lässt sich nun - wieder allein unter Verwendung des Snelliusschen Brechungsgesetzes - zeigen, dass Bikonkavlinsen, also achssymmetrische Zylinder mit nach innen gekrümmten sphärischen Begrenzungsflächen (Abb. 11) die soeben beschriebene Linsenfunktion

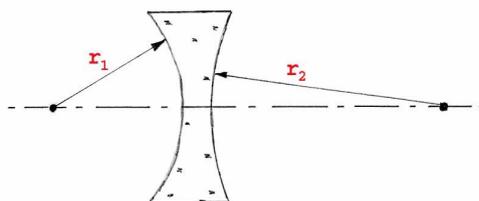


Abb. 11 Sphärische Linse mit Krümmungsradien  $r_1 < 0$  und  $r_2 < 0$

näherungsweise erfüllen. Und wenn wir die Krümmungsradien  $r_1$  und  $r_2$  in diesem Fall negativ zählen, ist auch weiterhin die Gl. 11.99 für die (nun ebenfalls negative) Brennweite erfüllt und ebenso die Gl. 11.98 für den Zusammenhang zwischen  $a$ ,  $b$  und  $f$ . Wir dürfen die Anwendung dieser Gl.-en sogar auf den allgemeinen Fall einer Linse mit einer beliebigen Kombination von positiven und negativen Krümmungsradien erweitern, also auf Konkav-Konvex-, Plan-Konvex- sowie Plan-Konkav-Linsen, s. Abb. 12. Das Vorzeichen der Linsen-Brennweite ist dann mit dem Vorzeichen des absolut kleineren Krümmungsradius identisch. Die typischen Anwendungsbereiche dieser unterschiedlichen Linsentypen werden wir Zug um Zug kennen lernen, s. insbesondere Abschnitt 11.15.1.

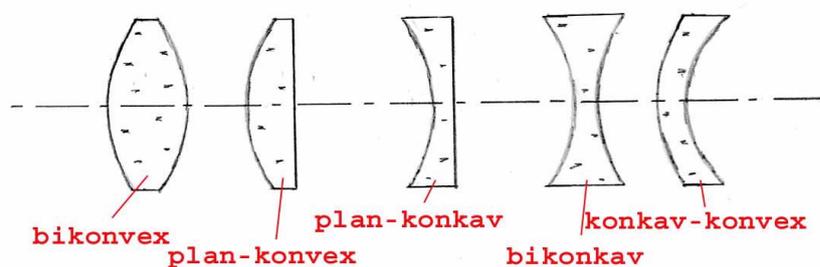


Abb. 12 Gebräuchliche Linsentypen

Die Linsengleichungen 11.98 und 11.99 gelten - zusätzlich zu der generellen Beschränkung auf achsnahe Gegenstands- und Bildpunkte - streng genommen nur für die bereits mehrfach so genannten *dünnen Linsen*, also für solche, deren Dicke  $d$  (Abb. 10) ausreichend klein ist gegen ihre Krümmungsradien  $R_1$  und  $R_2$ . Diese Bedingung ist bei realen optischen Abbildungselementen i.a. nur sehr eingeschränkt gültig. Man versucht nun, dennoch das Konzept der einfachen Linse und ihrer Abbildungsgleichungen zu bewahren, indem man die Definition der Gegenstandsweite  $a$  und der Bildweite  $b$  modifiziert. Hierzu führt man die *gegenstandsseitige* und die *bildseitige Hauptebene* der Linse ein und bestimmt  $a$  und  $b$  relativ zu diesen Hauptebenen, s. Abb. 13.

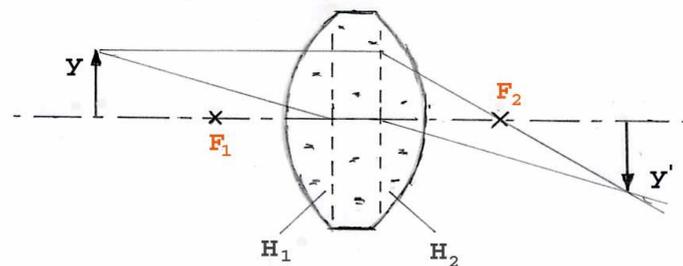


Abb. 13 Hauptebenenkonzept für dicke Linsen und Konstruktion des Strahlengangs

Bei richtiger Wahl der Position dieser Hauptebenen bleibt auch bei *dicken Linsen* die Gl. 11.98 näherungsweise gültig. Die Konstruktion des Strahlengangs erfolgt dann in der Weise, dass jeder gegenstandsseitige Strahl auf der gegenstandsseitigen Hauptebene endet und sich dann von der bildseitigen Hauptebene aus an der relativ zur optischen Achse identischen Stelle entsprechend den Abbildungseigenschaften der Linse fortsetzt, s. wieder Abb. 13. Im Grenzübergang zur dünnen Linse verschwindet der Abstand zwischen den Hauptebenen und diese verschmelzen zur vorher definierten *Linsenebene*.

Bei jeder realen Linse und bei jedem aus mehreren Linsen zusammengesetzten realen Abbildungssystem ist jedoch auch unter Verwendung des Hauptebenenkonzeptes die Linsengleichung 11.98 nicht für alle möglichen bzw. zulässigen Gegenstandspunkte korrekt erfüllt. Die in der Realität auftretenden Abweichungen hiervon werden als *Linsenfehler* bezeichnet. Sie sind primär keine durch Unzulänglichkeiten in der Produktion bedingten Abweichungen vom Sollverhalten, sondern sie folgen bereits aus der Konstruktion des vorliegenden Linsensystems. Es hat sich eingebürgert, die Gesamtheit dieser Abweichungen in gewisse Klassen einzuteilen und diesen jeweils einen Namen zu geben. Sie sind jedoch nicht unabhängig voneinander. Allerdings treten diese Linsenfehler bei den unterschiedlichen Konstruktionskonzepten schon in unterschiedlich starkem Maße auf. Ich werde diese Fehler stichwortartig skizzieren und danach angeben, durch welche Maßnahmen sie jeweils am besten minimiert werden können.

1. Alle Linsen mit sphärisch geformten, also einem Teil einer Kugeloberfläche entsprechenden Begrenzungsflächen zeigen den Effekt der *sphärischer Aberration*: Die äußeren, also von der optischen Achse weiter entfernten Bereiche der Linse haben eine andere Brennweite als der Kernbereich, s. Abb. 14. Ein zur opti-

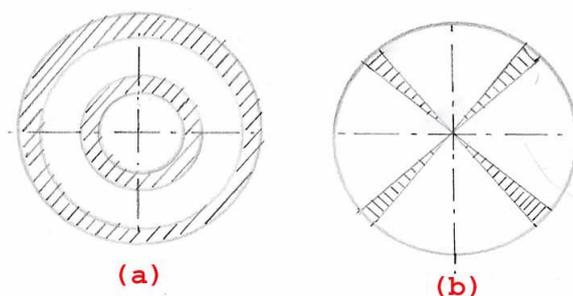


Abb. 14 Teilbereiche gleicher Brennweite von Linsen mit (a) sphärischer Aberration; (b) Astigmatismus.

schen Achse paralleles, die Linsenöffnung füllendes Strahlenbündel wird daher nicht mehr auf einen Punkt sondern nur noch auf eine Scheibe minimaler Querschnittsfläche fokussiert. Dieser Fehler ist insbesondere für Abbildungssysteme mit großem Öffnungsverhältnis relevant. Konstruktive Abhilfe schafft primär der Übergang zu Linsen mit asphärischen Begrenzungsflächen. Die Herstellung von asphärischen Glaslinsen mit durch Schleifen in die Sollform gebrachten Oberflächen ist jedoch sehr teuer. Für einfache Anwendungen (z.B. Beleuchtungsoptiken) werden gepresste asphärische Linsen hergestellt.

2. Bei einer mit *Astigmatismus* behafteten Linse ist die Rotationssymmetrie der Linse verletzt, so dass unterschiedliche Winkelsektoren der Linse unterschiedliche Brennweiten besitzen, s. wieder Abb. 11. Die Folge ist ebenfalls eine generelle Reduzierung der Abbildungsschärfe. Dieser Fehler ist jedoch unabhängig von der Linsenöffnung. Dieser Fehler ist immer ein Produktionsfehler und nicht etwa bereits konstruktiv bedingt. Selbst eine einfache Linse mit sphärischen Oberflächen ist (theoretisch) astigmatismusfrei. Z.B. ist dieser Fehler bei einem menschlichen Augensystem nicht selten. Als Kennwerte zu seiner Quantifizierung gibt man (z.B.) die Winkelposition des Sektors mit maximaler oder minimaler Brechkraft an sowie den maximalen Brechkraftunterschied. Abhilfe trifft man durch Korrektur mit einer Linse des umgekehrten Astigmatismusverhaltens.
3. Als *Bildfeldwölbung* bezeichnet man den Effekt, dass ein (senkrecht zur optischen Achse) ausgedehntes Objekt wohl als ganzes scharf abgebildet wird, aber nicht auf eine Ebene sondern auf eine gekrümmte, zur optischen Achse kreis-symmetrische Fläche. Bei einfachen Linsen mit positiver Brechkraft ist die

Bildfläche i.a. zur Linse hin gekrümmt. Eine gute Korrektur bzgl. der Bildfeldwölbung ist bei allen Anwendungen wichtig, bei denen ausgedehnte Objekte auf einen planen Detektor, z.B. auf einen photographischen Film oder auf einen CCD-Chip abgebildet werden. Die einfachste, aber nur selten von den Vorgaben her erlaubte Maßnahme zur Kompensation dieses Fehlers ist eine entsprechend gekrümmte aktive Fläche des Detektors.

4. Als *Verzeichnung* bezeichnet man eine Abweichung des Abbildungsverhaltens einer Linse von der Orthogonalität: Ein quadratisches Testobjekt wird dann nicht mehr als quadratisches Bild wiedergegeben, sondern im einfachen Fall z.B. *tonnenförmig* oder *kissenförmig* verzeichnet. Dann lässt sich dieser Fehler auch in der Weise beschreiben, dass der Abbildungsmaßstab von der Höhe des Gegenstandes abhängig ist. Objektive mit besonders großem gegenstandsseitigen Öffnungswinkel (Weitwinkelobjektive) neigen zur tonnenförmigen, Teleobjektive zur kissenförmigen Verzeichnung.
5. Der als die *Koma schräger Bündel* bezeichnete Fehler äußert sich darin, dass unter einem merklichen Winkel zur optischen Achse einfallende, die Linsenöffnung füllende Strahlenbündel unscharf, und zwar meist als kometenschweifähnliche Strukturen fokussiert werden. Die einfachste Möglichkeit zur Reduzierung dieses Fehlers ist die Reduzierung der Linsenöffnung. Mehrlinsensysteme, die insbesondere bzgl. dieses Fehlers korrigiert sind, bezeichnet man als *Aplanate*.
6. Die *chromatische Aberration* charakterisiert die Änderung der Brennweite mit der Wellenlänge. Sie stört bei **allen** Abbildungssystemen, die mit polychromatischem Licht arbeiten. Bei der Aufzeichnung von Schwarzweißbildern führt sie zu einer allgemeinen Unschärfe des Bildes. Denn auch hier führt sie zu einer Unschärfe des Bildes. Farbige Bilder erhalten durch diesen Linsenfehler Konturen mit farbigen Säumen. Ursache ist die bei allen Gläsern vorhandene Dispersion, also die Änderung der Brechungsindex mit der Wellenlänge. Man reduziert diesen Fehler dadurch, dass man Linsen aus Materialien mit unterschiedlichem Verhältnis von Brechungsindex und Dispersion derart mit einander kombiniert, dass die Brennweite der Linsenkombination zumindest für 2 ausgewählte Wellenlängen (oder sogar für 3 Wellenlängen) die gleiche ist. Derartige Linsensysteme bezeichnet man dann als *Achromate* bzw. als *Apochromate*. Die weltweit erste kommerzielle Herstellung von Apochromaten gelang 1866 der Fa. Carl Zeiss.

Will man die Auswirkungen dieser verschiedenen, sich in der Realität immer überlagernden Linsenfehler minimieren, muss man i.a. ein Mehrlinsensystem einsetzen. Hochwertige optische Systeme besitzen ein entsprechend optimiertes Design, das diese Fehler stark reduziert, allerdings primär nur für einen Strahlengang, der der vorgesehenen Anwendung entspricht. Bei Kamera-Objektiven ist dies z.B. die **reelle**

**verkleinerte** Abbildung eines ausreichend weit entfernten Objektes in eine sehr nahe der Fokusebene liegende Bildebene. Benötigt man also z.B. eine Relais-Abbildung (s. Abschnitt 11.11.1) mit dem Abbildungsverhältnis  $\Gamma = 1$  bei einem Objektstand im  $m$ -Bereich, so besteht eine einfache technische Realisierung mit geringen Abbildungsfehlern in dem Einsatz 2-er identischer hochwertiger Kamera-Objektive, s. auch Abb. 29.

Verfolgt man innerhalb eines Mehrlinsensystems die jeweilige Begrenzung des genutzten Strahlquerschnitts, so gibt es bei der Verfolgung der vom Gegenstand einfallenden Strahlung eine bestimmte Position entlang der optischen Achse, an der dieser Strahlquerschnitt durch ein mechanisches Element begrenzt wird. Dieses Element mit einer i.a. kreisförmigen Öffnung bezeichnet man als die *Aperturblende* des Mehrlinsensystems. Sie kann auch mit der Fassung einer der Linsen des Linsensystems identisch sein. Befindet sich diese Blende innerhalb des Linsensystems, so bezeichnet man das im Objektraum befindliche Bild dieser Blende als die *Eintrittspupille*  $EP$  des Linsensystems. Befindet sich die Aperturblende außerhalb des Linsensystems, so ist die Eintrittspupille mit der Aperturblende identisch. Bei Betrachtung der Strahlung, die das Linsensystem verlässt, findet man aus der Richtung der Bildebene kommend ebenfalls eine Position auf der optischen Achse, an der dieses Strahlenbündel durch ein mechanisches Element begrenzt wird. Das im Bildraum befindliche Bild dieser Blende heißt entsprechend die *Austrittspupille*  $AP$  des Linsensystems. Sowohl die Größe von Ein- und Austrittspupille als auch deren Position relativ zu seinem Linsensystem sind wichtige Kenngrößen des Linsensystems, die bei der Konfiguration eines optischen Strahlengangs berücksichtigt werden müssen.

Der von dem objektseitigen Brennpunkt zur Eintrittspupille führende Kegel bildet den Raumwinkel

$$\Omega_{EP} = \frac{A(EP)}{f^2} \quad (11.107)$$

Von dem Licht, das von dem nahe der Fokusebene positionierten Objekt ausgeht, trägt nur der in diesem Raumwinkel  $\Omega_{EP}$  verlaufende Anteil zum Bildaufbau bei.  $\Omega_{EP}$  bestimmt daher maßgeblich die Begrenzung des Auflösungsvermögens des Objektivs, s. Abschnitt 11.1.6. Zur Charakterisierung dieses aufnehmenden Raumwinkels hat es sich jedoch eingebürgert, anstelle von  $\Omega_{EP}$  die Größe

$$\sin \alpha = \sqrt{\frac{\Omega}{\pi}} \quad (11.108)$$

zu verwenden.  $\alpha$  bezeichnet man dann als den *Öffnungswinkel* des Objektivs, und die für das Auflösungsvermögen eines Objektivs relevante Größe

$$NA = n \cdot \sin \alpha \quad (11.109)$$

$n$  : Brechungsindex des zwischen Eintrittspupille  
und Aufnahmeobjekt befindlichen Mediums

nennt man die *numerische Apertur* des Objektivs. Wie wir noch lernen werden, beträgt der minimale Abstand zweier Objekte, die das Objektiv noch getrennt abbilden kann,

$$a_{\min} = \frac{\lambda}{2 \cdot NA} \quad (11.110)$$

### 11.6.3 Spiegel (-)

Aufgabe eines *Planspiegels* ist die Umlenkung eines Strahlenbündels unter Ausnutzung der Reflexion von Licht an einer Grenzfläche. Man verwendet hierzu ganz überwiegend metallische Platten oder Platten mit einer metallbeschichteten Oberfläche, da Metalle in einem weiten Wellenlängenbereich (XXX: präzisieren) eine nahezu wellenlängenunabhängige und hohe Reflexion aufweisen (s. Kapitel 9.3). Benutzt man einen Planspiegel zur *Abbildung* eines Objektes (oder eines realen Bildes), so entsteht ein virtuelles Bild dieses Objektes, s. Abb. 15, das jedoch eine besondere Eigen-

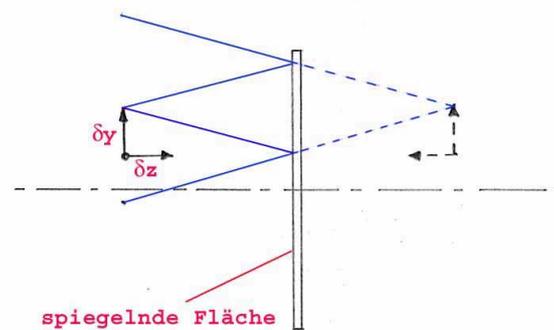


Abb. 15 Strahlengang am ebenen Spiegel

schaft aufweist: Ordnen wir nämlich dem Objektpunkt die Koordinaten  $(x, y, z)$  eines Koordinatensystems zu, dessen  $x/y$ -Ebene mit der spiegelnden Fläche identisch ist, so hat der zugehörige Bildpunkt in demselben Koordinatensystem die Koordinaten  $(x, y, -z)$ . Eine derartige Abbildung haben wir bereits im Absatz S. 129 kennengelernt und als *Spiegelung an einer Ebene* bezeichnet. Durch sie wird ein Objekt mit einer rechtshändigen Symmetrie, z.B. eine rechtsdrehende Spirale, in ein solches mit einer linkshändigen Symmetrie transformiert, in unserem Beispiel also in eine linksdrehende Spirale.

Die Qualität eines Planspiegels ist - außer durch das verwendete Reflexionsmaterial - durch die Qualität der reflektierenden Oberfläche bestimmt, also durch die Abweichungen der Oberflächentopographie von der einer ideal ebenen Fläche. Sofern sich diese Abweichungen auf einer mikroskopischen Längenskala abspielen, bezeichnet man die diese Abweichungen kennzeichnende Größe als *Rauhigkeit* (s. auch Kap.

12.11.6). Abweichungen von der ebenen Topographie über Abstände der Größenordnung  $mm$  bezeichnet üblicherweise als *Welligkeit*. Hochwertige optische Spiegel sind bis auf Bruchteile der relevanten Lichtwellenlänge  $\lambda$  plan; eine typische kommerziell verfügbare Spezifikation ist  $\frac{\lambda}{10}$ . Daher wirken sich bereits geringste Verunreinigungen der Oberfläche qualitätsmindernd aus. Die wirksame, aber trotzdem die Oberfläche noch nicht verletzende Reinigung von Spiegeloberflächen ist ein Arbeitsgang, den der optische Experimentator sicher beherrschen muss. In manchen Fällen versucht man, die gegenüber mechanischen Belastungen empfindliche reflektierende Oberfläche durch eine weitere Beschichtung zu schützen. Diese zusätzliche Oberfläche führt aber ebenfalls zu einer Reflexion, die je nach Anwendung unterschiedlich stark störende Zusatzeffekte bewirkt.

Spiegel mit gekrümmten Oberflächen wirken - weitgehend analog zu den Linsen - als abbildende optische Elemente, man kann ihnen eine Brennweite zuordnen. Umgangssprachlich werden sie meist als *Hohlspiegel* bezeichnet, obwohl es natürlich nicht nur nach innen gewölbte Hohlspiegel (Konvexspiegel) gibt, sondern auch nach außen gewölbte Konkavspiegel. Im einfachsten Fall ist die Krümmungsfläche rotationssymmetrisch, und die optische Achse des Spiegels fällt mit der Symmetrieachse der Krümmungsfläche zusammen. Für Spezialanwendungen werden aber auch Spiegel gefertigt mit einer optischen Achse, die nicht mittig zum Spiegel orientiert ist, sondern oft sogar deutlich außerhalb der Spiegelfläche liegt. Derartige Elemente werden (selbst im deutschen Sprachgebrauch) als *off-axis-Spiegel* bezeichnet. Die Anforderungen an die Qualität der Spiegeloberfläche sind identisch mit denen für einen Planspiegel. Zur Spezifizierung der Oberflächenqualität muss lediglich als Referenzfläche nicht die Ebene genommen werden, sondern die aus den geometrisch-optischen Anforderungen resultierende Sollfläche. Dieses ist i.a. ein Ausschnitt aus der Oberfläche eines Rotations-Paraboloids.

Die preisgünstigsten kommerziell verfügbaren Abbildungsspiegel sind sphärische Spiegel mit einer Oberfläche von der Form der Oberfläche eines Kugelabschnitts. Wie man durch elementar-geometrische Überlegungen leicht bestätigen kann, beträgt die Brennweite eines derartigen Spiegels

$$f = \frac{R}{2} \quad (11.111)$$

$R$  : Radius des Kugelabschnitts

Allerdings gilt die dieser Beziehung zugrunde liegende Annahme, dass nämlich ein auf den Spiegel auftreffendes paralleles Strahlenbündel in einen Punkt fokussiert wird, nur für ein zur optischen Achse des Spiegels paralleles Bündel und auch nur für den ausreichend achsnahen Anteil. Der sphärische Hohlspiegel hat also eine ausgeprägte sphärische Aberration (s. Abschnitt 11.6.2). Beim Hohlspiegel lässt sich dieser Fehler vollständig beseitigen, wenn die Spiegeloberfläche die Form eines geeigneten Rotations-Paraboloids erhält. Derartige Spiegel werden als *Parabolspiegel* bezeichnet und insbesondere in Beleuchtungsoptiken eingesetzt.

Ein wichtiges Einsatzgebiet für Spiegeloptiken sind abbildende IR-Geräte, da ausreichend transparente Materialien für die Fertigung von IR-tauglichen Linsen für das nahe IR nur sehr eingeschränkt und für das fernere IR gar nicht zur Verfügung stehen.

Ich erwähne noch einen sehr speziellen Lösungsansatz für die Fertigung eines idealen abbildenden Spiegels: Jede kräftefreie, hochreine, horizontal orientierte freie Flüssigkeitsoberfläche bildet eine nahe ideal ebene Oberfläche. Wenn man nun einem derartigen Objekt eine konstante Rotationsbewegung aufzwingt, verformt sich die Oberfläche zu einem nahezu idealen Paraboloiden und damit zu einem idealen abbildenden Spiegel. Allerdings ist dieses Objekt nun extrem empfindlich gegenüber mechanischen Schwingungen, die von außen auf das Gerät übertragen werden. Außerdem muss die optische Achse des Spiegels nun zwangsweise senkrecht zur Erdoberfläche orientiert sein. Diese Möglichkeit wird dennoch bei modernen Teleskopen gelegentlich genutzt, z.B. beim *Large Zenith Telescope* im Malcolm Knapp Forest der University of British Columbia nahe Vancouver (Kanada).

#### 11.6.4 Prismen (-/-)

Körper als optisch transparentem Material mit mindestens 2 vom Messlicht erfassten, zueinander nicht parallelen brechenden Grenzflächen bezeichnet man als *Prismen*. Sie existieren in einer Vielzahl von Bauformen und erfüllen sehr unterschiedliche Funktionen. Ich verzichte auf den Versuch einer mehr oder weniger vollständigen Aufzählung dieser unterschiedlichen Aufgaben und skizziere statt dessen in den nun folgenden Absätzen Aufbau und Funktion einiger mir typisch und wichtig erscheinender Prismen.

Geometrisch-optische Prismen (-/-)

. - Tripelprisma als Retroreflektor - Umkehrprisma in Ferngläsern -

#### Das Spektrographen-Prisma (-/-)

(XXX: Der Text des Absatzes *Das Spektrographen-Prisma* ist noch nicht verfügbar.)

(XXX: Der weitere Text des Abschnitts *Prismen* ist noch nicht verfügbar.)

#### Polarisationsselektive Prismen (-/-)

(XXX: Der Text des Absatzes *Polarisationsselektive Prismen* ist noch nicht verfügbar.)

#### 11.6.5 Gitter (-)

Die heute wichtigste technische Realisierung eines optischen Elementes zur kontinuierlichen spektralen Zerlegung von polychromatischem Licht ist eine planparallele Platte, die vom Messlicht durchstrahlt wird, und die eine Folge von aequidistanten linienförmigen Streuzentren enthält. Typischerweise werden diese Streuzentren mit einer Diamantspitze in die Platte eingeritzt. Ein derartiges Element bezeichnet man als *Gitter*.

Den Anteil des Primärlichtes, das aus der ursprünglichen Richtung des Messtrahls herausgestreut wird, bezeichnet man als die *Beugungseffizienz* des Gitters. Das Gitter kann auch in Reflexion betrieben. Dann verwendet man für den auf das Gitter folgenden Strahlengang nur das Licht, das von der Oberfläche des Gitters remittiert wird.

Als Erfinder des Beugungsgitters gilt der US-amerikanische Autodidakt und Astronom David Rittenhouse (\* 1732 nahe Germantown/Pen (USA); † 1796 in Philadelphia/Pen). Er stellte 1785 sein erstes Beugungsgitter her, indem er 50 Haare nahezu aequidistant in einem Abstand von  $0,25 \cdot \text{mm}$  in eine mechanische Vorrichtung einspannte. Fraunhofer fertigte sein erstes funktionsfähiges Beugungsgitter 1821 nach einem verwandten Prinzip. Er benutzte dünne Dräht, die er ebenfalls in eine mechanische Vorrichtung einspannte. Er erreichte so einen Wert von

$$\frac{N}{s} = 300 \cdot \frac{\text{Striche}}{\text{mm}} \quad (11.112)$$

Das erste mechanisch geritzte Beugungsgitter fertigte XXX

(XXX: Der weitere, eigentliche Text des Abschnitts *Gitter* ist noch nicht verfügbar.)

#### 11.6.6 Optische Fasern (-)

Die Aufgabe von optischen Fasern ist es, das auf die Faser- Eingangsfläche geführte Licht möglichst vollständig bis an die Faser-Ausgangsfläche zu leiten. Man erreicht dies dadurch, dass man als Eingangslicht nur solches verwendet, das gegen die optische Achse der Faser um nicht mehr als einen gewissen Grenzwinkel  $\alpha_0$  geneigt ist,

$$\alpha \leq \alpha_0 = \frac{\pi}{2} - \beta_0 \quad (11.113)$$

s. Abb. 16. Dann trifft dieses Licht nach seinem Eintritt in die Faser auf die

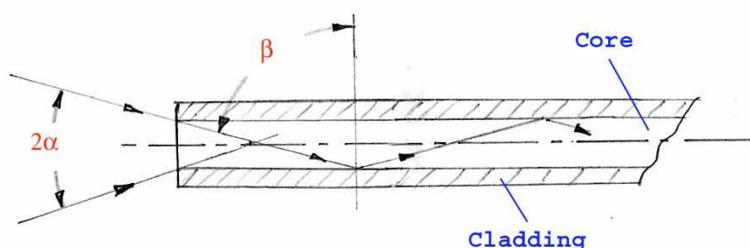


Abb. 16 Aufbau und Strahlengang einer optischen Faser

Grenzfläche Core/Cladding unter einem Winkel

$$\beta < \beta_0 \quad (11.114)$$

Wählt man als die in die Gl. 11.113 einzusetzende Größe  $\beta_0$  den Grenzwinkel der Totalreflektion, wie er sich aus den Brechungsindizes dieser beiden Materialien ergibt, so wird das innerhalb der Faser verlaufende Licht immer unter den Bedingungen der Totalreflexion reflektiert, insbesondere also **ohne** Intensitätsverlust. Dieser Vorgang wiederholt sich vielfach im Zuge des Lichtdurchgangs durch die Faser, bis das Licht schließlich nahezu ungedämpft am Faserende wieder austritt.

Optische Fasern haben i.a. eine kreisförmige Querschnittsfläche. Auf Grund allgemeiner Gepflogenheiten in der technischen Optik (s. z.B. Abschnitt 11.6.2) hat es sich eingebürgert, die Größe

$$NA = \sin \alpha \quad (11.115)$$

als die *numerische Apertur* der optischen Faser zu bezeichnen. Sie bestimmt (in Verbindung mit der Strahlungsdichte der benutzten Strahlungsquelle) den Strahlungsenergiestrom, der in die Faser eingekoppelt werden kann.

Wie man leicht nachrechnen kann, liegt die geometrisch-lineare Dichte der beim Strahlungstransport in einer Faser auftretenden Totalreflexionen in der Größenordnung von  $2 \cdot 10^3 \cdot m^{-1}$  (Polymerfaser mit den Kenndaten  $d = 0,5 \cdot mm$  ;  $NA = 0,49$ ) bis  $10^4 \cdot m^{-1}$  (Glasfaser mit den Kenndaten  $d = 100 \cdot \mu m$  ;  $NA = 0,35$ ). Damit die Faserdämpfung, häufig als logarithmische Einheit  $D$  in  $dB$  angegeben,

$$D = 10 \cdot \log \frac{I_0}{I_1} \cdot dB \quad (11.116)$$

anwendungstechnisch tolerierbare Werte annimmt (s. Kapitel 11.17), muss **jede** dieser Totalreflexionen nahezu perfekt erfolgen. Dies bedeutet insbesondere, dass die Grenzfläche, an der diese Reflexion stattfindet, geometrisch und chemisch perfekt sein muss. Nun zeigt aber jede den Umwelteinflüssen ausgesetzte Oberfläche signifikante Degradationseffekte. M.a.W. die optisch wirksame Oberfläche muss vor diesen Einflüssen geschützt werden. Sie wird daher mit einer Schutzschicht versehen, dem sog. *Cladding*. Damit hierdurch der Grenzwinkel der Totalreflexion nicht zu groß wird und dem zufolge der maximal zulässige Eintrittswinkel  $\alpha$  zu klein, muss der Brechungsindex dieser Claddingschicht deutlich kleiner sein als der des Materials, aus dem das meist als *Core* bezeichnete Faserinnere gefertigt ist.

Optische Fasern werden überwiegend aus speziellen, für diese Anwendung optimierten anorganische Glassorten hergestellt. Für Anwendungen, bei denen etwas höhere Werte der Absorption toleriert werden, kommen auch hochreine amorphe Polymere (PMMA (Polymethylmetacrylat) bzw. PC (Polycarbonat)) zum Einsatz.

Sowohl durch die geometrischen Abmessungen ihres Faser-Querschnitts als auch über ihre jeweils typischen Anwendungsgebiete grundsätzlich verschieden sind die sog. *Monomode-* bzw. *Multimode-Fasern*. Diese Unterschiede werden wir nun näher betrachten.

**Monomode-Fasern (-/-)**

(XXX: Der Text des Absatzes *Monomode-Fasern* ist noch nicht verfügbar.)

**Multimode-Fasern (-)**

Multimode-Fasern haben eine Querschnittsfläche, die groß ist gegenüber der benutzten Lichtwellenlänge,

$$A \gg \lambda^2 \quad (11.117)$$

Dadurch ist es in der Praxis nicht mehr möglich, bei der Einstrahlung mit Licht nur eine oder einige wenige der im Abschnitt 6.2.2 erläuterten Schwingungsmoden der Faser anzuregen. Sobald jedoch ein ganzes Kollektiv an Moden angeregt wird, ist bei der Beschreibung des Lichttransports innerhalb der Faser der Übergang zum vereinfachten Konzept der geometrischen Optik zulässig. Hiervon habe ich im Kopftext zu diesem Abschnitt bereits Gebrauch gemacht, allerdings ohne eine nachvollziehbare Erklärung hierfür bereits zu nennen.

(XXX: Der weitere Text des Absatzes *Multimode-Fasern* ist noch nicht verfügbar.)

Zum Abschluss dieses Abschnitts stelle ich einige typische Kenndaten der verschiedenen Typen von optischen Fasern vergleichend einander gegenüber.

Fasertyp	Core Material	$D$	Cladding Material	$D$	Länge	Dämpfung $dB/m$	Reisskraft $N$
Multimode	Glas						
Monomode	Glas						
Multimode	PC						
Multimode	PMMA						

(XXX: Die für diese Tabelle vorgesehenen Kenndaten sind noch nicht verfügbar.)

Für die Signalübertragung über größere Strecken der Größenordnung  $km$  werden ausschließlich Glasfaserkabel eingesetzt. Im Bereich kurzer Entfernungen der Größenordnung  $m$  hat sich heute (2015) weitgehend die POF (polymer-optische Faser) etabliert. Eine typische, kommerziell relevante Anwendung ist die Übertragung eines Digital-Audio-Signals von einem Consumer-Gerät zu einem anderen.

**11.6.7 Blenden (\*)**

Blenden haben die Aufgabe, die optisch wirksame Querschnittsfläche des Strahlengangs an einer vorgegebenen Stelle zu begrenzen z.B. in der Eintrittspupille eines Objektivs oder in der Ebene eines Zwischenbildes. Dies kann dazu dienen,

- den Strahlungsstrom in seiner Gesamtintensität zu begrenzen,

- die wirksame Öffnung eines Abbildungs-Objektivs vorzugeben und damit u.a. die Abbildungsqualität zu beeinflussen,
- Streulicht aus dem Strahlengang fernzuhalten,
- oder auch - in der kohärenten Optik - die Moden-Reinheit des Laserlichtes zu verbessern.

Damit diese Aufgabe optimal erfüllt wird, muss das Blendenmaterial diesen Anteil der Gesamtstrahlung möglichst vollständig absorbieren oder reflektieren. Dabei ist jedoch die Verwendung primär **reflektierender** Blenden experimentell sehr problematisch. Denn es muss sicher gestellt werden, dass das von der Blende reflektierte Licht nicht wieder in den aktiven Strahlengang gerät, und sei es auch nur partiell und auf Umwegen. Von besonderer Bedeutung für die Qualität einer Blende ist deren Materialstärke an der aktiven Öffnung. Denn diese bestimmt die Größe der Fläche, die von der aktiven Strahlung getroffen wird. Und es ist unvermeidbar, dass diese Fläche einen merklichen Teil dieses Strahlungsstroms nicht absorbiert, sondern in unkontrollierter Weise zurückstreut. Es muss daher damit gerechnet werden, dass ein Teil dieses Streulichtes letztlich wieder in den aktiven Strahlengang gerät. Hochwertige Blenden bestehen daher aus einem extrem dünnen geschwärzten Metallblech. Soll der Blendendurchmesser verstellbar sein, ist dieses Blech in ineinander greifende Lamellen aufgeteilt. Ein derartiges Element bezeichnet man als *Irisblende*.

#### 11.6.8 Filter (-)

Optische Filter haben die Aufgabe, den Durchlassbereich eines optischen Strahlengangs spektral auf einen von der Anwendung vorgegebenen Bereich einzuengen. Am häufigsten sind

- *Bandfilter*, also solche, die nur einen mehr oder weniger schmalen Bereich des Spektrums passieren lassen, und
- *Passfilter*: *Langpassfilter* lassen alles Licht passieren, dessen Wellenlänge größer ist als eine gewisse Grenzwellenlänge. Umgekehrt lassen *Kurzpassfilter* alles Licht passieren mit einer Wellenlänge, die kleiner ist als die Grenzwellenlänge des Filters.

In ihrem jeweiligen Durchlassbereich haben diese Filter im Idealfall eine konstante und sehr niedrige Restabsorption. Je nach Art des physikalischen Effektes, der zur Realisierung eines derartigen Filters eingesetzt wird, sind diese idealisierten Eigenschaften in unterschiedlich guter Näherung umsetzbar.

Das wohl naheliegendste Konzept zum Aufbau eines optischen Filters ist die Ausnutzung der Absorption (Abschnitt 11.2.2). Wir benötigen also einen für die jeweilige Anwendung optimal ausgewählten Farbstoff (oder eine geeignete Mischung von Farbstoffen) und eine möglichst absorptions- und streuungsfreie Matrix, in der sich der

(die) Farbstoff(e) bei der Herstellung molekular-dispers (s. Abschnitt 8.1.17) verteilen lässt. Als Matrix hat sich zum einen *Gelatine* durchgesetzt, vermutlich auf Grund der guten Erfahrungen mit diesem Material in der Photographie. Die verwendeten Farbstoffe sind in diesem Fall spezielle besonders bestrahlungsbeständige organische Farbstoffe. Denn sie dürfen ja unter den anwendungsspezifischen Bestrahlungsbedingungen ihr Absorptionsverhalten über eine ausreichend lange Zeit nur akzeptabel wenig verändern. Derartige Filter wurden in der Vergangenheit insbesondere von den Marktführern der Photo-Industrie hergestellt und vertrieben, also von Kodak Industries und der Agfa-Gevaert AG. Ich bin unsicher, ob es heute (2010) überhaupt noch Firmen gibt, die Gelatinefilter herstellen und vertreiben. Vermutlich werden nur noch Restbestände von Spezialanbietern vertrieben.

Historisch deutlich älter als die Gelatinefilter auf Basis organischer Farbstoffe sind die *Glasfilter*. Hierbei handelt es sich um Gläser, in die während des Herstellungsprozesses gezielt Verunreinigungen eingebracht werden, die dann als *Farbzentren* (s. Abschnitt 9.2) wirken. Glasfilter sind i.a. langzeitstabil und beständig gegen Strahlungsbelastungen. Es ist jedoch keine große Variabilität im spektralen Verlauf der Absorption verfügbar, so dass für besonders steile und schmalbandige Filter i.a. auf andere Filtertypen übergegangen werden muss. Sofern die Herstellungskosten von untergeordneter Relevanz sind, kann man Glasfilter mit einem vorgegebenen spektralen Verlauf der Absorption dadurch herstellen, dass man eine geeignete Auswahl von kommerziell verfügbaren Glasfiltern auf vorher berechnete Solldicken herunterschleift und dann verkittet (s. auch Abschnitt 11.15.6).

In neuerer Zeit immer bedeutender geworden sind sog. *Interferenzfilter*. Diese oft auch als *dichroitische Filter* bezeichneten Bauelemente bestehen aus einem transparenten Träger, z.B. Quarzglas, auf das ein Paket von dünnen, abwechselnd metallischen und nichtmetallischen (dielektrischen) Schichten im sub- $\mu\text{m}$ -Bereich aufgetragen wurde. Die optischen Weglängen dieser Schichten sind so berechnet, dass es zu wohl bestimmten Interferenzeffekten zwischen den Strahlungsanteilen kommt, die von den verschiedenen Grenzflächen dieses Schichtenpakets reflektiert bzw. durchgelassen werden. Insgesamt hat dann die relative durchgelassene Strahlungsintensität  $\frac{I(\lambda)}{I_0}$  (oder auch die reflektierte) in akzeptabler Näherung den von der Anwendung her gewünschten Verlauf. Vorteil dieses Filterkonzeptes ist der nahezu frei wählbare Verlauf der relativen Transmission  $\frac{T(\lambda)}{T(\lambda_0)}$ . Ein wichtiger Nachteil besteht darin, dass nur sehr eingeschränkt ein spektral sehr steiler Abfall der Transmission realisierbar ist und noch schwieriger eine in einem größeren Spektralbereich hohe Absorption. Man hilft sich oft, indem man das Interferenzfilter zusammen mit einem Glas-Passfilter einsetzt. Ein weiterer Nachteil ist die starke Veränderung der Filterkurve  $\frac{T(\lambda)}{T(\lambda_0)}$ , sobald man das Filter gegenüber der Messstrahlung verkippt. Interferenzfilter eignen sich daher primär für annähernd parallele Strahlenbündel.

Zumindest in Geräten, die mit sichtbarem Licht arbeiten, ist eine der häufigsten Aufgaben für ein Filter die möglichst vollständige Abtrennung des infraroten Strahlungsanteils aus dem Beleuchtungslicht. Hierzu enthält nahezu jede Beleuch-

tungseinheit in einem derartigen Gerät ein sog. *Wärmeschutzfilter*. Dieses ist meist ein Glasfilter, und eine wichtige Aufgabe des Geräte-Konstrukteurs besteht darin, eine Überhitzung dieses Filters ebenso zu vermeiden wie eine inhomogene Erwärmung. Anderenfalls zerspringt das Filter während des Betriebs des Gerätes.

Photometer enthalten oft ein Filter, das die spektrale Empfindlichkeit der Messung auf den gewünschten Bereich einengt. Bei diesen sog. *Messfiltern* kommt es in besonderem Maße auf eine ausreichende Langzeitstabilität sowohl bzgl. der Strahlungsbelastung als auch bzgl. beliebiger anderer Mechanismen an (s. auch Abschnitt 11.15.6). Sobald sich nämlich die spektrale Transmissionskurve  $T = T(\lambda)$  des Messfilters verändert, ändert sich i.a. auch der bei der Messung einer Probe von dem Photometer angezeigte Wert.

Die Festlegung auf einen bestimmten Filtertyp kann in jedem Fall nur anwendungsspezifisch erfolgen. Kriterien für die Auswahl eines Filters (bzw. Filtertyps) sind insbesondere folgende Kennwerte:

- die mittlere Abweichung der relativen spektralen Transmission  $\frac{T(\lambda)}{T(\lambda_0)}$  von der aus der Anwendung resultierenden Sollkurve  $T_s(\lambda)$ ;
- der Absolutwert der Transmission an einer ausgewählten, durch die Anwendung vorgegebenen Wellenlänge  $\lambda_0$ ; in vielen Anwendungen ist dies die Absorption im Maximum der Sollkurve  $T_s(\lambda)$ ;
- der Absolutwert der Transmission im sog. Sperrbereich des Filters, also in einem Spektralbereich, in dem gilt:

$$T_s(\lambda) = 0$$

- die maximal zulässige Bestrahlungsstärke;
- die maximal zulässige Temperatur;
- die Bestrahlungsstabilität, ausgedrückt durch die typische Veränderung der Transmissionskurve  $T(\lambda)$ , die unter den aus den Anwendung resultierenden typischen Betriebsbedingungen innerhalb einer gewissen Zeit auftritt; die diese Veränderungen bewirkenden Prozesse sind hochgradig nichtlinear; sie müssen immer unter realistischen Bestrahlungsbedingungen gemessen werden;
- die Langzeitstabilität, ausgedrückt durch die typische Veränderung der Transmissionskurve  $T(\lambda)$ , die auch ohne Bestrahlung des Filterspro Zeiteinheit auftritt.

### 11.6.9 Die Ulbricht-Kugel (-)

Die Aufgabe dieses nach dem Ingenieur *Fritz Richard Ulbricht* (\* 1849 in Dresden; † 1923 ebenda) benannten Elementes besteht darin, von dem Strahlungsstrom, der auf seine Eingangsfläche auftrifft, einen von dessen Eingangswinkel und spektraler Verteilung unabhängigen festen Anteil auf den an die Ulbricht-Kugel angeschlossenen Strahlungsdetektor zu lenken. Eine derartige aus Ulbricht-Kugel und Detektor bestehende Empfangseinheit bildet demnach das komplementäre Detektor-Element zum Sender-Element des Lambert-Strahlers (Abschnitt 11.8.1).

Eine technische Realisierung dieser Aufgabenstellung erreicht man mit einer Hohlkugel mit 2 Öffnungen, deren Innenfläche mit einem diffus remittierenden weißen Material beschichtet ist. Eine der genannten Öffnungen bildet die Eingangsfläche des Detektionssystems, an die andere wird der Detektor montiert. Die beiden Öffnungen sind so angeordnet, dass das in die Kugel eintretende Licht nur auf dem Umweg über eine oder mehrere Remissionen von der Innenwand der Kugel zum Detektor gelangen kann. Damit diese Bedingung in ausreichendem Umfang erfüllt ist, sollte die Fläche aller Öffnungen insgesamt weniger als 5% der Kugel-Innenfläche ausmachen. Für Präzisionsmessungen im sichtbaren Spektrum wird als Beschichtungsmaterial meist Bariumsulfat ( $BaSO_4$ ) eingesetzt. Mit ihm erreicht man

$$R_{BaSO_4} > 0,97 \quad \text{für } 300 \cdot nm < \lambda < 1,3 \cdot \mu m \quad (11.118)$$

Eine optimierte Teflonbeschichtung (Teflon<sup>®</sup>) ist die Handelsbezeichnung der Fa. Dupont/Wilmington/Del.(USA) für das Polymer *Polytetrafluoräthylen*) ist für einen etwas erweiterten Spektralbereich geeignet, mit ihm erreicht man

$$R_{Teflon} > 0,95 \quad \text{für } 250 \cdot nm < \lambda < 2,5 \cdot \mu m \quad (11.119)$$

Für die Messung im nahen und mittleren Infrarot schließlich empfiehlt sich eine Goldbeschichtung, denn es gilt

$$R_{Gold} > 0,95 \quad \text{für } 1,1 \cdot \mu m < \lambda < 20 \cdot \mu m \quad (11.120)$$

Eine kostengünstige und kompaktere Alternative zur Ulbricht-Kugel ist die *Diffusorscheibe*, eine mikroporöse Glas- oder Polymerplatte, die das auffallende Licht nur geringfügig absorbiert, aber sehr stark streut. Die beste Annäherung an das Verhalten eines idealen Streuelementes wird durch eine nur wenige  $100 \cdot \mu m$  dicke (aber trotzdem noch ausreichend stark streuende) Schicht erreicht, die (zur Gewährleistung der mechanischen Festigkeit) auf einen transparenten Träger aufgebracht ist. Insbesondere wegen der Reflexionen an seinen äußeren Grenzflächen ist jedoch das optische Verhalten einer derartigen Diffusorscheibe nicht völlig mit dem einer Ulbricht-Kugel identisch.

### 11.6.10 Optisch-diffraktive Elemente (-/-)

(XXX: Der Text des Abschnitts *Optisch-diffraktive Elemente* ist noch nicht verfügbar.)

### 11.6.11 *Polarisationsspezifische Elemente* (-)

(XXX: Der Kopftext zum Abschnitt *Polarisationsspezifische Elemente* ist noch nicht verfügbar.)

#### **Polarisationsfilter** (-)

Bauelemente, die den im Absatz S. 1464 beschriebenen Effekt des Dichroismus ausnutzen, bezeichnet man als *Polarisationsfilter*. Mit ihnen lässt sich aus unpolarisiertem Licht linear polarisiertes Licht erzeugen, dessen Polarisationsebene durch einfaches Drehen des Polarisationsfilters in jede beliebige Winkelposition eingestellt werden kann. Die erste kommerzialisierbare technische Realisierung einer Polarisationsfolie gelang Herbert Land 1932 durch die Erfindung eines Verfahrens zur Herstellung polarisierender Folien auf Basis von Herapathit und Polyvinylalkohol, s. wieder Absatz S. 1464. Er gründete 1937 die Fa. Polaroid, die zunächst primär diese Polarisationsfolie produzierte und vertrieb. Als wichtigste kommerzielle Anwendung seiner Folie galt der Einsatz in Sonnenbrillen. Da das auf die Erdoberfläche auftreffende direkte Sonnenlicht partiell polarisiert ist, kann man durch eine polarisierende Zusatzschicht die blendende Wirkung von direktem und von hochglänzenden Oberflächen reflektiertem Sonnenlicht abmindern. Ab 1947 konzentrierte sich Polaroid dann auf ein völlig andersartiges Projekt, die Entwicklung einer photographischen Sofortbild-Technik.

Heute findet die Polarisationsfolie ihre kommerziell wichtigste Anwendung in Flüssigkristall-Anzeigen (engl. **liquid crystal display** LCD), s. Absatz S. 1951.

(XXX: Der weitere Text zum Absatz *Polarisationsfilter* ist noch nicht verfügbar. In diesem wird auch eine Beschreibung der nachfolgenden Abb. 17 enthalten sein:).

#### **Akusto-optische Modulatoren (AOM)** (-/-)

(XXX: Der Text des Absatzes *Akusto-optische Modulatoren (AOM)* ist noch nicht verfügbar.)

(XXX: Der weitere Text des Abschnitts *Polarisationsspezifische Elemente* ist noch nicht verfügbar.)

### 11.6.12 *Mikrostrukturierte Oberflächen* (-/-)

(XXX: Der Text des Abschnitts *Mikrostrukturierte Oberflächen* ist noch nicht verfügbar. s. [7])

## **11.7 Messgrößen für optische Strahlungsströme** (-)

In diesem Kapitel werden wir uns mit einem Paket von strahlungsphysikalischen Begriffsbildungen befassen, deren präzise Kenntnis für die fehlerfreie Planung und

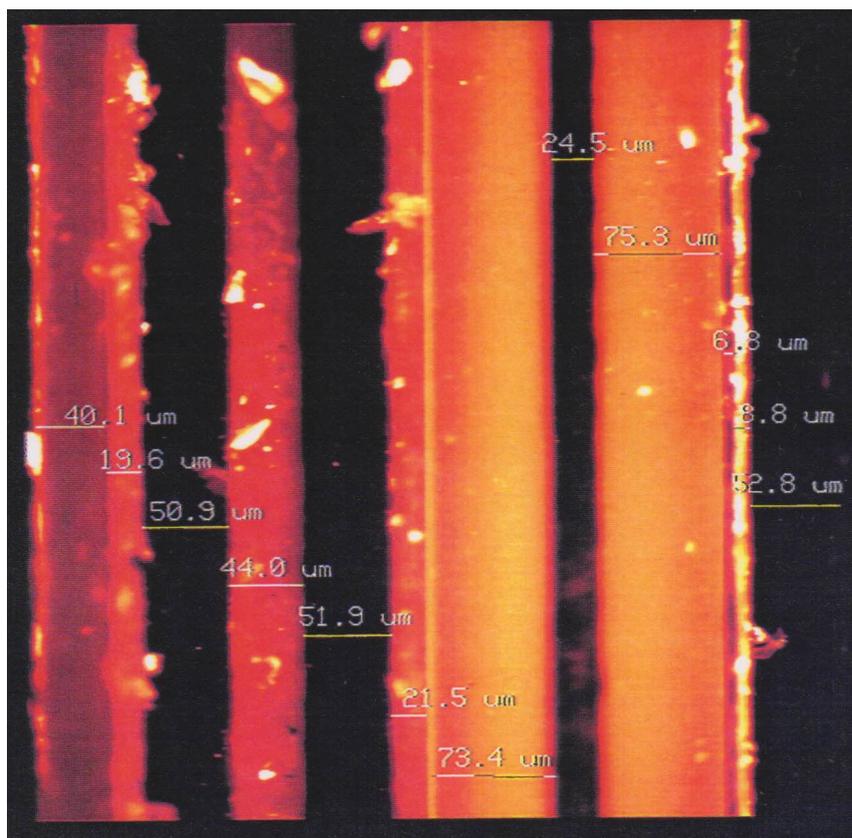


Abb. 17 Schichtstruktur einer kommerziellen Polarisationsfolie  
(Quelle: Aufnahme des Autors mit einem konfokalen Laserscanning-Mikroskop)

Durchführung von Strahlungsmessungen unverzichtbar ist, über deren logisch stringente Einführung in den Lehrbüchern aber dennoch oft relativ großzügig hinweggegangen wird. Diese Definitionen sind weitgehend unabhängig von der physikalischen Natur der betrachteten Strahlung. Sie gelten also nicht nur für elektromagnetische Strahlung sondern (unter geeigneten zusätzlichen Voraussetzungen) z.B. genau so für radioaktive Partikelstrahlung oder für akustischen Schall. Bei der Entwicklung dieser Begriffe wird vorausgesetzt, dass

- die (von der Strahlungsquelle aus nach *außen* gerichtete) Strahlungsemission auf die Oberfläche eines begrenzten Volumens, eben dem der Strahlungsquelle beschränkt ist (oder zumindest gedanklich dieser strahlenden Oberfläche zugeordnet werden darf);
- die Messung der Strahlung in einer Detektionsfläche erfolgt, die *ausreichend weit* von der Strahlungsquelle entfernt ist;
- Interferenzeffekte keine Rolle spielen, die Strahlung also insbesondere völlig

inkohärent ist; und dass

- die Strahlungsausbreitung in dem Raum zwischen Strahlungsquelle und Detektionsfläche geradlinig und absorptionsfrei erfolgt.

Dabei ist die letzte Voraussetzung nicht zwingend erforderlich, ihre Verwendung wird uns jedoch den Einstieg in diese Materie erleichtern und die Formulierung der verschiedenen Begriffsdefinitionen nicht noch weiter verkomplizieren. An einigen Stellen innerhalb dieses Buches werde ich dann gezwungen sein, diese Voraussetzung fallen zu lassen. Um nicht unnötig abstrakt werden zu müssen, werde ich mich bei der jeweiligen Formulierung dieser Begriffsdefinitionen und der zwischen ihnen geltenden Zusammenhänge an dem Fall der elektromagnetischen Strahlung orientieren. Z.B. werde ich die jeweils diskutierten Ströme meist als Energieströme bezeichnen. Außerdem werde ich zunächst keine Unterscheidung nach den zu unterschiedlichen Wellenlängen gehörenden Anteilen der Strahlung vornehmen. Da die im Folgenden zu behandelnden Messgrößen primär benötigt werden, um die **geometrisch** bedingten Zusammenhänge korrekt zu erfassen, lassen sich nämlich zu allen diesen Größen  $X$  unmittelbar die zugehörigen spektralen Dichten definieren derart, dass gilt

$$X = \int X_\lambda \cdot d\lambda \quad (11.121)$$

Die begriffliche Kennzeichnung lautet dann immer (*relative oder absolute*) *spektrale X-Dichte*. Und jede Beziehung, die zwischen verschiedenen Größen  $X^{(i)}$  gilt, bleibt dann auch für die zugehörigen spektralen Dichten  $X_\lambda^{(i)}$  erhalten. Voraussetzung für diese Vorgehensweise ist wieder insbesondere, dass jederlei Arten von Interferenzeffekten vernachlässigt werden dürfen, so dass sich die Beiträge der verschiedenen Wellenlängenbereiche zu der jeweils betrachteten Messgröße linear addieren.

Es sei noch erwähnt, dass ich an verschiedenen anderen Stellen in diesem Buch etwas unspezifisch von einer *Strahlungsintensität* (der Dimension *Leistung*) sprechen werde, also eine Präzisierung auf die in diesem Kapitel noch zu definierenden Größen vermeide. Das wird immer dann der Fall ein, wenn die genauen geometrisch-optischen Bedingungen der Strahlungsausbreitung entweder nicht genau bekannt oder relativ komplex sind, in jedem Fall aber für die zur Diskussion stehende Frage von untergeordneter Bedeutung.

### 11.7.1 Messgrößen der Strahlungsemission (\*)

Wir betrachten eine Konfiguration, die aus einer räumlich endlich ausgedehnten Strahlungsquelle mit zeitlich konstantem Abstrahlungsverhalten und einem sich daran anschließenden leeren Raum besteht. Im Inneren dieser Strahlungsquelle wird an einem Punkt  $\vec{r}$  einerseits Strahlungsstrom erzeugt, andererseits wird auch Strahlungsstrom durch Absorption vernichtet. Ein einfacher, aber realitätsnaher Ansatz

für dieses Verhalten lautet (s. Absatz S. 180)

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{j}(\vec{r}) &= \kappa(\vec{r}) - \varepsilon(\vec{r}) \cdot j(\vec{r}) \\ \kappa(\vec{r}) &: \text{volumenbezogene Dichte der Strahlungserzeugung} \\ \varepsilon(\vec{r}) &: \text{lokaler Absorptionskoeffizient des Materials der Strahlungsquelle} \end{aligned}$$

Voraussetzungsgemäss lassen sich für jede der von uns betrachteten Strahlungsquellen einfach zusammenhängende Volumina  $V_0$  finden, für die gilt

$$\begin{aligned} \kappa(\vec{r}) &= 0 \quad \forall (\vec{r} \notin V_0) \\ \varepsilon(\vec{r}) &= 0 \quad \forall (\vec{r} \notin V_0) \end{aligned}$$

Für eine beliebige geschlossene Fläche gilt nun der Gauss'sche Satz (Gl. 3.396):

$$\int_{\operatorname{Rd}(V)} \vec{P} * \vec{dA} = \int_V \nabla * \vec{P} \cdot dV$$

also auch für den Rand jedes dieser Volumina  $V_0$ . Aus der Sicht eines Beobachters außerhalb der Quelle tritt die von ihm beobachtete Strahlung aus einer wohl definierten, i.a. einfach zusammenhängenden Oberfläche aus, der *strahlenden Oberfläche*  $A_S$  der Quelle. Der Index  $S$  steht für **S**ender oder **S**ource (im Gegensatz zum später auftretenden Index  $D$  für **D**etector). Es gilt also

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{j}(\vec{r}) &> 0 \quad \forall \vec{r} \in A_S \\ &= 0 \quad \forall \vec{r} \notin A_S \end{aligned} \quad (11.122)$$

$\vec{j}$  ist die Dichte des beobachteten (Energie-)Strahlungsstroms, sie hat die Dimension  $\frac{\text{Leistung}}{\text{Fläche}}$ . Wir bilden nun für eine beliebige Fläche  $A$ , die  $A_S$  ganz umschließt, folgenden Ausdruck:

$$\int_A \vec{j}(\vec{r}) * \vec{dA} = J_S \quad (11.123)$$

Über den Gaußschen Satz (Gl. 3.396) können wir diesen Ausdruck umformen in ein Integral über das von  $A_S$  (!) umschlossene Volumen  $V_S$ ,

$$\int_A \vec{j}(\vec{r}) * \vec{dA} = \int_{V_S} \operatorname{div} \vec{j}(\vec{r}) \cdot d^3r \quad (11.124)$$

Demn das übrig bleibende Volumen  $V - V_S$  enthält nur einen leeren Raum, in ihm ist trivialerweise  $\operatorname{div} \vec{j}(\vec{r}) = 0$ . Die Größe  $J$  ist also von der Wahl der die Quelle umhüllenden Fläche  $A$  unabhängig. Sie ist die fundamentale Kenngröße der Quelle, sie hat die Dimension einer *Leistung* und wird als *Strahlungsfluss* bezeichnet. Sie kennzeichnet den gesamten von der Quelle abgestrahlten Strahlungsenergiestrom.

Wir fragen nun, wie sich der gesamte Strahlungsfluss  $J$  der Quelle auf deren (reale) strahlende Fläche  $A_S$  verteilt. Hierzu betrachten wir eine einfach zusammenhängende Teilfläche  $\delta A_S$ , die ganz in  $A_S$  liegt, und den von uns betrachteten sog. Aufpunkt mit der Ortskoordinate  $\vec{r}$  als **inneren** Punkt enthält. Den aus dieser Teilfläche  $\delta A_S$  austretenden Strahlungsfluss bezeichnen wir als  $J_{\delta A_S}$ . Zu dieser Teilfläche konstruieren wir eine gegen den Flächeninhalt 0 konvergierende Folge von Flächen  $\delta A_S^{(i)}$ , die alle ebenfalls ganz in  $A_S$  liegen und die alle diesen Punkt  $\vec{r}$  als inneren Punkt enthalten. Wir bestimmen nun den Ausdruck

$$\lim_{\delta A_S \rightarrow 0} \frac{J_{\delta A_S}}{\delta A_S} = M(\vec{r}) \quad (11.125)$$

und bezeichnen diese Größe  $M(\vec{r})$  als die *spezifische Ausstrahlung* der Quelle an der Stelle  $\vec{r}$  ihrer strahlenden Oberfläche  $A_S$ .  $M(\vec{r})$  hat die Dimension  $\frac{\text{Leistung}}{\text{Fläche}}$ .

Durch Angabe dieser Funktion  $M(\vec{r})$  ist das Strahlungsverhalten einer Quelle noch **nicht** vollständig beschrieben, denn es fehlt noch die Aussage, in welcher Weise sich die Strahlung nach Verlassen von  $A_S$  jeweils auf die unterschiedlichen Raumrichtungen verteilt. Zur Beschreibung dieser Richtungsabhängigkeit verwenden wir ein räumliches Polarkoordinatensystem  $(r_S; \vartheta_S; \varphi_S)$ , das in folgender Weise mit der jeweiligen lokalen Orientierung des strahlenden Flächenelementes verknüpft ist: Der Winkel  $\vartheta_S = 0$  entspricht einer Abstrahlung senkrecht zu  $\delta A_S$ , und der Ursprung von  $(r_S; \vartheta_S; \varphi_S)$  liegt im Schwerpunkt von  $\delta A_S$ . Unter Verwendung dieses (lokalen) Koordinatensystems verwenden wir nun eine Konstruktion, die analog ist zu unserem Vorgehen zur Definition der spezifischen Ausstrahlung: Wir schlagen um den Ursprung des lokalen Koordinatensystems  $(r_S; \vartheta_S; \varphi_S)$  eine Kugel mit dem (hinreichend großen) Radius  $a$  und definieren auf der so entstehenden Detektionsfläche  $A_D$  an einem Punkt  $P$  mit den Koordinaten  $(a; \vartheta_S; \varphi_S)$  eine Teilfläche  $\delta A_D$ . Der von  $\delta A_S$  ausgehende und sodann auf  $\delta A_D$  auftreffende Strahlungsstrom sei  $J_{\delta A_S, \delta A_D}(a, \vartheta_S; \varphi_S)$ . Für jede reale Strahlungsquelle gilt dann wieder, dass der Ausdruck

$$L(\vartheta_S; \varphi_S) = a^2 \cdot \lim_{\substack{\delta A_S \rightarrow 0 \\ \delta A_D \rightarrow 0}} \frac{J_{\delta A_S, \delta A_D}(a, \vartheta_S; \varphi_S)}{\delta A_S \cdot \delta A_D} \quad (11.126)$$

für genügend große  $a$  nicht mehr von  $a$  abhängt. Diese Größe  $L$  ist in der hier dargestellten Form in den Lehrbüchern i.a. nicht zu finden. Ich möchte sie als die *spezifische Ausstrahlungsdichte* bezeichnen, sie hat die Dimension  $\frac{\text{Leistung}}{\text{Fläche} \cdot \text{Raumwinkel}}$ .

Die spezifische Ausstrahlung bzw. die spezifische Ausstrahlungsdichte sind die zur genaueren physikalischen Beschreibung der Quelle geeigneten Größen, z.B. bei der detaillierten Modellierung der Strahlungsvorgänge der Sonne. Für die Berechnung von **Bestrahlungssituationen** z.B. bei der Verwendung dieser Quelle in einem optischen Gerät sind sie jedoch kaum geeignet, wie wir weiter unten verstehen werden. Daher spielen diese Größen auch in der Literatur der konventionellen Optik eine eher untergeordnete Rolle.

Wir wählen nun als Fläche  $A_D$  eine Kugeloberfläche mit ausreichend großem (s.u.) Durchmesser  $a$  und mit einem Punkt aus dem Inneren der gesamten Quelle als Kugelmittelpunkt, und wir benutzen zur Darstellung der geometrischen Zusammenhänge ein festes räumliches Polarkoordinatensystem  $(r; \vartheta; \varphi)$  mit dem soeben genannten Punkt aus dem Inneren der Quelle als Ursprung. Die Richtung des Referenzstrahls für dieses Koordinatensystem (mit  $\vartheta = 0; \varphi = 0$ ) gibt man i.a. in Bezug auf die Quelle an (und nicht etwa mit Hilfe des Detektors). Z.B. entscheidet man sich für eine der Symmetrieachsen der Quelle (wenn vorhanden). Sodann bestimmen wir den auf eine einfach zusammenhängende Teilfläche  $\delta A_D$  auftreffenden Strahlungsfluss

$$\delta J = \int_{\delta A_D} \vec{j}(\vec{r}) * \vec{dA} \quad (11.127)$$

Der Schwerpunkt dieser Fläche  $\delta A_D$  habe die Koordinaten  $(a; \vartheta; \varphi)$ . Für jede reale Strahlungsquelle gilt nun, dass die Größe

$$I(\vartheta, \varphi) = a^2 \cdot \lim_{\delta A_D \rightarrow 0} \frac{\int_{\delta A_D} \vec{j}(\vec{r}) * \vec{dA}}{\delta A_D} \quad (11.128)$$

unabhängig von  $a$  wird, sobald nur ein gewisser Mindestabstand  $a_0$  eingehalten wird, den man auch als den *photometrischen Mindestabstand* bezeichnet. Geometrisch-optisch betrachtet ist dieser Mindestabstand dadurch gegeben, dass die für die unterschiedlichen Flächenelemente  $\delta A_S$  jeweils in unterschiedlichem Ausmaß wirksamen Abschattungseffekte sich nicht mehr signifikant verändern, wenn man bei konstanten Werten  $(\vartheta, \varphi)$ , also bei konstanter Abstrahlungsrichtung den Abstand zwischen Quelle und Detektor vergrößert. Den innerhalb des so festgelegten photometrischen Mindestabstands bezeichnet man als den *Nahfeldbereich* der Strahlungsquelle. Der Grenzübergangsprozess  $\delta A_D \rightarrow 0$  in Gl. 11.128 ist wieder derart zu führen, dass der Flächenschwerpunkt hierbei unverändert bleibt. Da in der strahlungsphysikalischen Messtechnik aus vielerlei Gründen eine Messgenauigkeit von besser als 1 · % nur schwierig zu erreichen ist, genügt es auch an dieser Stelle sicher zu stellen, dass sich  $I(\vartheta, \varphi)$  beim Übergang von  $a = a_0$  nach  $a \rightarrow \infty$  nur noch um weniger als 1 · % verändert. Die durch die Gl. 11.128 definierte Größe wird als *Strahlungsstärke* bezeichnet, sie hat die Dimension  $\frac{\text{Leistung}}{\text{Raumwinkel}}$ . Sie hat offensichtlich eine enge logische Verwandtschaft zur spezifischen Ausstrahlungsdichte (Gl. 11.126), sie hat aber nicht dieselbe Dimension und lässt sich i.a. auch nicht auf einfache Weise aus dieser ausrechnen! Der relative Verlauf von  $I(\vartheta, \varphi)$  wird auch als die *Indikatrix* der Strahlungsquelle bezeichnet. Diese Größe verändert sich i.a. deutlich mit den Koordinaten  $\vartheta$  und  $\varphi$ . Wir werden hierauf im Kapitel 11.8 noch mehrfach genauer eingehen. Um ein Trivialbeispiel zu nennen: Bei einer konventionellen Glühlampe geht von deren Sockelbereich i.a. keine Strahlung aus, zumindest keine im sichtbaren Wellenlängenbereich. In diesem Winkelbereich beträgt der Wert von  $I(\vartheta, \varphi)$  daher annähernd 0.

Einem Beobachter, der sich an einem bestimmten Punkt auf der oben eingeführten Fläche  $A_D$  befindet, zeigt sich die Strahlungsquelle als strahlende Fläche  $A_S^*$ , die **nicht** mit  $A_S$  übereinstimmt, sondern sich (z.B.) aus der Punkt-Projektion von  $A_S$  auf die um den Beobachtungspunkt  $P$  mit demselben Radius  $a$  geschlagene Kugel ergibt, s. Abb. 18. Zur konsequenten Unterscheidung von  $A_S$  bezeichne ich  $A_S^*$  als die *effektive Strahlungsfläche* der Quelle. Flächenanteile von  $A_S$ , die von den vom

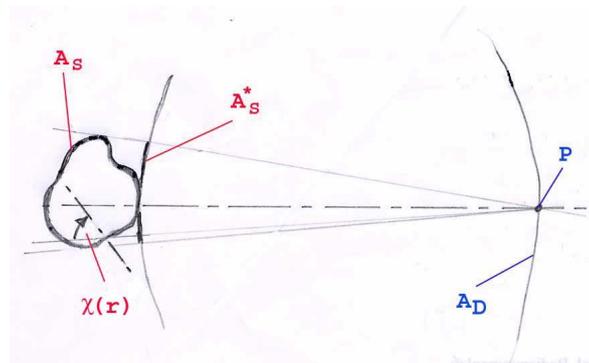


Abb. 18 Strahlende Oberfläche  $A_S$  einer Strahlungsquelle und die zur Definition der strahlungsphysikalischen Größen benötigten Hilfsflächen

Beobachtungspunkt  $P$  ausgehenden Projektionsstrahlen nicht erfasst werden, die also von  $P$  aus nicht *zu sehen* sind, tragen zu der Strahlung, die von  $A_S^*$  in die zum Punkt  $P$  weisende Richtung abgestrahlt wird, **nicht** bei. Die verbleibenden Flächenelemente  $dA_S$  werden entsprechend dem Winkel  $\chi(\vec{r})$  zwischen den beiden Flächenelementen  $\vec{dA}_S$  und  $\vec{dA}_S^*$  gestaucht, s. wieder Abb. 18,

$$dA_S^* = dA_S \cdot \cos \chi \quad (11.129)$$

Es erscheint mir wichtig noch einmal festzuhalten, dass sich die effektive Strahlungsfläche  $A_S^*$  i.a. deutlich von der realen strahlenden Fläche  $A_S$  unterscheidet, und dass dieser Unterschied sich i.a. auch noch signifikant mit der Beobachtungsrichtung  $(\vartheta, \varphi)$  ändert.

Auf dieser Fläche  $A_S^*$  führen wir nun einen verwandten Grenzübergangsprozess aus wie denjenigen, der uns zur Definition der Strahlungsstärke geführt hat. Wir betrachten ein Flächenelement  $\delta A_S^*$ , das ganz innerhalb von  $A_S^*$  liegt, und den Aufpunkt mit der Ortskoordinate  $\vec{r}^*$  als **inneren** Punkt enthält, und von dem der Strahlungsstrom  $\vec{j}_{\delta A_S^*}(\vec{r}^*)$  in die betrachtete, durch  $\vartheta$  und  $\varphi$  festgelegte Richtung ausgeht. Dies führt zu einer Strahlungsstärke in diese Richtung von

$$I_{\delta A_S^*}(\vartheta, \varphi) = a^2 \cdot \lim_{\delta A_S^* \rightarrow 0} \frac{\int \vec{j}_{\delta A_S^*}(\vec{r}^*) * \vec{dA}}{\delta A_S^*} \quad (11.130)$$

Bei dem nun folgenden Prozess  $\delta A_S^* \rightarrow 0$  bleibt der Aufpunkt innerer Punkt sämtlicher Teilflächen  $\delta A_S^*$ . Mit Hilfe dieser Vorbereitungen betrachten wir nun die Größe

$$\lim_{\delta A_S^* \rightarrow 0} \frac{I_{\delta A_S^*}(\vartheta, \varphi)}{\delta A_S^*} = L(\vec{r}^*, \vartheta, \varphi) \quad (11.131)$$

Vorsicht, es gilt unbedingt zu beachten: Die Koordinate  $\vec{r}^*$  ist die des ausgewählten Punktes auf der strahlenden Fläche  $A_0^*$ ,  $\vartheta$  und  $\varphi$  sind dagegen die Winkelkoordinaten des ausgewählten Punktes auf der Detektionskugeloberfläche  $A_D$ . Diese Größe  $L$  wird als *Strahlungsdichte* bezeichnet, sie hat die Dimension  $\frac{\text{Leistung}}{\text{Raumwinkel} \cdot \text{Fläche}}$ . Sie entsteht offensichtlich durch eine Definition, die sowohl Elemente der Strahlungsemission als auch der Detektion verwendet. Ihr Zahlenwert ist wohl ausschließlich durch die Eigenschaften der Strahlungsquelle vorgegeben, ihre Definition ist aber bereits primär auf die Anforderungen bei der Berechnung von Kenngrößen der Strahlungsdetektion zugeschnitten, so dass umgekehrt andere, mehr integrale Eigenschaften der Strahlungsquelle nur schwierig aus der Funktion  $L(\vec{r}^*, \vartheta, \varphi)$  berechnet werden können. Im Falle von Strahlungsquellen mit ausreichender räumlicher Symmetrie lassen sich allerdings diese Unterscheidungen auf relativ einfache geometrische Korrekturen reduzieren, s. Abschnitt 11.8.1.

Offensichtlich gelten (unabhängig von der konkreten räumlicher Symmetrie der betrachteten Strahlungsquelle) folgende Beziehungen zwischen den in diesem Abschnitt definierten Größen:

$$J_S = \int_{A_S} M(\vec{r}) \cdot dA_S \quad (11.132)$$

$$I(\vartheta, \varphi) = \int_{A_S^*} L(\vec{r}^*, \vartheta, \varphi) \cdot dA_S^* \quad (11.133)$$

### 11.7.2 Messgrößen der Bestrahlung (-)

Die Begriffsbildungen der strahlungsphysikalischen Messgrößen zur Charakterisierung der *Bestrahlung* sind logisch etwas einfacher strukturiert als die der Strahlungsemission, da für ihre Definition eine partielle Vermischung der beiden Aspekte der Emission und der Detektion nicht üblich und auch nicht erforderlich ist. Ausgang aller nun folgenden Begriffsbildungen ist die Annahme einer wohl definierten ebenen Detektionsfläche  $A_D$ . Den gesamten auf diese Fläche (aus einem beliebigen Raumwinkelbereich) auftreffenden Strahlungsenergiestrom bezeichnen wir als den *Bestrahlungsstrom*  $J_D$ . Er hat die Dimension einer *Leistung*  $= \frac{\text{Energie}}{\text{Zeit}}$ . I.a. wird sich dieser Bestrahlungsstrom nicht gleichmäßig über die Fläche  $A_D$  verteilen, so dass es zur logisch strengen Definition einer auf die Fläche bezogenen Größe wieder eines Grenzübergangsprozesses bedarf. Wir definieren die Größe

$$E(\vec{r}) = \lim_{\delta A_D \rightarrow 0} \frac{J_{\delta A_D}(\vec{r})}{\delta A_D} \quad (11.134)$$

und bezeichnen sie als die *Bestrahlungsstärke* an der Stelle  $\vec{r} \in A_D$ . Der Aufpunkt  $\vec{r}$  ist wieder in allen bei diesem Grenzübergangsprozess benutzten Flächen  $\delta A_D^{(i)}$  als **innerer** Punkt enthalten.  $E$  hat die Dimension  $\frac{\text{Leistung}}{\text{Fläche}}$  und ist damit **nicht** das unmittelbare Analogon zur Strahlungsstärke  $I$ , die auf einen Raumwinkel und nicht auf eine Fläche bezogen ist.

Wir gehen nun wieder noch einem Schritt weiter und betrachten die Verteilung des auf das Detektor-Flächen-Element  $\delta A_D$  auftreffenden Energiestroms  $J_D(\delta A_D)$  über die verschiedenen Bereiche des Einstrahlwinkels. Als Koordinatensystem verwenden wir ein räumliches Polarkoordinatensystem  $(r, \vartheta, \varphi)$ , das mit dem Element  $\delta A_D$  der Detektorfläche verbunden ist und dessen Referenzstrahl ( $\vartheta = 0, \varphi = 0$ ) durch die Flächensenkrechte von  $\delta A_D$  im Punkt  $\vec{r}$  gebildet wird. Wir bestimmen sodann den Anteil von  $J_{\delta A_D}(\vec{r})$ , der aus dem Raumwinkel-Element  $\delta\Omega$ , das um die betrachtete Einstrahlrichtung herum konzentriert ist, heraus auf das Flächenelement  $\delta A_D$  auftrifft. Diesen Anteil bezeichnen wir mit  $\delta J_{\delta A_D, \delta\Omega}(\vec{r}, \vartheta, \varphi)$  und bilden den Grenzwert

$$E_{\Omega}(\vec{r}, \vartheta, \varphi) = \lim_{\substack{\delta\Omega \rightarrow 0 \\ \delta A_D \rightarrow 0}} \frac{\delta J_{\delta A_D, \delta\Omega}(\vec{r}, \vartheta, \varphi)}{\delta A_D \cdot \delta\Omega} \quad (11.135)$$

$E_{\Omega}$  bezeichnen wir als die (raumwinkelbezogene) *spezifische Bestrahlungsdichte*. Sie hat die Dimension  $\frac{\text{Energiestrom}}{\text{Fläche} \cdot \text{Raumwinkel}}$ . Ihre Verwendung wird insbesondere bei großflächigen Bestrahlungsquelle sinnvoll. Allerdings ist ihre Verwendung in der Literatur weitgehend unüblich.

Bei vielen Bestrahlungsexperimenten (z.B. der Belichtung eines photographischen Films oder der UV-Strahlungsbelastung der menschlichen Haut bei einem Sonnenbad) ist nicht die Bestrahlungsstärke  $E$  selbst, sondern deren Zeit-Integral von primärer Relevanz. Diese Größe

$$H = \int_{\Delta t} E(t) \cdot dt \quad (11.136)$$

bezeichnen wir als *Bestrahlung*. Die Dimension dieser Größe ist  $\frac{\text{Energie}}{\text{Fläche}}$ .

### 11.7.3 Messgrößen des Strahlungsfeldes (-)

Wir werden uns nun mit physikalischen Größen befassen, die das Strahlungsfeld selbst beschreiben, also den Zustand der Strahlung während ihres Verlaufs durch den Raum zwischen Sender und Detektor quantitativ erfassen. Dabei suchen wir nach Größen, die die Kenngrößen der Strahlungsquelle(n) incl. ihrer Position(en) im Raum nicht explizit verwenden. Es liegt daher nahe, als fundamentale Kenngröße für die Intensität des Strahlungsfeldes eine solche zu suchen, die in ihrer Definition keine Richtung im Raum auszeichnet. Wir beginnen unsere weiteren Überlegungen mit der Definitionsgl. 11.135 für die raumwinkelbezogene spezifische Bestrahlungsdichte an dem Punkt  $\vec{r}$  einer Fläche und befreien diese Definition von der Verknüpfung mit einer vorgegebenen bestrahlten Fläche, indem wir das Strahlungselement  $\delta J$  nicht mehr für

das (detektorspezifische) Flächenelement  $\delta A_D$  bestimmen, sondern für ein Flächenelement  $\delta A_\perp$ , das **immer** senkrecht zur betrachteten Raumrichtung  $(\vartheta, \varphi)$  orientiert ist. Dann erhalten wir bei dem nachfolgenden Grenzübergang

$$E_\Omega(\vec{r}, \vartheta, \varphi) = \lim_{\substack{\delta\Omega \rightarrow 0 \\ \delta A_\perp \rightarrow 0}} \frac{\delta J_{\delta A_\perp, \delta\Omega}(\vec{r}, \vartheta, \varphi)}{\delta A_\perp \cdot \delta\Omega} \quad (11.137)$$

eine Größe, die von der bisher benutzten, als *Detektorfläche* bezeichneten Fläche nur noch deren Flächennormale verwendet, um nämlich über sie die Richtung des Referenzstrahls für das benutzte Koordinatensystem festzulegen. Sobald wir daher die Gl. 11.137 über alle Raumrichtungen integrieren, hängt das Ergebnis in keiner Weise mehr von der Auswahl dieser Detektorfläche ab. Es hat sich eingebürgert, diese Größe

$$j^{(E)}(\vec{r}) = \int_0^{4\pi} E_\Omega(\vec{r}, \vartheta, \varphi) \cdot d\Omega = \int_{\vartheta=0}^{\vartheta=\pi} \int_{\varphi=2\cdot\pi} E_\Omega(\vec{r}, \vartheta, \varphi) \cdot d\vartheta \cdot d\varphi \quad (11.138)$$

von der Dimension  $\frac{\text{Energiestrom}}{\text{Fläche}}$  als die *Raumbestrahlungsstärke* an der Stelle  $\vec{r}$  zu bezeichnen. Der Leser sollte sich durch diese in der Literatur übliche Wortschöpfung nicht verwirren lassen: Die Raumbestrahlungsstärke ist (bis auf einen Skalierungsfaktor) nichts anderes als die mit dem Strahlungsfeld am Ort  $\vec{r}$  verbundene **skalare** Energiestromdichte.

Zum besseren Verständnis dieser Messgröße betrachten wir ein einfaches Beispiel: ein Strömungsfeld, das von einem Teilchenstrom konstanter Teilchendichte  $n$  gebildet wird, die alle (nach Betrag **und** Richtung) dieselbe Geschwindigkeit  $\vec{v}$  haben und pro Teilchen dieselbe Energie  $\hat{e}$  transportieren. Die (auf die senkrecht durchströmte Fläche bezogene) Dichte des Energiestroms beträgt dann einfach

$$j^{(E)} = \hat{e} \cdot n \cdot v \quad (11.139)$$

Handelt es sich bei den Teilchen um Photonen, die Quasiteilchen der elektromagnetischen Strahlung, so gilt

$$j^{(E)} = \hbar \cdot \omega \cdot c_0 \cdot n \quad (11.140)$$

Im Fall einer **unidirektionalen** elektromagnetischen Strahlung ist also die Raumbestrahlungsstärke  $j^{(E)}$  bis auf den Skalierungsfaktor  $\hbar \cdot \omega \cdot c_0$  mit der Photonendichte identisch und damit bis auf einen weiteren Faktor (XXX: präzisieren) identisch mit dem quadratischen Mittelwert der lokalen elektrischen (oder auch magnetischen) Feldstärke (s. Kapitel 6.2.3). Solange die zu Beginn dieses Kapitels verlangte Bedingung der vollständigen Inkohärenz der betrachteten Strahlung erfüllt ist, kann wegen des Superpositionsprinzips der elektromagnetischen Strahlung (Abschnitt 11.1.1) dieses Ergebnis unmittelbar auf ein in diesem Sinne *beliebiges* Strahlungsfeld übertragen werden, das also Strahlungskomponenten enthält, die sich in beliebigen Richtungen

ausbreiten. Die Raumbestrahlungsstärke eines elektromagnetischen Strahlungsfeldes, bei dem sich die zu den unterschiedlichen Ausbreitungsrichtungen gehörenden Anteile inkohärent überlagern, an der Stelle  $\vec{r}$  ist also bis auf den Skalierungsfaktor  $\frac{c_0}{4}$  (s. Gl. 8.454) identisch mit der mittleren Photonendichte an derselben Stelle  $\vec{r}$ .

Daher ist bei jeder Art von experimenteller Anordnung zur Untersuchung von Wechselwirkungen (z.B. Absorption, Fluoreszenz, chemische Zersetzung etc.) zwischen elektromagnetischer Strahlung und einem Probekörper die am Ort des Probekörpers herrschende Raumbestrahlungsstärke die relevante, die Stärke der Strahlungsbeanspruchung des Probekörpers korrekt kennzeichnende Messgröße. Diese Aussage gewinnt insbesondere dann an Bedeutung, wenn die Strahlung innerhalb des Probekörpers nur unwesentlich geschwächt wird. Dann nämlich können die an Grenzflächen reflektierten Strahlungsanteile und deren lokale kohärente Überlagerung neue und ggffls. sehr überraschende Effekte bewirken.

#### 11.7.4 Spektrale Gewichtung optischer Strahlung (\*)

Bei der Einführung der strahlungsphysikalischen Einheiten haben wir die spektrale Verteilung der betrachteten Strahlung, d.h. die Verteilung des gesamten Strahlungsstroms auf den möglichen Wellenlängenbereich des elektromagnetischen Spektrums nicht beachtet. Jeder von einer realen Strahlungsquelle emittierte Strahlungsstrom  $J$  ist aber über einen endlichen Wellenlängenbereich verteilt und es gilt

$$J = \int_{\lambda=0}^{\infty} \frac{dJ(\lambda)}{d\lambda} \cdot d\lambda = \int_{\lambda=0}^{\infty} J_\lambda(\lambda) \cdot d\lambda \quad (11.141)$$

$J_\lambda(\lambda)$  bezeichnen wir dann als die auf die Wellenlänge  $\lambda$  bezogene *spektrale Dichte* des Strahlungsstroms  $J$ . Die Integration gem. Gl. 11.141 können wir formal dahin gehend interpretieren, dass zur Berechnung des gesamten Strahlungsstroms  $J$  die in den unterschiedlichen Wellenlängenbereichen liegenden Strahlungsanteile mit dem einheitlichen Gewichtungsfaktor 1 belegt werden. Dieses ist offensichtlich nicht die einzig mögliche und auch keinesfalls immer die günstigste, d.h. der aktuellen Fragestellung am besten angepasste Form der Gewichtung. In vielen Anwendungen interessiert nämlich nicht primär der über das gesamte Spektrum integrierte Wert einer strahlungsphysikalischen Größe, sondern der mit einer anwendungsspezifischen Gewichtungsfunktion belegte Wert dieses Integrals. Soll z.B. der vom menschlichen Auge bewertete Helligkeitseindruck einer bestrahlten Fläche quantifiziert werden, wird man nicht die Bestrahlungsstärke  $E$  selbst verwenden sondern die mit der sog. Augenempfindlichkeit  $v(\lambda)$  (s. Abschnitt 11.14.5) gewichtete Größe

$$E_v(\vec{r}) = \int \frac{\partial E(\vec{r}; \lambda)}{\partial \lambda} \cdot v(\lambda) \cdot d\lambda \quad (11.142)$$

Um diese sich nur durch die unterschiedliche Gewichtung voneinander unterscheidenden Größen auch in der Schreibweise zu erkennen, hat es sich eingebürgert, dieselben

Buchstaben zu deren Kennzeichnung zu verwenden, und die Unterscheidung durch einen entsprechenden unteren Index vorzunehmen. So bezeichnet  $E_e(\vec{r})$  die mit der Energie gewichtete Bestrahlungsstärke im engeren Sinne,  $E_n(\vec{r})$  die mit der Photoneanzahl gewichtete Bestrahlungsstärke und schließlich  $E_v(\vec{r})$  die mit  $v(\lambda)$  gewichtete, als *Beleuchtungsstärke* bezeichnete Größe. Den internationalen Normen folgend ([8]) definieren wir die Funktion  $v(\lambda)$  als

$$v(\lambda) = v^{(1)}(\lambda) \cdot 680 \cdot \frac{lm}{W} \quad (11.143)$$

$$\max_{\lambda} v^{(1)}(\lambda) = v^{(1)}(550 \cdot nm) = 1 \quad (11.144)$$

Die in dieser Definition auftretende Funktion

$$0 \leq v^{(1)}(\lambda) \leq 1 \quad (11.145)$$

ist dimensionslos. Auf diese Weise erhalten alle mit  $v(\lambda)$  gewichteten, als *photometrisch* bezeichneten Größen eine mit der auf diese Weise definierten photometrischen Basiseinheit *Lumen* (*lm*) verknüpfte Einheit. Außerdem haben sie meist eine neue mit dem Wortstamm *Licht* verknüpfte eigene Bezeichnung erhalten. Im nachfolgenden Abschnitt werde ich diese verschiedenen Größen noch einmal vergleichend einander gegenüberstellen.

Die Gewichtung mit  $v(\lambda)$  ist keinesfalls die einzige praxisrelevante Art der Gewichtung von optischer Strahlung. So ist es z.B. naheliegend, zur Beurteilung der Wirkung von optischer Strahlung mit signifikantem ultravioletten Anteil auf die menschliche Haut deren sog. *erythemische Strahlungsempfindlichkeit* (s. Abb. 19 sowie [9]) als Gewichtungsfunktion zu verwenden. Diese quantifiziert die wellenlängenabhängige Empfindlichkeit der menschlichen Haut gegenüber Strahlungsschäden durch ultraviolettes Licht. Und um ein weiteres Beispiel zu nennen: Polymere Zahnfüllmassen enthalten meist einen sog. Beschleuniger, der durch UV-Licht aktiviert werden kann und sodann den Polymerisationsprozess auslöst. Die Bewertung von Strahlungsquellen, die für diese Lichthärtung von Zahnfüllmassen eingesetzt werden sollen, erfolgt vorzugsweise mit einer spektralen Gewichtung entsprechend der spektralen Empfindlichkeit dieses Beschleunigers.

#### 11.7.5 Zusammenfassende Darstellung (-)

Um die in den vorangegangenen Abschnitten erläuterten Begriffsdefinitionen dem Leser weiter zu verdeutlichen und sowohl die Zusammenhänge zwischen ihnen als auch ihre Unterschiede noch einmal herauszustellen, habe ich alle diese Definitionen nachfolgend noch einmal in Form von Blöcken aufgelistet. Jeder Block fasst logisch eng miteinander verknüpfte Größen derselben physikalischen Einheitenklasse zusammen. Die Blocküberschrift erläutert diese Klasse. Danach beschreibt jeweils die Zeile (1) die zur Strahlungsemission gehörende Größe und ihre Einheit; (2) (wenn gebräuchlich) die zugehörige photometrische Emissionsgröße und deren

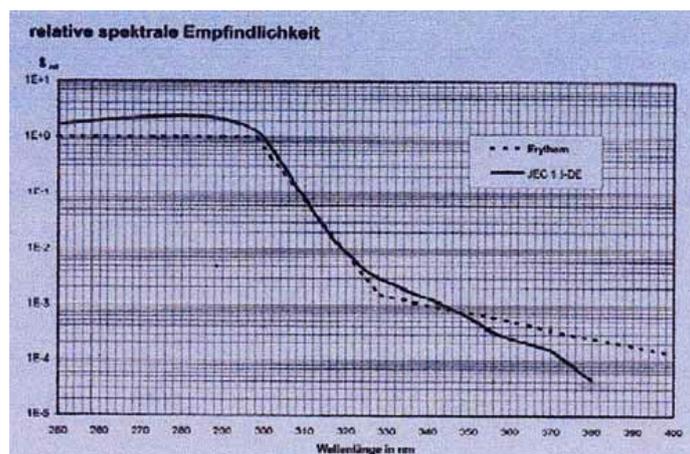


Abb. 19 Relative spektrale Empfindlichkeit der erythemischen Reizung menschlicher Haut

(Angaben eines Herstellers von hierauf angepassten Detektoren)

Einheit;

(3) (wenn gebräuchlich) die entsprechende Bestrahlungsgröße und deren Einheit; und schließlich

(4) (wenn gebräuchlich) die zugehörige photometrische Beleuchtungsgröße und deren Einheit.

#### Gesamter dem betrachteten Objekt zugeordneter Energiestrom:

- |                       |       |      |
|-----------------------|-------|------|
| (1) Strahlungsfluss   | $J_e$ | $W$  |
| (2) Lichtstrom        | $J_v$ | $lm$ |
| (3) Bestrahlungsstrom | $J_e$ | $W$  |
| (4) Lichtstrom        | $J_v$ | $lm$ |

#### Energiestrom pro Fläche:

- |                                   |       |                       |
|-----------------------------------|-------|-----------------------|
| (1) spezifische Ausstrahlung      | $M_e$ | $\frac{W}{m^2}$       |
| (2) spezifische Lichtausstrahlung | $M_v$ | $\frac{lm}{m^2}$      |
| (3) Bestrahlungsstärke            | $E_e$ | $\frac{W}{m^2}$       |
| (4) Beleuchtungsstärke            | $E_v$ | $\frac{lm}{m^2} = lx$ |

#### (Während eines Vorgangs übertragene) Energie pro Fläche:

- |                        |       |                                       |
|------------------------|-------|---------------------------------------|
| (1) nicht gebräuchlich |       |                                       |
| (2) nicht gebräuchlich |       |                                       |
| (3) Bestrahlung        | $H_e$ | $\frac{J}{m^2}$                       |
| (4) Belichtung         | $H_v$ | $\frac{lm \cdot s}{m^2} = lx \cdot s$ |

**Energiestrom pro Fläche und Raumwinkel:**

- |     |                                 |       |  |
|-----|---------------------------------|-------|--|
| (1) | Spezifische Ausstrahlungsdichte | $L_e$ | $\frac{W}{\text{sterad}\cdot\text{m}^2}$   |
| (2) | Leuchtdicht                     | $L_v$ | $\frac{\frac{lm}{\text{sterad}\cdot\text{m}^2}}{\text{sterad}\cdot\text{m}^2} = \frac{cd}{\text{m}^2}$ |
| (3) | (nicht gebräuchlich)            |       |  |
| (4) | (nicht gebräuchlich)            |       |  |

**Gesamter Energiestrom pro Raumwinkel:**

- |     |                    |       |   |
|-----|--------------------|-------|---|
| (1) | Strahlungsstärke   | $I$   | $\frac{W}{\text{sterad}}$                             |
| (2) | Lichtstärke        | $I_v$ | $\frac{\frac{lm}{\text{sterad}}}{\text{sterad}} = cd$ |
| (3) | nicht gebräuchlich |       |   |
| (4) | nicht gebräuchlich |       |   |

**Gesamter Energiestrom pro Fläche:**

- |     |                               |       |   |
|-----|-------------------------------|-------|---|
| (1) | spezifische Ausstrahlung      | $M_e$ | $\frac{W}{\text{m}^2}$                          |
| (2) | spezifische Lichtausstrahlung | $M_v$ | $\frac{\frac{lm}{\text{m}^2}}{\text{m}^2}$      |
| (3) | Bestrahlungsstärke            | $E_e$ | $\frac{W}{\text{m}^2}$                          |
| (4) | Beleuchtungsstärke            | $E_v$ | $\frac{\frac{lm}{\text{m}^2}}{\text{m}^2} = lx$ |

Als erste Einübung in den Umgang mit diesen Größen eignet sich die Aufgabe 3.

**11.8 Optische Strahlungsquellen (-)**

Optische Strahlungsquellen haben die Aufgabe, ständig elektromagnetische Strahlung in einem vorgegebenen Wellenlängenbereich und mit einem Strahlungsstrom vorgegebener Stärke abzustrahlen. Die hierfür erforderliche Energie wird meist in Form von elektrischer Energie zugeführt. Eine fundamentale Kenngröße jeder Strahlungsquelle ist daher der *Strahlungs-Wirkungsgrad*

$$\eta = \frac{\text{emittierter Strahlungsstrom im spezifizierten Spektralbereich}}{\text{zugeführter Energiestrom}} \quad (11.146)$$

Wie jeder Wirkungsgrad (vgl. Abschnitt 8.8.9) ist auch die durch die Gl. 11.146 definierte Größe insbesondere durch den jeweiligen Anwendungszweck definiert. Wie bereits im Abschnitt 11.7.4 erläutert, belegt man nämlich in vielen Fällen den emittierten Strahlungs-Energiestrom noch mit einer Gewichtsfunktion,

$$\eta = \frac{\int J_\lambda(\lambda) \cdot g(\lambda) \cdot d\lambda}{J_{\text{Heizung}}} \quad (11.147)$$

- |                      |   |  |
|----------------------|---|--|
| $J_{\text{Heizung}}$ | : | insgesamt zugeführter Energiestrom     |
| $J_\lambda(\lambda)$ | : | spektrale Dichte des Strahlungsstroms  |
| $g(\lambda)$         | : | anwendungsspezifische Gewichtsfunktion |

Hierdurch liegt gleichzeitig der bisher nur verbal genannte *vorgegebene Wellenlängenbereich* quantitativ fest. Benutzt man eine Gewichtsfunktion  $g(\lambda)$ , die in ihrem Wertebereich nach oben beschränkt ist, z.B. auf den Wert

$$g(\lambda) \leq 1, 0 \quad (11.148)$$

so ist auch der Wertebereich, den der Wirkungsgrad einer Strahlungsquelle annehmen kann, nach oben beschränkt. Diesem oberen Grenzwert kann man nur dann nahe kommen, wenn die emittierte optische Strahlung sehr eng um die *bevorzugte Wellenlänge*  $\lambda_0 : g(\lambda_0) = 1$  konzentriert ist.

Besteht der Anwendungszweck einer Strahlungsquelle in der **Beleuchtung** eines Raumes oder einer Fläche, wird also der Grad dieser Beleuchtung mit dem menschlichen Auge bewertet, dann ist als Gewichtsfunktion  $g(\lambda)$  die Funktion  $v(\lambda)$  (s. Gl. 11.143) zu nehmen. Diese ist aber gem. [8] weder normiert noch auf Werte  $\leq 1$  beschränkt, sondern überdies noch mit der Dimension  $\frac{\text{Lumen}}{\text{Watt}}$  versehen. Die analog zur Gl. 11.147 zu berechnende Größe

$$\frac{\int J_\lambda(\lambda) \cdot v_\lambda(\lambda) \cdot d\lambda}{J_{\text{Heizung}}} \quad (11.149)$$

ist daher ebenfalls dimensionsbehaftet. Unserem im Abschnitt 8.8.9 dargelegten allgemeinen Konzept folgend werden wir diese Größe der Dimension  $\frac{\text{Lumen}}{\text{Watt}}$  daher auch nicht als Wirkungsgrad bezeichnen, sondern als *Lichtausbeute*. In dieser Definition beträgt die maximal erreichbare Lichtausbeute offenbar

$$S_{\text{max}}^{(v_\lambda)} = 680 \cdot \frac{\text{Lumen}}{\text{Watt}} \quad (11.150)$$

Für jede Strahlungsquelle ist die relative spektrale Verteilung der von ihr emittierten Strahlung, also der Verlauf der (vorzugsweise auf den Wert 1 normierten) Funktion

$$\frac{1}{J} \cdot J_\lambda(\lambda) \quad (11.151)$$

ein wichtiges Auswahlkriterium, jedoch immer unter genauer Abwägung in Bezug auf die jeweilige technische Anwendung. Bei Kontinuumsstrahlern für sichtbares Licht hat es sich eingebürgert, den Verlauf dieser Funktion durch Angabe eines einzigen Zahlenwertes zu approximieren, nämlich durch die sog. *Farbtemperatur*. Hierunter verstehen wir diejenige Temperatur, die ein schwarzer Körper haben muss, damit die von ihm emittierte thermische Strahlung im x/y-DIN-Farbraum (s. Abschnitt 11.14.5) dieselben Koordinaten hat wie die Strahlung der betrachteten Strahlungsquelle (s. [10]). Das direkte Sonnenlicht hat eine Farbtemperatur von etwa  $6000 \cdot K$ , das Licht einer Kerzenflamme etwa  $1000 \cdot K$ . Für Beleuchtungszwecke im engeren Sinne wird man i.a. eine Farbtemperatur anstreben, die möglichst nahe an die des Tageslichtes herankommt. Als Strahlungsquellen für optische Messgeräte

wird man dagegen eine Strahlungsquelle anstreben mit einem möglichst hohen relativen Anteil an Strahlung aus dem für die Messaufgabe benötigten Wellenlängenbereich. Denn die übrige Strahlung verschlechtert nicht nur den gem. Gl. 11.147 definierten Wirkungsgrad der Strahlungsquelle, ihre sichere Eliminierung aus dem optischen Messkanal erfordert oft auch einen erheblichen apparativen Aufwand. In Messsystemen, die eine sehr enge Wellenlängenfilterung der Messstrahlung verlangen, entscheidet man sich daher heute oft für einen Laser als Strahlungsquelle, auch wenn dessen prinzipielle Eigenschaft, die Kohärenz der erzeugten Strahlung, gar nicht erforderlich ist.

Bei nahezu jeder Auswahl einer Strahlungsquelle ist der von ihr mit Strahlung gefüllte Raumwinkelbereich ein wichtiges Auswahlkriterium. Ist deren primäre Funktion die Ausleuchtung eines Raumes, so wird man i.a. eine Strahlungsquelle auswählen, die einen möglichst großen Raumwinkelbereich mit Licht füllt. Die wichtigste Kenngröße ist in diesem Fall der abgegebene Strahlungsstrom. Soll dagegen nur ein relativ kleiner Raumwinkel mit Strahlung gefüllt werden, ist die (auf den Raumwinkel bezogene) Strahlungsdichte wichtiger als der gesamte Strahlungsstrom.

Sobald bei der aktuellen Aufgabenstellung Interferenzeffekte eine signifikante Rolle spielen, ist der Grad der Kohärenz eine entscheidende Kenngröße der Strahlungsquelle, die es genau zu berücksichtigen gilt. In manchen Anwendungen darf z.B. die Kohärenzlänge einen gewissen Grenzwert nicht überschreiten. In einer ganzen Klasse von Anwendungen muss dagegen die Kohärenzlänge **über** einem gewissen Grenzwert liegen, der dann oft so hoch ist, dass nur ein Laser als Strahlungsquelle in Frage kommt.

### 11.8.1 Strahlungsquellen mit vereinfachtem Abstrahlungsverhalten (\*)

Wie so oft bei der Diskussion realer physikalischer Objekte ist es auch bei der Behandlung und Charakterisierung realer Strahlungsquellen hilfreich, zunächst idealisierte Objekte zu behandeln mit besonders einfachem Abstrahlungsverhalten. Auf der Basis der hierbei erarbeiteten einfachen Zusammenhänge ist es dann leichter, die Erweiterungen zu behandeln, die es bei dem Übergang auf reale Strahlungsquellen vorrangig zu beachten gilt.

Dieses angesprochene idealisierte Strahlungsverhalten bezieht sich einerseits auf die Abstrahlungsgeometrie, also die Verteilung des Strahlungsstroms auf den Raumwinkel, und andererseits auf dessen spektrale Verteilung.

Ich beginne mit der Diskussion von Strahlern, die eine idealisierte Abstrahlungsgeometrie zeigen.

### Einfache Abstrahlungsgeometrie (-)

Die einfachste geometrische Form, die eine Strahlungsquelle haben kann, ist die einer Kugel vom Radius  $R$ , bei der die gesamte Kugeloberfläche als strahlende Fläche  $A_S$  wirkt. Und wenn die spezifische Ausstrahlung  $M(\vec{r})$  auf dieser Fläche konstant

ist und die spezifische Ausstrahlungsdichte überdies gleichmäßig über den jeweiligen (über das lokale Koordinatensystem definierten) Halbraum  $2 \cdot \pi$  verteilt ist, bezeichnet man dieses Objekt als einen *idealen Kugelstrahler*. Für ihn sind der Gesamtstrahlungsfluss  $\Phi$  und die spezifische Ausstrahlung einfach über die Beziehung

$$M(\vec{r}) = M = \frac{\Phi}{4 \cdot \pi \cdot R^2} \quad (11.152)$$

mit einander verknüpft. Die von ihm emittierte Strahlungsstromdichte  $\vec{j}(\vec{r})$  besitzt ebenfalls Kugelsymmetrie und seine Strahlungsstärke beträgt daher einfach

$$I(\vartheta, \varphi) = I = \frac{1}{4 \cdot \pi} \cdot \Phi \quad (11.153)$$

Bei genügend großem Abstand zwischen Strahler und Detektor ist seine effektive Strahlungsfläche für beliebige Winkel  $(\vartheta, \varphi)$  eine Kreisfläche mit dem Radius  $R$

$$A_S^* = \pi \cdot R^2 = \frac{A_S}{4} \quad (11.154)$$

und diese besitzt die konstante Strahlungsdichte (s. Abschnitt 11.7.1)

$$L(\vec{r}^*, \vartheta, \varphi) = L = \frac{\Phi}{4 \cdot \pi^2 \cdot R^2} \quad (11.155)$$

In einem Abstand  $a$  von seinem Zentrum erzeugt er in jeder beliebigen Raumrichtung eine Bestrahlungsstärke von

$$E(a) = \frac{L}{a^2} = \frac{\Phi}{4 \cdot \pi^2 \cdot R^2} \cdot \frac{1}{a^2} \quad (11.156)$$

Eine geometrisch ebenfalls sehr einfache Variante ist die eines Strahlers mit einer ebenen strahlenden Fläche  $A_S$ . O.B.d.A. nehmen wir für die folgenden Berechnungen an, dass die Abstrahlung auf einen Halbraum beschränkt ist. Vorzugsweise wählen wir ein räumliches Polarkoordinatensystem, dessen Ursprung mit dem Flächenschwerpunkt von  $A_S$  identisch ist und dessen Referenzebene parallel zu  $A_S$  verläuft. Ist die spezifische Ausstrahlung  $M(\vec{r})$  über die gesamte Fläche  $A_S$  konstant, so gilt einfach

$$M(\vec{r}) = \frac{\Phi}{A_S} \quad (11.157)$$

$\Phi$  ist wieder der Gesamtstrahlungsfluss der Quelle. Ist überdies die Abstrahlung gleichmäßig über den gesamten Halbraum verteilt, gilt

$$L = \frac{\Phi}{2 \cdot \pi \cdot A_0} \quad (11.158)$$

$$I(\vartheta, \varphi) = I(\vartheta) = \frac{\Phi}{2 \cdot \pi} \cdot \cos \vartheta \quad (11.159)$$

Eine derartige Strahlungsquelle wird als *Lambertscher Strahler* bezeichnet. Sie erzeugt in der Richtung senkrecht zu ihrer strahlenden Fläche in einem Abstand  $a$  eine Bestrahlungsstärke

$$E = \frac{\Phi}{2 \cdot \pi} \cdot \frac{1}{a^2} \quad (11.160)$$

Ich weise noch einmal explizit darauf hin, dass die Strahlungsdichte  $L$  eines Lambertstrahlers unabhängig von dem Winkel ist, um den die Senderfläche relativ zur Detektorfläche verkippt ist. Denn hierdurch reduziert sich wohl die Strahlungsstärke (Gl. 11.159), aber ebenso und im gleichen Verhältnis die scheinbare Senderfläche  $A_S^*$ .

### Einfache spektrale Strahlungsverteilung (-)

Eine Strahlungsquelle mit besonders einfach strukturierter relativer spektraler Verteilung der emittierten Strahlung ist der *monochromatische Strahler*, bei dem die gesamte Strahlungsleistung auf einen infinitesimalen Spektralbereich um die Wellenlänge  $\lambda_0$  herum konzentriert ist.:

$$J_\lambda(\lambda) \approx J \cdot \delta(\lambda - \lambda_0) \quad (11.161)$$

$\delta(x)$  ist wieder die Dirac'sche Deltafunktion, s. Abschnitt 2.5. Handelt es sich um eine *Beleuchtungsquelle*, wird also der Helligkeitseindruck der von ihr bestrahlten Flächen vom menschlichen Auge bewertet, dann gilt für die *Lichtausbeute* eines derartigen Strahlers offenbar

$$S^{(v_\lambda)} \leq v_\lambda(\lambda_0) \quad (11.162)$$

Das Gleichheitszeichen gilt, wenn die Strahlungsquelle die gesamte zugeführte Leistung in Strahlungsleistung umsetzt. Wegen der Energieerhaltung ist daher die Lichtausbeute einer jeden realen Beleuchtungsquelle durch die Bedingung

$$S^{(v_\lambda)} \leq v_\lambda(555 \cdot nm) = 683 \cdot \frac{lm}{W} \quad (11.163)$$

zu hohen Werten eingegrenzt. Diese Aussage gilt solange sämtliche für den Prozess der Strahlungserzeugung relevanten Energieströme in die Berechnung der zugeführten Leistung einbezogen werden.

Eine weitere, bzgl. der spektralen Strahlungsverteilung idealisierte Strahlungsquelle ist der sog. *schwarze Strahler*, s. Abschnitt 8.5.2. Sowohl seine integrale Strahlungsstromdichte  $j$  (also der Strahlungsstrom pro strahlender Fläche) als auch deren relative spektrale Verteilung sind durch einen einzigen Parameter vorgegeben, nämlich durch die diesem Strahler zuzuordnende Temperatur  $T$ , s. Gl. 8.465 und Gl. 8.474.

Wir berechnen hieraus seine Lichtausbeute:

$$S^{(v_\lambda)} = \frac{1}{\sigma \cdot T^4} \cdot \int j_{A,\lambda}(\lambda) \cdot v_\lambda(\lambda) \cdot d\lambda = \frac{2 \cdot h \cdot c_0^2}{\sigma \cdot T^4} \cdot \int \frac{v_\lambda(\lambda) \cdot d\lambda}{\lambda^5 \cdot \left( e^{\frac{h \cdot c_0}{\lambda \cdot \kappa \cdot T}} - 1 \right)} \quad (11.164)$$

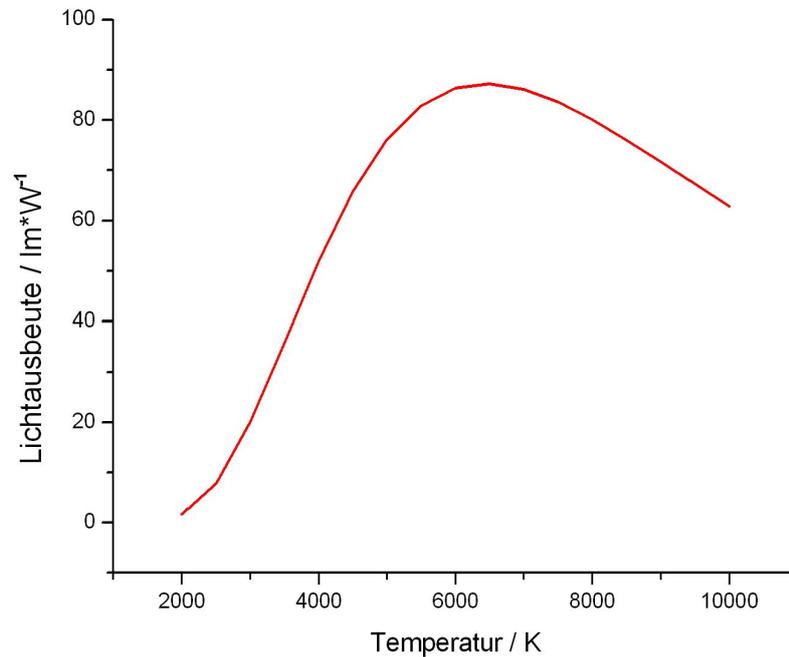


Abb. 20 Lichtausbeute eines schwarzen Strahlers als Funktion seiner Strahlungstemperatur

Das Ergebnis der numerischen Berechnung dieses Ausdrucks ist in der Abb. 20 wiedergegeben. Die Lichtausbeute eines schwarzen Strahlers wird also nahe  $6500 \cdot K$  maximal und erreicht hier ca.  $87 \cdot \frac{\text{lm}}{\text{W}}$ . Die Relevanz dieses Zusammenhangs zwischen der Temperatur eines schwarzen Strahlers und seiner Lichtausbeute für die technische Entwicklung und Optimierung von optischen Strahlern wird in den nachfolgenden Abschnitten offensichtlich werden.

### 11.8.2 Thermische Strahler (\*)

Thermische Strahlungsquellen emittieren elektromagnetische Strahlung der gewünschten Wellenlänge ausschließlich auf Grund der im Abschnitt 8.5.2 behandelten thermischen Strahlungsemission. Die Kenndaten dieser Strahlung sind daher in 1. Näherung allein durch die Oberflächentemperatur des strahlungsaktiven Elementes, z.B. einer Drahtwendel, und durch die Größe der strahlenden Oberfläche dieses Elementes bestimmt. Der quantitative Zusammenhang zwischen diesen beiden Größen  $T$  und  $A$  einerseits und den strahlungsphysikalisch relevanten Kenngrößen *Strahlungsstrom* und *relative spektrale Strahlungsstromdichte* andererseits ergibt sich aus den Gl. 8.466 und 8.478. Den daraus resultierenden Zusammenhang zwischen der Oberflächentemperatur und der Lichtausbeute eines idealen schwarzen Strahlers haben wir bereits

im Abschnitt 11.8.1 berechnet und in der Abb. 20 wiedergegeben. Danach ist für eine möglichst hohe Lichtausbeute eine Oberflächentemperatur des Strahlers von etwa  $6000 \cdot K$  am günstigsten.

Bei nahezu allen technisch genutzten thermischen Strahlern erfolgt die Energiezufuhr, die für die Aufrechterhaltung einer stationären Strahlungsemission nötig ist, in Form von elektrischer Energie. Daher muss das strahlungsaktive Element elektrisch leitend sein, also vorzugsweise aus einem Metall bestehen. Die Alternative einer elektrisch nicht oder nur schlecht leitenden strahlungsaktiven Schicht, die in engem thermischen Kontakt steht zu einem elektrisch beheizten Element (also das Konzept der *indirekten Heizung*) ist von der Technik der Elektronenröhren her bekannt, hat aber für Strahlungsquellen technisch keine Bedeutung erlangt. Die für eine optimale Lichtausbeute berechnete Oberflächentemperatur von etwa  $6000 \cdot K$  ist bei einem elektrisch geheizten metallischen Strahler nicht realisierbar. Denn selbst Wolfram, das Metall mit dem höchsten Schmelzpunkt, hat einen Schmelzpunkt von *nur*  $3653 K$ . Da Legierungen immer einen niedrigeren Schmelzpunkt haben als die Legierungs-Komponente mit dem höchsten Schmelzpunkt, stellt dieser Wert den technisch nicht überschreitbaren oberen Grenzwert dar für die Temperatur eines jeden thermischen Strahlers nach dem Heizdraht-Konzept. Um einen stationären Betrieb und eine akzeptable Brenndauer eines derartigen thermischen Strahlers zu gewährleisten, muss man sogar ausreichend weit unterhalb dieses Schmelzpunktes bleiben, um sicher zu stellen, dass das Strahlungselement mechanisch ausreichend stabil ist und die Verdampfungsrate nicht zu hoch wird. Eine Verdampfung des Heizdrahtmetalls führt einerseits zu einer Verschlechterung der Strahlungsausbeute, da sich das verdampfte Metall i.a. an der Innenseite des Glaskolbens als dunkler Belag niederschlägt. Andererseits erniedrigt dieser Vorgang stark die noch verbleibende Lebensdauer des Strahlers, da sich durch ihn der Durchmesser des Heizdrahtes ungleichmäßig verringert, der Draht aber aus elektrischen Gründen gerade an den dünnsten Stellen am heißesten wird und dort schließlich *durchbrennt*. Die Herausforderung bei der Entwicklung und Optimierung der Glühlampe für sichtbares Licht bestand und besteht darin, das sehr spröde Wolfram zu einem Draht zu formen und diesen Draht so zu schützen, dass seine Oxidation und Sublimation für eine ausreichend lange Zeit verhindert wird.

Die Erfindung der ersten *Glühlampe* gelang 1854 dem in die USA ausgewanderten deutschen Uhrmacher Heinrich Göbel (\* 1818 in Springe b. Hannover; † 1893 in New York), allerdings nicht die technische Nutzung seiner Erfindung. Vielmehr wurde ab 1893 in einem Jahrzehnte langen Rechtsstreit zwischen der Familie Göbel und der Edison Electric Light Company die Glaubwürdigkeit der Göbelschen Angaben bezweifelt. Eine technisch-wirtschaftlich nutzbare Lösung dieser Aufgabe gelang nahezu gleichzeitig, aber nach leicht abgewandelten Konzepten, 1878 dem englischen Erfinder Joseph Wilson Swan (\* 1828 in Sunderland/England; † 1914 in Warlingham/England) und 1879 dem amerikanischen Autodidakten und Erfinder *Thomas Alva Edison* (\* 1847 in Milan/Ohio(USA); † 1931 in West Orange/N.J.(USA)). Beide

Entwicklungen führten übrigens kurz darauf auch in Deutschland zu Lizenzproduktionen: Das Swan-Verfahren wurde 1882 von *Werner v. Siemens* (\* 1816 in Lenthe b. Hannover; † 1892 in Berlin) in der *Telegraphen-Bauanstalt Siemens und Halske* umgesetzt und das Edison-Verfahren 1883 von der hierfür gegründeten *Deutschen Edison-Gesellschaft für angewandte Elektrizität*, der späteren *Allgemeinen Elektrizitätsgesellschaft AEG*. Das Basiskonzept ist für beide Verfahren identisch: Eine Baumwollfaser wird durch Pyrolyse (s. Absatz S. 1804) in eine Kohlefaser umgewandelt und zusammen mit einer geeigneten Halterung und Kontaktierung in einen Glaskolben eingeschmolzen, der danach evakuiert wird. Der mit  $3920\text{ K}$  relativ hohe Schmelzpunkt von Graphit versprach für diesen Glühlampentyp grundsätzlich eine bereits beachtliche Lichtausbeute. Ein entscheidender Nachteil dieser sog. *Kohlefadenlampe* ist jedoch der relativ hohe Dampfdruck von Graphit in Verbindung mit dem negativen Temperaturkoeffizienten seiner elektrischen Leitfähigkeit. Diese Kombination von Eigenschaften erhöht das Risiko des Durchbrennens des Kohlefadens ganz erheblich und reduziert damit die Lebensdauer bzw. die bei Einhaltung einer akzeptablen Lebensdauer erreichbare Lichtausbeute. Letztlich kam man bei diesem Lampentyp kaum über eine Lichtausbeute von etwa  $3,2 \cdot \frac{\text{lm}}{\text{W}}$  hinaus. Sobald man daher gelernt hatte, das äußerst harte und hochfeste Wolfram zu Drähten weiterzuverarbeiten, wurde die Kohlefadenlampe durch die Wolframlampe abgelöst. Weitere Maßnahmen zur Optimierung dieses wirtschaftlich sehr schnell extrem wichtig gewordenen Industrieproduktes war die Reduzierung der Wärmeableitung zur Glaswand und zum Anschlusselement für die elektrische Stromversorgung und die Behinderung der Metallsublimation durch eine geschickte Gasfüllung. Diese ist sauerstofffrei und enthält einen ausreichend hohen Anteil an Edelgasen hoher Atommasse (Krypton oder Xenon, vgl. Kapitel 9.9). Hierdurch wird sowohl die Wärmeleitung zur Glaswand als auch die Metall-Diffusion deutlich reduziert.

Der nächste entscheidende Durchbruch zu höheren Wendeltemperaturen und gleichzeitig zu höherer Lebensdauer gelang etwa 1960 durch den sog. *Halogenprozess*. Der Gasfüllung der Wolframlampe wird eine geeignete bei Raumtemperatur stabile Halogenverbindung zugesetzt, z.B.  $\text{CH}_3\text{Br}$ , die oberhalb von  $250^\circ\text{C}$  das Halogen in atomarer Form freisetzt. Der Glaskolben besteht nun aus temperaturstabilem Quarzglas und ist ausreichend verkleinert, so dass er sich während des Betriebes der Lampe auf Temperaturen oberhalb von  $250^\circ\text{C}$  aufheizt. Dann verbinden sich die durch Sublimation von der Wendel abdiffundierten Wolframatome in der Nähe der Glaswand zu  $\text{WBr}_6$ , eine bis zu relativ hohen Temperaturen stabile gasförmige Verbindung. In unmittelbarer Nähe der heißen Wendeloberfläche dagegen zersetzt sich diese Verbindung wieder und ein großer Anteil dieses reduzierten Wolframs wird von der Wendel adsorbiert. Insgesamt verhindert dieser Prozess vollständig den Niederschlag von metallischem Wolfram auf dem Glaskolben und kompensiert weitgehend den Materialabtrag von der Wolframwendel durch Sublimation. Durch diese Maßnahmen kann die Wendeltemperatur auf etwa  $3000\text{ K}$  erhöht werden, ohne dass sich die Lebensdauer auf kommerziell nicht mehr vertretbare Werte reduziert. Hierdurch erreicht

man eine Lichtausbeute von etwa  $20 \cdot \frac{lm}{W}$ . Wie ein Vergleich mit der in der Abb. 20 wiedergegebenen Referenz-Charakteristik des ideal schwarzen Strahlers zeigt, liegt dieser Wert bereits **oberhalb** dieser Kurve. Hieraus dürfen wir schließen:

1. Die Wolfram-Halogenlampe ist kein ideal schwarzer thermischer Strahler, sondern bevorzugt in seinem Abstrahlungsspektrum bereits signifikant den sichtbaren Anteil gegenüber dem infraroten Anteil.
2. Dieser Effekt hat einen stärkeren Einfluss auf die Lichtausbeute der Glühlampe als die Energieverluste durch Wärmeübertragung an die Umgebung.

Die 1. kommerzielle Halogenlampe brachte 1964 die Fa. Philips auf den Markt.

Der Energiestrom, der einer Halogenlampe in Form von elektrischer Leistung zugeführt wird, wird bereits nahezu vollständig in elektromagnetische Strahlung umgesetzt. Damit aber liegt eine Möglichkeit zur weiteren Steigerung der Lichtausbeute eines thermischen Strahlers auf der Hand: Man ändert den Aufbau der Glühlampe dahin gehend, dass von der primären Abstrahlung der Lampenwendel ein signifikanter Anteil ihrer IR-Strahlung den Glaskörper der Glühlampe **nicht** verlässt, sondern von der Glaswand wieder in das Innere der Lampe reflektiert wird. Hierdurch ändert sich signifikant die integrale Energiebilanz der Lampe, und es wird letztlich weniger elektrische Leistung benötigt, um die Solltemperatur der Lampenwendel von z.B.  $3000 \cdot K$  stationär zu erhalten. Eine technische und kommerzielle Umsetzung dieses Konzeptes gelang etwa im Jahr 1998. Derartige Glühlampen werden meist als IRC-Lampen (**infra-red-coating**) bezeichnet. Die Lichtausbeute stieg hierbei allein durch diese Maßnahme um etwa 20%. Zusammen mit weiteren Detailverbesserungen erreichen Wolfram-Halogen-IRC-Lampen heute (2011) eine Ausbeute von  $26 \cdot \frac{lm}{W}$ .

Setzt dagegen der Anwender, z.B. der Konstrukteur einer Beleuchtungsoptik für ein optisches Gerät, dieses Konzept (eventuell ungewollt) um, z.B. indem er durch den Aufbau einer Spiegelanordnung (außerhalb des Glaskörpers der Lampe) einen Teil dieser Strahlung in die Lampe zurückführt, so ändert auch dies signifikant die Energiestrombilanz der Glühlampe. Das führt dann evtl. zu einer deutlichen Überhitzung der Lampe und die Wendel brennt durch oder der Glaskolben explodiert. Derartige optische Anordnungen sind also sehr sorgfältig zu planen und zu justieren, s. Abschnitt 11.15.3.

Ein Zusatzeffekt, der sich bei diesem Konzept der Halogenlampe einstellt, ist der signifikante Anteil an UV-Strahlung im abgegebenen Strahlungsstrom, weil Quarzglas in seiner ursprünglichen reinen Zusammensetzung bis etwa  $300 \cdot nm$  weitgehend transparent ist. Für messtechnische Anwendungen kann dies von Vorteil sein, weil man so auch eine preiswerte UV-Strahlungsquelle verfügbar hat. Für den Einsatz als Raum-Beleuchtung und die Vermarktung über den sog. Consumermarkt ist dieser Effekt extrem störend. Es gelang aber, Quarzglas geeignet zu dotieren, so dass es nun für UV-Strahlung weitgehend undurchlässig ist, zumindest für die Anteile UV-B und UV-C.

Thermische Strahler mit noch höheren Farbtemperaturen (und damit möglichen höheren Lichtausbeuten) sind nur mit Hilfe gänzlich neuer Aufbaukonzepte technisch möglich. Denn oberhalb von  $4000 \cdot K$  sind nicht nur alle Metalle flüssig oder sogar gasförmig. Es gibt auch keine Glassorten, aus denen man Lampenkörper herstellen könnte, die deutlich höhere Temperaturen zulassen als einige  $100 \cdot ^\circ C$ . Durch eine geschickte Kombination des Konzeptes der Gasentladungslampen und der thermischen Strahler gelang jedoch die Erfindung der *Metalldampf lampen*, bei denen zunächst durch einen Startprozess, i.a. durch eine Gasentladung (s. Abschnitt 8.3.7), das Metall (i.a. Quecksilber, Natrium oder Metallhalogenide) in ausreichendem Umfang verdampft wird. In der Gasentladungszone werden dann die Metallatome durch Stoßprozesse auf einer Temperatur nahe  $6000 \cdot K$  aufgeheizt und senden thermisch induzierte Strahlung entsprechend dieser Temperatur aus. Diese Strahlungsemission überwiegt dann gegenüber der Emission durch den eigentlichen Gasentladungsprozess. Die Gasentladungszone und der äußere Glaskolben sind so geformt, dass die heißen Metallatome entlang der Diffusionsstrecke bis zum äußeren Kolben ausreichend abgekühlt werden, um dessen thermische Stabilität nicht zu gefährden. Dennoch haben diese Lampen nur relativ kurze Brenndauern im Bereich einiger  $100 \cdot h$  und müssen aus Sicherheitsgründen mechanisch so geschützt werden, dass die Umgebung bei ihrer evtl. Explosion nicht gefährdet ist. Sie haben nur einen begrenzten Einsatzbereich finden können, vorzugsweise im Bereich der professionellen Film- und Fernsehaufzeichnung.

Eine Sonderrolle bei der Entwicklung eines thermischen Strahlers für Beleuchtungszwecke bildete die 1897 von Nernst erfundene *Nernstsche Lampe*. Ihr Vorteil bestand darin, dass der elektrisch auf eine Temperatur von etwa  $1900 \cdot K$  aufgeheizte Glühkörper in Luft, d.h. ohne Einbau in einen evakuierten Glaskörper betrieben werden konnte. Dadurch war die Herstellung dieser Glühlampe deutlich vereinfacht. Allerdings muss der Glühkörper zunächst z.B. über eine elektrisch beheizte Grundplatte vorgeheizt werden. Dieser Glühkörper besteht aus einer Mischung von Zirkonoxid ( $ZrO_2$ ) und Yttriumoxid ( $Y_2O_3$ ). Die elektrische Leitung innerhalb dieses Glühkörpers erfolgt nicht über Elektronen sondern über Sauerstoff-Ionen ( $O^{2-}$ ). Diese Nernstsche Lampe war eine der Sensationen auf der Weltausstellung 1900 in Paris, da sie der Kohlefadenlampe deutlich überlegen war. Ihre Lebensdauer betrug etwa  $700 \cdot h$ . Gegen die danach auf den Markt drängende Wolfram-Glühlampe konnte sie jedoch nicht bestehen. Sie wurde jedoch bis etwa 1990 häufig als Strahlungsquelle in Infrarot-Spektrometern unter dem Namen *Nernst-Stift* eingesetzt. Wegen der fehlenden Glasumhüllung konnte so der gesamte Bereich der Infrarotstrahlung für die Messung genutzt werden.

### 11.8.3 Gasentladungslampen (-)

Gasentladungslampen existieren sowohl als stationär brennende Leuchten als auch als *Blitzlampen*, die nach ihrer Auslösung einen Lichtimpuls abgeben, dessen Halbwertslänge im Bereich einiger  $\mu s$  bis einiger  $ms$  liegt. Ich beschränke mich an dieser Stelle

auf die Diskussion von stationär brennenden Lampen. Basis-Einheit einer derartigen Gasentladungslampe ist eine Vorrichtung zum Zünden und stationären Brennen einer sog. Glimmentladung, wie sie im Abschnitt 8.3.7 beschrieben ist. Diese meist als Glaskolben ausgeführte Einheit enthält ein geeignetes Gas, z.B. *Ar* unter einem Gesamtdruck von z.B.  $5 \cdot 10^{-3} \cdot \text{bar}$ , und ein Paar von Elektroden, zwischen denen ein stationärer elektrischer Strom fließt. Auslöser für diesen Strom sind aus der Kathode austretende Elektronen. Diese erzeugen dann durch Stoß-Ionisation weitere, auch positive Ionen, und es bildet sich ein Plasma. Der Gesamtstrom setzt sich zusammen aus dem Strom der positiv geladenen Ionen und dem der isolierten (oder an ein neutrales Molekül angelagerten) Elektronen. Die für einen ausreichend hohen Strom an von der Kathode emittierten Elektronen erforderliche relativ hohe Temperatur der Kathode stellt sich über den durch sie fließenden Strom ein. Dem Trägergas werden nun geeignete Substanzen, meist Metalle oder Halogenverbindungen beigemischt, die bei den Stoßprozessen nicht vollständig ionisiert, sondern lediglich in angeregte Zustände angehoben werden, aus denen sie dann unter Lichtemission wieder in den Grundzustand zurückfallen. Die spektrale Verteilung der durch diese 2. Art von Stoßprozessen entstehenden elektromagnetischen Strahlung lässt sich durch Auswahl und Dosierung dieser Substanzen gezielt steuern. Da diese sich bei Raumtemperatur i.a. im festen Zustand befinden, müssen sie erst auf eine ausreichend hohe Temperatur aufgeheizt werden, um in die Gasphase überzugehen und dann auch zu leuchten. Gasentladungslampen benötigen daher i.a. nach dem Zünden einige Zeit, bis sie ihren stationären Strahlungsstrom erreicht haben. Der Gesamtdruck im Glaskolben ist so gewählt, dass die mittlere freie Weglänge etwa  $10 \cdot \mu\text{m}$  beträgt. Bei den in hohen Stückzahlen gefertigten sog. *Leuchtstofflampen* dient Quecksilber (*Hg*) als lumineszierende Beimengung zur *Ar*-Füllung des Glaskolbens. Es ist in dem Kolben im Überschuss vorhanden. Wenn sich der Glaskolben auf seine Betriebstemperatur von ca.  $50^\circ\text{C}$  aufgeheizt hat, beträgt der Dampfdruck von *Hg* etwa  $10^{-5} \cdot \text{bar}$ . Diese Konzentration reicht aus, um einen relevanten Anteil der zugeführten elektrischen Energie in elektromagnetische Strahlung zu wandeln. Diese liegt überwiegend im sog. UV-C-Bereich ( $200 \cdot \text{nm} \dots 280 \cdot \text{nm}$ ). Daher wird die Innenseite des Glaskolbens mit einer Schicht aus einem anorganischen kristallinen Material versehen, die das UV-Licht in sichtbares, in ausreichender Näherung weißes Licht umwandelt.

Die elektrische Charakteristik einer jeden Glimmentladung, also der Zusammenhang zwischen der angelegten Spannung und dem durch die Lampe fließenden elektrischen Strom, hat im Zustand des stationären Brennens i.a. eine negative Steigung,

$$\frac{dU}{dI} < 0 \quad (11.165)$$

Um sie stabil betreiben zu können, benötigt man also ein Vorschaltgerät, das für den Betrieb bei einem vorgegebenen elektrischen Strom sorgt. Außerdem benötigen Gasentladungslampen zum Zünden eine deutlich höhere elektrische Spannung als zum Aufrechterhalten eines stationären Stroms. Auch aus diesem Grund ist zu ihrem

sicheren und anwenderfreundlichen Einsatz eine besondere elektronische Beschaltung erforderlich. Diese erzeugt beim Einschalten der Lampe eine Zündspannung von bis zu  $1,5 \cdot kV$ . Moderne elektronische Vorschaltgeräte erzeugen eine hochfrequente Betriebsspannung von z.B.  $25 \cdot kHz$ . Dadurch ist die Lampe absolut flackerfrei und erzeugt z.B. auch bei Beleuchtung schnell laufender Maschinenteile keine störenden Stroboskopeffekte (s. Absatz 11.15.15) mehr. Außerdem ist die Gesamt-Ausbeute besser.

Die Lichtausbeute von Leuchtstofflampen liegt im Bereich

$$S^{(v_\lambda)} \geq 60 \cdot \frac{lm}{W} \quad (11.166)$$

Seine Anwendungen liegen daher primär im Bereich der Dauerbeleuchtung z.B. von großen Plätzen, von Straßen, Fabrikhallen etc. .

#### 11.8.4 Licht emittierende Dioden (LEDs) (-)

Die Physik des an einem Halbleiter-pn-Kontakt bei geeigneter Bandstruktur auftretenden photoelektrischen Effektes ist im Kapitel 9.6 ausführlich erläutert worden. An dieser Stelle werde ich hierauf nicht erneut eingehen, sondern mich auf die im wesentlichen phänomenologische Beschreibung der Strahlungsquelle **Licht emittierende Diode** (engl. light emitting diode) LED beschränken.

LEDs sind heute als universell einsetzbare (und häufig auch preisgünstige) Strahlungsquellen für einen Wellenlängenbereich verfügbar, der vom nahen UV bis in den Bereich der mm-Wellen reicht. Auch die von einer einzelnen LED abgebbare **Strahlungsleistung** überstreicht mehrere Größenordnungen. Die leistungsstärkste aktuell (2015) kommerziell verfügbare LED hat die Kenndaten

$$\begin{aligned} &XXX \\ I_{\max} &= 18 \cdot A \end{aligned}$$

Diese Daten gelten für eine einzelne LED, also nicht etwa für einen LED-Chip aus einer Vielzahl in Form einer Matrix angeordneten LEDs.

Erfunden wurde die LED 1962 durch XXX. Bis dahin waren nur im IR emittierende Halbleiterdioden bekannt. Die ersten kommerziell erhältlichen LEDs emittierten im roten Spektralbereich und wurden mit elektrischen Strömen im  $mA$ -Bereich betrieben. Im Laufe der Jahrzehnte gelang es dann, die maximal erreichte Photonenenergie immer weiter in Richtung des UV zu verschieben und die zulässigen elektrischen Ströme ebenfalls deutlich zu erhöhen. Dadurch hat die LED nach und nach immer neue Anwendungsbereiche erschlossen, seit einigen Jahren auch im Bereich der Beleuchtungstechnik. Man schätzt heute, dass bis 2017 etwa 50% des Beleuchtungsmarktes auf dem Einsatz von LEDs beruhen werden.

Bzgl. der elektrischen Anschlusswerte verhält sich eine LED weitgehend wie eine in Durchlassrichtung betriebene konventionelle, d.h. kein Licht emittierende Halbleiterdiode, s. Abschnitt 14.2.5. Die typische Struktur ihrer Strom/Spannungskennlinie

entspricht also weitgehend der Abb. 21. Der erzeugte Strahlungsstrom ist in guter Näherung proportional zum durch die LED fließenden elektrischen Strom. Der Quantenwirkungsgrad beträgt unter optimierten Bedingungen etwa

$$\eta = \frac{\text{Anzahl der erzeugten Photonen}}{\text{Anzahl der durch den Kontakt fließenden Elektronen}} \lesssim 0,9$$

Die Schaltzeit einer LED, also die Anstiegszeit des Strahlungsstroms bei quasi-spontanem Einschalten des elektrischen Stroms, liegt in der Größenordnung von

$$\tau_{\text{ein}} \sim 1 \dots 10 \cdot ns$$

Ohne zusätzliche Massnahmen erzeugt eine einzelne LED Licht mit einem sehr schmalbandigen Wellenlängenspektrum. Der FWHM-Wert (*full width at half maximum*)(XXX: Bezug nennen) bewegt sich im Bereich von

$$\delta\lambda_{\text{FWHM}} \sim 20 \dots 70 \cdot nm$$

Für Anwendungen in der optischen Messtechnik ist diese enge spektrale Verteilung des emittierten Strahlungsstroms oft von großem Vorteil. Wenn das Maximum der spektralen Verteilung gut auf die Messaufgabe angepasst ist, kann man auf umfangreiche Massnahmen zum Blockieren von spektral unerwünschter Strahlung verzichten. Soll die LED für Beleuchtungszwecke eingesetzt werden, wünscht man sich jedoch i.a. annähernd weißes Licht. Hierzu beginnt man als Basiselement der Leuchte mit einer LED, die im blauen Spektralbereich oder sogar im nahen UV emittiert. Dann ergänzt man an geeigneter Stelle des optischen Systems der Leuchte eine Menge an Lumineszenz-Farbstoff. Dieser wandelt einen Teil des primären blauen Lichtes in längerwelliges Licht um. Durch Kombination mehrerer Einheiten aus LED und Lumineszenzfarbstoff erhält man so annähernd kontinuierlich verteiltes weißes Licht.

Das erzeugte Licht tritt aus den Seitenflächen des Halbleiterplättchens aus. Daher enthält die geometrisch-optische Konstruktion einer LED i.a. insbesondere einen Reflektor.

(XXX: Der weitere Text des Abschnitts *Licht emittierende Dioden (LEDs)* ist noch nicht verfügbar.)

### 11.8.5 Laser (-)

An dieser Stelle werde ich mich auf die Aufzählung und Erläuterung der für die experimentelle Optik relevanten Eigenschaften eines Lasers beim Einsatz als Strahlungsquelle beschränken. Die quantenmechanische Theorie des Lasers findet der Leser im Kapitel 7.9.2 und die systemtheoretischen Zusammenhänge im Abschnitt 14.5.1.

Die nach dem Konzept der *light amplification by stimulated emission of radiation* in Verbindung mit einem geeigneten System der Rückkopplung arbeitenden **LASER** sind seit Anfang der 1960-er Jahre kommerziell verfügbar. Sie erzeugen kohärentes und i.a. monochromatisches Licht und erreichen dabei insbesondere Werte

der Strahlungsdichte, die von keinem anderen Typ von technischer Strahlungsquelle auch nur annähernd erreicht werden.

Die Historie der Laserentwicklung begann 1958 mit dem Vorschlag der amerikanischen Physiker *Arthur Leonard Schawlow* (\* 1921 in Mont Vernon/NY (USA); † 1999 in Palo Alto/Cal. (USA)) und *Charles Hard Townes* (\* 1915 in Greenville/NC (USA); † 2015 in Berkeley/Cal. (USA)), das Prinzip des bereits existierenden MASERs, also des Analogons im Bereich der Mikrowellen, auch auf sichtbares Licht anzuwenden, sowie der Formulierung der Theorie des LASERs durch *Nicolaj Gennadijewitsch Bassow* (\* 1922 in Usman/Okla-Don-Ebene (Russland); † 2001 in Moskau) und *Aleksandr Michailowitsch Prochorow*. (\* 1916 in Atherton (Australien); † 2002 in Moskau). An der experimentellen Realisierung des 1. Lasers wurde darauf hin an vielen Stellen gearbeitet, das Anrecht des Erfinders des Feststofflasers in Form des Rubin-Lasers wurde - nach längerem Rechtsstreit - schließlich 1960 *Theodore Harold Maiman* (\* 1927 in Los Angeles (USA); † 2007 in Vancouver (Kanada)) zugesprochen.

Die konkrete Anwendung des Lasers insbesondere im Bereich der Technik nahm zunächst nicht den vielleicht von den Erfindern erwarteten stürmischen Verlauf. Dafür waren die Laser der 1. Generation, also insbesondere der  $CO_2$ -Gaslaser und die verschiedenen Farbstofflösungs-Laser, vermutlich noch zu aufwendig in ihrer täglichen Betreuung.

Typische Anwendungsgebiete des Lasers waren und sind:

- die Materialbearbeitung (Schneiden, Bohren, Beschriften, morphologische Veränderung (engl. Laser-Annealing) etc.); hierbei wird insbesondere die hohe Energiestromdichte und die Möglichkeit der elektro-optischen Unterbrechung und Ablenkung eines Laserstrahls ausgenutzt;
- die Lithographie, also die Herstellung von optischen Vorlagen für Druckmaschinen oder auch für das Ätzen von (z.B.) Siliziumscheiben der Halbleiterindustrie; hierbei wird insbesondere die Möglichkeit der Fokussierung eines Laserstrahls auf einen Brennfleck  $d < 0,5 \cdot \mu m$  in Verbindung mit der vollautomatischen Schaltung und Ablenkung ausgenutzt;
- die Geodäsie und allgemeine Längenmesstechnik; hier nutzt man insbesondere die extrem niedrige Strahlaufweitung eines mit einer geeignet optimierten Optik erzeugten Laserstrahls (s. hierzu die Aufgabe 5)
- eine Vielzahl von Anwendung in der physikalischen Messtechnik und in der Spektroskopie;
- eine ebenfalls große Anzahl von konzeptionell sehr unterschiedlichen Anwendungen in der Medizin; hierbei können die therapeutischen Anwendungen in Bereich der Materialbearbeitung eingeordnet werden und die diagnostischen in den Bereich der physikalischen Messtechnik oder der Spektroskopie;

- Schreib- und Lesegeräte für die optische Datenspeicherung;
- Sender-Element in der optischen Datenübertragung (vorzugsweise über optische Fasern).

Der eigentliche Durchbruch bei der kommerziellen Nutzung des Lasers kam mit den Halbleiter-Lasern etwa ab dem Jahr 1980. Heute findet man Laserdioden in einer Vielzahl von Geräten der Consumer- und Computer-Industrie und die Materialbearbeitung mit Hochleistungslasern hat sich für bestimmte Hightech-Anwendungen zu einer Standardmethode entwickelt.

(XXX: Der weitere Text des Abschnitts *Laser* ist noch nicht verfügbar. In ihm werden auch die nachfolgenden Textpassagen aufgehen:)

Die meisten Laser emittieren ihre Strahlung in nur einer TE-Mode oder in einigen wenigen Moden. Lediglich auf möglichst hohe Strahlleistungen optimierte Laser emittieren meist auf einer Vielzahl von Moden.

## 11.9 Strahlungsdetektoren (-)

Strahlungsdetektoren sind ein typisches Beispiel für die in der physikalischen Messtechnik allgegenwärtigen *Sensoren*. Diese sind messtechnische Elemente, die in der Lage sind, die gewünschte Messgröße  $X$  von einem Messobjekt abzugreifen und dann aus dieser Messgröße  $X$  eine andere, für die weitere Signalverarbeitung besser geeignete Größe  $Y$  zu erzeugen, sie in diese *umzuwandeln*. Im Fall eines Strahlungsdetektors ist die Messgröße  $X$  z.B. der Strahlungsstrom  $J$ , der auf die strahlungsempfindliche Fläche des Detektors auftrifft, und die Signalgröße ist in vielen Fällen ein elektrischer Strom oder eine elektrische Spannung, die/der dann in konventionellen elektronischen Modulen verstärkt und ausgewertet wird. Es gibt aber auch andere Beispiele der Realisierung. So wird beim konventionellen photographischen Film die elektromagnetische Strahlung in ein **chemisches** Signal gewandelt, nämlich in eine gewisse Menge von zu elementaren Silber *entwicklungsfähigen* Silberhalogenid, s. Abschnitt 11.13.2.

Die von einem elektrischen Strahlungsdetektor in einer optischen Messanordnung erzeugten elektrischen Ströme sind i.a. sehr gering, wie die nachfolgende Beispielrechnung zeigt: Wir nehmen an, dass in einem Messaufbau (vgl. Abschnitt 11.10) eine  $100 \cdot W$  -Glühlampe als Lichtquelle dient, die Kondensor- und Messoptik jeweils einen Öffnungswinkel von  $45^\circ$  besitzt, der für die Messung genutzte Effekt der Probe, also die Wandlung von Beleuchtungslicht in Messlicht zu 100% erfolgt und der Detektor aus jedem empfangenen Photon des Messlichtes annähernd 1 Elektron erzeugt. Der Wirkungsgrad der Glühlampe für das von der Probe in Messlicht wandelbare Licht betrage  $1,5 \cdot \%$ . Dann beträgt der Detektorstrom annähernd

$$I = 100 \cdot W \cdot 0,015 \cdot \frac{\sin^2 22,5^\circ}{4 \cdot \pi} \cdot \frac{550 \cdot nm}{h \cdot c} \cdot e = 0,8 \cdot mA \quad (11.167)$$

Dieses ist aber eine **extrem optimistische** Abschätzung! In der Realität gehen durch die geometrisch-optischen Gegebenheiten oft eine oder mehrere Größenordnungen an Licht zusätzlich verloren. Die spektrale Begrenzung des genutzten Beleuchtungslichtes kann durchaus 2 weitere Größenordnungen kosten und der genutzte Messeffekt hat meist nur eine Ausbeute von  $10^{-2}$  bis  $10^{-10}$ . Schließlich wird meist auch noch eine Dynamik (s. nachfolgenden Abschnitt) in dem zu detektierenden Messsignal von 3 und mehr Größenordnungen verlangt. D.h. man steht oft vor der Aufgabe, einen Photostrom von  $10^{-11} \cdot A$  oder gar noch weniger zuverlässig zu messen.

Optische Strahlungsmessung bedeutet also nicht nur die Auswahl eines für den relevanten Spektralbereich geeigneten Empfängers mit möglichst hoher Empfindlichkeit. Sie ist auch nahezu immer mit der Aufgabe der elektronischen Verstärkung sehr kleiner Ströme im Bereich von  $nA$  oder  $pA$  verbunden. Hierfür geeignete typische elektronische Schaltungen werden wir im Abschnitt 14.5.2 kennenlernen.

### 11.9.1 Empfindlichkeit, Signaldynamik (\*)

Die messtechnischen Eigenschaften eines Strahlungsdetektors sind insbesondere durch die Struktur seiner *Response-Funktion*

$$Y = Y(J) \quad (11.168)$$

beschrieben. (Zu dieser Begriffsbildung s. insbes. Kapitel 4.2). I.a. wird man anstreben, dass dieser Zusammenhang zumindest innerhalb eines eingeschränkten Arbeitsbereichs als linear angenähert werden kann,

$$Y \approx S \cdot J \quad (11.169)$$

Dann bezeichnet man die Größe  $S$  als die *Empfindlichkeit* des Strahlungsdetektors.  $S$  ist eine i.a. dimensionsbehaftete Kenngröße des Detektors. Benutzt man eine Photodiode (s. Abschnitt 11.9.3) als Strahlungsdetektor und wählt deren Kurzschlussstrom als Ausgangsgröße  $Y$ , so ist dieser Strom im gesamten zulässigen Arbeitsbereich der Diode in guter Näherung proportional zum auf die Diode einfallenden Strahlungsstrom. Die Empfindlichkeit  $S$  hat dann die Dimension  $\frac{\text{elektrischer Strom}}{\text{Strahlungsstrom}}$ . Typische  $S$ -Werte von Photodioden liegen in der Größenordnung  $\frac{\mu A}{W}$ . Nun sind aber die extensiven Größen, deren Strom die Eingangs- bzw. die Ausgangsgröße dieses Detektors darstellen, beide quantisiert. Denn der elektrische Strom lässt sich als

$$J^{(Q)} = \frac{\Delta Q}{\Delta t} = \frac{\Delta N_{\text{Elektronen}} \cdot Q_0}{\Delta t} \quad (11.170)$$

darstellen. Dabei ist  $\Delta N_{\text{Elektronen}}$  die Anzahl der während der Messzeit  $\Delta t$  von dem Detektor erzeugten Elektronen der Elementarladung  $Q_0$ . Analog lässt sich der Strahlungsstrom (der Dimension *Leistung*) als

$$J^{(E)} = \frac{\Delta E}{\Delta t} = \frac{\Delta N_{\text{Photonen}} \cdot E_{\text{Photon}}}{\Delta t} \quad (11.171)$$

darstellen, wobei  $\Delta N_{\text{Photonen}}$  die Anzahl der während der Messzeit  $\Delta t$  auf den Detektor auftreffenden Photonen der (mittleren) Energie  $E_{\text{Photon}}$  ist. Die Empfindlichkeit des Detektors gem. Gl. 11.169 wird dann zu

$$S = \frac{\Delta N_{\text{Elektronen}} \cdot Q_0}{\Delta N_{\text{Photonen}} \cdot E_{\text{Photon}}} = \eta^{(N)} \cdot \frac{Q_0}{E_{\text{Photon}}} \quad (11.172)$$

die bis auf den Ausdruck

$$\frac{Q_0}{E_{\text{Photon}}}$$

also eine Kombination von detektorspezifischen Konstanten, mit der Empfindlichkeit  $S$  identisch ist, bezeichnet man als die *Quantenausbeute* des Strahlungsdetektors. In vielen konkreten Fällen gilt

$$\eta^{(N)} < 1 \quad (11.173)$$

Dieses ist aber keine allgemein gültige Beziehung. Sie gilt nur, wenn dem Arbeitsprinzip des Detektors eine ganz bestimmte Klasse von physikalischen Prozessen zu Grunde liegt. Wir werden bald Detektoren kennen lernen, bei denen Werte  $S^{(N)} > 1$  nicht nur theoretisch möglich sind, sondern eher den Normalfall darstellen (s. z.B. Abschnitt 11.9.5).

Wir wenden uns nun dem Begriff der Signaldynamik eines Detektors zu. Dazu erinnern wir uns zunächst an die bereits im Abschnitt 4.2.1 getroffene Vereinbarung, dass wir uns in Zusammenhang mit dem Begriff des System-Responses nur mit solchen Systemen befassen wollen, bei denen die Beträge sowohl der Eingangsgröße als auch der Ausgangsgröße nach oben beschränkt sind. Bei jedem realen Detektor müssen wir nun zusätzlich die Frage stellen, welchen *Mindestwert* die Eingangsgröße  $X$  dem Betrage nach haben muss, damit wir in der Lage sind, den daraus resultierenden Wert  $Y(X_{\min})$  verlässlich von dem Wert zu unterscheiden, den die Ausgangsgröße annähme, wenn die Eingangsgröße exakt den Wert 0 hätte. Meiner Kenntnis nach gibt es für diesen unteren Schwellwert  $|X|_{\min}$  einer Messgröße in der Literatur keine einheitliche Bezeichnung. Ich werde ihn - in Anlehnung an eine Begriffsbildung in der wissenschaftlichen Photographie - als den *Schleierwert*  $X_\sigma$  einer Messgröße *am Eingang eines Detektors* bezeichnen. Diese Formulierung betont, dass dieser Wert nicht nur eine Eigenschaft der physikalischen Größe ist, zu deren Messung der Detektor eingesetzt wird, sondern auch eine Kenngröße des Detektors und evtl. auch der nachfolgenden Bauelemente der Signalverarbeitung. Zur Erläuterung dieser Begriffsbildung nenne ich einige typische Ursachen für das Auftreten endlicher Schleierwerte in einem Strahlungsmesskanal:

- Das *elektronische Rauschen* (s. Abschnitt 14.3.7) der elektronischen Baugruppe, die das Messsignal des Strahlungsdetektors auf das Niveau verstärkt, das für die weitere Analyse erforderlich ist;
- das *Quantenrauschen* der bei jeder einzelnen Strahlungsmessung erfassten Strahlungsenergie;

- ein Fremdsignal, das sich dem eigentlichen, Messsignal überlagert; z.B. das auf den Strahlungsdetektor auftreffende *Falschlicht*.

Die Erkenntnis, dass in jedem realen Messkanal dieser untere Grenzwert  $|X|_{\min}$  existiert, hat zur Folge, dass alle real messbaren Werte  $X_i$  die Bedingung

$$|X|_{\min} \leq |X_i| \leq |X|_{\max} \quad (11.174)$$

erfüllen. Die Größe

$$SD = \frac{|X|_{\max}}{|X|_{\min}} \quad (11.175)$$

bezeichnet man als die *Signaldynamik* des betrachteten Detektors bzw. des mit seiner Hilfe aufgebauten Messkanals.

### 11.9.2 Lineare und logarithmische Strahlungsdetektion (\*)

Bisher haben wir als selbstverständlich angenommen, dass der Zusammenhang zwischen dem Eingangs- und Ausgangssignal eines Strahlungsdetektors nach Möglichkeit linear sein sollte und dies auch in den meisten relevanten Fällen ist. Diese lineare Empfindlichkeits- oder Response-Funktion ist aber keinesfalls immer gegeben und auch nicht immer von Vorteil. Z.B. hat sich die Natur entschieden, das menschliche Auge mit einer annähernd *logarithmischen* Response-Funktion auszustatten, s. Abschnitt 11.13.5. Wegen der enormen Variationsbreite der in unserer realen Welt auftretenden Beleuchtungsstärken (s. Abschnitt 11.17) ist dies nämlich von entscheidendem Vorteil. Die logarithmische Empfindlichkeit eines Messkanals bewirkt primär, dass Signalveränderungen am Eingang, die viele Größenordnungen überstreichen, am Ausgang auf moderate Signaländerungen zusammenschrumpfen. Da jede Art von Messkanal, sei es in einem technischen oder z.B. einem biologischen System, in der Signaldynamik des zu verarbeitenden Signals beschränkt ist, ist es von Vorteil, bereits den **Eingangsdetektor** mit dieser logarithmischen Response-Funktion auszustatten bzw. wenn dies nicht möglich ist, die unmittelbar auf den Detektor folgende Verstärkungsstufe. Dann nämlich sind die Anforderungen an die Signaldynamik aller nachfolgenden Signalverarbeitungsstufen nur noch moderat.

Ein Messkanal mit logarithmischer Response-Funktion führt aber auch dazu, dass nicht mehr gleiche **absolute** Signaländerungen am Eingang zu gleichen Signaländerungen am Ausgang führen, sondern dass dies für gleiche **relative** Signaländerungen am Eingang gilt. Und in der Tat sind die der realen Welt zu entnehmenden relevanten Informationen eher in relativen Signaländerungen enthalten als in absoluten. Z.B. ist die Farbe eines Objektes ein **Verhältnis** von Strahlungsströmen, und das menschliche Auge kann 2 benachbarte Flächen dann noch als unterschiedlich hell differenzieren, wenn sich ihre Leuchtdichten **um einen Faktor** unterscheiden, der von dem Wert 1,0 zumindest um einen bestimmten Anteil abweicht, nämlich um zumindest 1%. Auch der vom menschlichen Ohr empfundene Abstand 2-er Töne ergibt sich aus deren Frequenz**verhältnis** und nicht etwa aus der Frequenzdifferenz, s. Absatz

*Töne, Klänge, Melodien* auf S. 426. Daher macht es in vielen Fällen wenig Sinn, eine physikalische Größe im gesamten relevanten Signalbereich mit derselben **absoluten** Genauigkeit zu bestimmen, sondern es ist viel günstiger, dies jeweils mit der gleichen **relativen** Genauigkeit durchzuführen, mit kleiner werdenden Signalwerten also die absolute Genauigkeit der Messung ständig zu steigern. Dem setzt natürlich unterhalb einer gewissen Schwelle das Rauschproblem eine Grenze. Dieses Konzept wird insbesondere relevant, wenn das Signal digitalisiert und danach digital weiter verarbeitet wird. Gerade hier wäre in vielen Fällen eine logarithmisch abgestufte Digitalisierung sinnvoller als eine linear abgestufte. Ich möchte diese Behauptung mit einem Zahlenbeispiel veranschaulichen:

Direktes Sonnenlicht erzeugt Beleuchtungsstärken von der Größenordnung  $10^5 \cdot lx$ , während in Räumen mit moderater Kunstlichtbeleuchtung nur einige  $10^2 \cdot lx$  auftreten. Der Detektor einer Stehbildkamera (Abschnitt 11.13.3), die unter all diesen Bedingungen Bilder aufzeichnen soll, muss also diese Dynamik in der mittleren Helligkeit der zu registrierenden Szene von etwa  $10^3$  ausgleichen können. Innerhalb einer Szene treten aber seinerseits Helligkeitsunterschiede auf mit einer Dynamik von mindestens  $10^2$ , und schließlich möchte man die Helligkeitswerte eines jeden dieser Bildelemente nochmals mit einer relativen Genauigkeit von etwa  $10^{-2}$  aufzeichnen, um ein qualitativ hochwertiges Bild von ausreichender Abstufung bzgl. Helligkeit und Farbwert zu erhalten. Ohne besondere Maßnahmen wird also eine Signaldynamik von etwa  $10^7$  benötigt. Bei einer **linear abgestuften** Digitalisierung entspricht dies einer Auflösung von 23 bis 24 Bit! Dies liegt auch heute (2010) weit jenseits der aktuellen technischen Möglichkeiten! Die besten derzeitigen elektronischen Analog/Digital-Wandler (s. Abschnitt 14.6.12) haben eine Auflösung von 16 Bit, die CCD-Chips in kommerziellen Stehbildkameras der Consumerbranche maximal 12 Bit.

Wählt man dagegen eine **logarithmisch abgestufte** Digitalisierung, so genügt es, diese so zu wählen, dass 1 Bit gerade der oben aufgeführten relativen Signalauflösung von  $10^{-2}$  entspricht. Bei der Wahl des dekadischen Logarithmus ist dies in guter Näherung der Wert

$$\delta D = 0,005 \quad (11.176)$$

Zur technischen Lösung der gestellten Aufgabe können wir z.B. wie folgt vorgehen: Die Kalibrierung des Kanals sei derart gewählt, dass ein Anstieg des Eingangssignals um den Faktor 10 gerade einer Spannungänderung des Ausgangssignals um  $1 \cdot V$  bewirkt. Sodann stellen wir die Empfindlichkeit des logarithmischen Detektionskanals so ein, dass bei der oben erklärten niedrigsten Helligkeit der Aufnahmeszene sich am Ausgang des logarithmischen Verstärkers an den hellsten Stellen eine Spannung von  $1 \cdot V$  ergibt. An dessen dunkelster bildrelevanter Stelle ergibt sich dann der Wert  $0,005 \cdot V$ . Die hellste mögliche Aufnahmeszene (ein in direktem Sonnenlicht liegendes Motiv) erzeugt dann eine Ausgangsspannung von  $4 \cdot V$ . Alle diese im Bereich

$$1 \cdot V < U_{\text{Ausgang}} < 4 \cdot V \quad (11.177)$$

liegenden Spannungswerte müssen mit einer Auflösung von  $0,005 \cdot V$  digitalisiert

werden. Hierfür ist eine Auflösung von 10 Bit ausreichend! Eine elektronische Stehbildkamera mit logarithmisch abgestufter Digitalisierung von lediglich 10 Bit wäre also bereits in der Lage, unter **allen real auftretenden** Beleuchtungsverhältnissen und **ohne jede Zusatzmaßnahme**, d.h. bei fester Belichtungszeit und Blendenöffnung Bilder in voller Qualität aufzuzeichnen. Probleme der falschen Belichtung träten nicht mehr auf!

Überraschenderweise wird dieses Konzept bis heute nur in Ausnahmefällen kommerziell genutzt. Meiner Kenntnis nach arbeiten insbesondere alle aktuell auf dem sog. Consumer-Markt befindlichen digitalen Stehbildkameras weiterhin mit linearen Detektor-Chips, und die Auflösung der Digitalisierung beträgt maximal 12 Bit. Daher bleibt die korrekte Belichtungssteuerung ein über die Leistungsfähigkeit der Kamera entscheidendes Funktionselement. Eventuelle durch besondere Umstände der Motivbeleuchtung o.ä. bedingte Unter- oder Überbelichtungen lassen sich kaum nachträglich korrigieren, da die 12 Bit gerade ausreichen, um die in einer Szene - wie gerade erläutert - üblicherweise enthaltene Signaldynamik zu überdecken. (s. hierzu auch Abschnitt 2.7.2) Als Beispiel einer aktuell (2011) genutzten kommerziellen Anwendung dieses Konzeptes ist mir nur das HDRI-System (**H**igh **D**ynamic **R**ange **I**maging) der Fa. *Jentech Engineering GmbH* in Jena ([12]) bekannt.

Ich werde auf die Frage der linear oder logarithmisch abgestuften Empfindlichkeit von Signalen in den nachfolgenden Abschnitten über die verschiedenen Strahlungsdetektoren noch mehrmals zurückkommen.

### 11.9.3 Halbleiter-Photodioden (-)

Die physikalischen Grundlagen des sog. *äußeren Photoeffektes* in der Zone eines p/n-Übergangs in einer Halbleiter-Diode sind im Kapitel 9.6 (XXX: präzisieren) beschrieben. Ich werde hierauf an dieser Stelle nicht erneut eingehen. Sobald dieser Photoeffekt die primär gewünschte Funktion des Halbleiter-Elementes ist, hat es sich als günstig erwiesen, die beiden unterschiedlich dotierten Schichten des Halbleiters,

- die sog. p-Schicht, in der positiv geladene Elektronenlöcher den Hauptbeitrag zum Ladungstransport liefern, und
- die sog. n-Schicht, in der quasi-freie Elektronen für den Ladungstransport verfügbar sind;

nicht in unmittelbarem Kontakt zu einander herzustellen, sondern durch eine weitere isolierende Schicht zu separieren. Dieser Schichtaufbau wird dann als PIN (**p**ositiv/**i**solating/**n**egativ) bezeichnet und eine nach diesem Prinzip aufgebaute Photodiode als PIN-Diode. Ein wesentlicher Vorteil dieses Aufbaus besteht darin, dass bei niedrigen Spannungen an diesem Kontakt die Kapazität des Systems deutlich kleiner ist als ohne die Isolatorschicht. Dadurch ist die Diode bis zu höheren Frequenzen eines pulsierenden Messlichtes einsetzbar.

Das elektronische Verhalten, insbesondere die sog. *Dunkelstrom-Kennlinie*  $I^{(Q)} = I^{(Q)}(U, J^{(em)} = 0)$  ist mit dem Verhalten einer reinen Halbleiterdiode identisch. Die Dunkelstrom-Kennlinie entspricht also weitgehend der in der Abb. 21 des Heftes 4.7.3 wiedergegebenen Form. Bei Bestrahlung des photoempfindlichen Fensters der Diode überlagert sich dann diesem Strom der Photostrom. Dieser ist in guter Näherung proportional zum einfallenden Strahlungsstrom, insbesondere bei einer sehr kleinen an die Diode angelegten elektrischen Spannung. Berücksichtigt die an der Oberfläche der Photodiode auftretenden Reflexionsverluste, so bleibt das Verhältnis des sog. Kurzschlussstroms  $I(U = 0)$  und dem verbleibenden, das Innere der Diode erreichenden Strahlungsstrom über viele Größenordnungen von  $J^{(em)}$  in sehr guter Näherung konstant ([46]). Diese bauelement-spezifische Kenngröße ist auch weitgehend alterungsbeständig. Bei hierfür ausgewählten speziellen kommerziellen PIN-Dioden und bei sorgfältiger Messung der Reflexionsverluste ist sogar eine absolute Kalibrierung der PIN-Diode für die Messung von Strahlungsströmen möglich, da für den Quanten-Wirkungsgrad die Näherung

$$\eta^{(N)} \approx 1 \quad \forall \lambda < \lambda_0 \quad (11.178)$$

$\lambda_0$  : Anregungsschwelle des Photoeffekts

gilt.

Betreibt man die Photodiode nicht im Kurzschluss, sondern bei einer endlichen Sperrspannung, steigt die am Ausgang der Diode verfügbare Leistung stark an. Allerdings geht die weitgehende Unabhängigkeit des Messwertes von diversen Störparametern (Exemplarschwankungen, Spannung, Temperatur etc.) verloren.

Man kann das photoempfindliche Halbleiter-Element PIN-Diode auch zu einem Photo-Transistor erweitern. Dann generiert der Photoeffekt den Basisstrom dieses Transistors (s. Absatz S. 1858) und der Kollektorstrom hat bereits den um die Stromverstärkung des Transistors höheren Wert. Allerdings ist nun die strenge Linearität zwischen dem Bestrahlungsstrom  $J^{(em)}$  und dem geeignet an der elektronischen Beschaltung des Photo-Transistors abgegriffenen Messsignals nicht mehr gegeben. Photo-Transistoren finden ihre Anwendung daher eher in der Verarbeitung digitaler optischer Signale und bei nach optischen Konzepten arbeitenden Sensoren.

(XXX: Der weitere Text des Abschnitts *Halbleiter-Photodioden* ist noch nicht verfügbar.)

#### 11.9.4 CCD-Chips (-)

CCD-Elemente sind nicht für die kontinuierliche Messung quasikontinuierlicher Strahlungsströme konzipiert, sondern für die Messung kurzer Strahlungsimpulse. Ihr Bauelement steht in enger Verwandtschaft zur Halbleiter-Photodiode. Jetzt ist jedoch die photoempfindliche Grenzschicht mit einem auf dem Chip integrierten Kondensator verbunden. Jeder Strahlungsimpuls lädt diesen Kondensator auf. Durch einen elektronischen Befehl kann dieser Kondensator wieder entladen und der hierbei fließende

Entladungsstrom gemessen werden. Aus diesem Prinzip resultiert der englische Namen *charge coupled device* und dessen Abkürzung CCD. Im deutschsprachigen Raum spricht man auch (etwas unspezifisch) von *Dioden-Zeilen* bzw. *Dioden-Arrays*. CCD-Chips besitzen immer einen Signaleingang zur elektronischen Belichtungssteuerung bzw. zum Triggern (vgl. Absatz S. 1969) der Strahlungsmessung mit einem externen Signal. Sie haben häufig auch eine integrierte Möglichkeit der elektronischen Verstärkungssteuerung.

CCD-Chips enthalten eine große Anzahl dieser Basiselemente auf demselben Halbleitersubstrat und wandeln so eine orts aufgelöste Strahlungsinformation in eine ebenfalls orts aufgelöste elektrische Information um, setzen also ein 1-dimensionales oder 2-dimensionales optisches Bild in ein ebenfalls 1- oder 2-dimensionales elektronisches Bildsignal um. Zur Signalübertragung wird dann i.a. die Ortsinformation in eine geeignet codierte zeitlich serielle Signalfolge umgesetzt. Der Chip enthält den Operationsverstärker (Abschnitt 14.5.2) zur Verstärkung der primären Stromimpulse sowie die gesamte Basiselektronik zur weiteren Verarbeitung dieser Bildinformation.

Die geometrische Information eines CCD-Ausgangssignals ist immer digitalisiert und parallel-seriengewandelt. D.h. das Ausgangssignal besteht aus einer zeitlich nacheinander übertragenen Information über die Signalstärke eines jeden Längen- oder Flächenelementes. Es hat sich eingebürgert, diese geometrischen Basiselemente in beiden Fällen als *Pixel* zu bezeichnen. Ich werde diese im Folgenden in der Form  $px$  kennzeichnen.

Wichtige Auswahlkriterien für einen CCD-Chip sind die Anzahl der Pixel und die mechanischen Abmessungen der Detektorfläche. Erstere bestimmt die erreichbare Ortsauflösung, und letztere bestimmt die Spezifikationen für das hieran angepasste System der optischen Abbildung (s. z.B. Abschnitt 11.13.3). Beide Kenndaten zusammen legen die Pixelgröße auf dem Chip fest, welche ihrerseits bei der Abschätzung der in einer konkreten Anwendung bei einer Einzelmessung verfügbaren Anzahl an Photonen eine wichtige Rolle spielt. Außerdem kann die effektive Quantenausbeute

$$\eta^{(N)} = \frac{\text{Anzahl der erzeugten Signaleinheiten}}{\text{Anzahl der auf die Detektorfläche gefallenen Photonen}} \quad (11.179)$$

für verschiedene Chip-Typen durchaus signifikant unterschiedliche Werte annehmen, u.a. weil konstruktiv bedingt nur noch ein gewisser Bruchteil der Chip-Fläche für die eigentlichen Detektoren zur Verfügung steht, da der Rest für die übrigen elektronischen Elemente verbraucht wird.

Typische Anwendungsgebiete für CCD-Chips sind jede Art von elektronischer Bildaufzeichnung, aber auch Spektrographen und andere optische Messanordnungen, die orts aufgelöste Strahlungsinformationen erzeugen. Die Kenngröße Anzahl der Pixel pro Chip ist bei annähernd gleich bleibenden Herstellungspreisen pro Chip von anfangs etwa  $10^4$  (1974) auf heute (2007) etwa  $6 \cdot 10^6$  gestiegen. Für höchste Anforderungen werden sogar Chips mit  $2 \cdot 10^7$  px angeboten. Der größte aktuell (2014) gefertigte CCD-Chip ist der für die Raumsonde GAIA (s. Absatz S. 1412) gefertigte Chip mit  $\lesssim 1 \cdot 10^9 \cdot px$  auf einer Fläche von  $0,5 \cdot m^2$ .

### 11.9.5 Photomultiplier / Multichannel Plates (-)

Für die Detektion kleinster Mengen an optischer Strahlung werden auch heute noch häufig *Photomultiplier* (engl. *photomultiplier tube* PMT) eingesetzt. Die ursprüngliche deutsche Bezeichnung dieses Bauelementes lautet **Sekundärelektronenvervielfacher** (SEV), sie wird aber praktisch nicht mehr benutzt. Ein PMT besteht zum einen aus einer Vakuum-Photodiode, in der bei Strahlungseinfall über den äußeren Photoeffekt (Abschnitt 7.2.1) Elektronen aus der Elektrode in das Vakuum austreten. Diese Vakuumdiode ist nun in Serie geschaltet mit einer mehr-stufigen elektrostatischen Verstärkungseinheit. In dieser wird die elektrische Spannung zwischen 2 aufeinander folgenden Elektroden so hoch gewählt, dass die kinetische Energie der beschleunigten Elektronen ausreicht, um beim Aufschlag auf die Elektrodenoberfläche aus dieser mehr als 1 sog. *Sekundärelektron* herauszuschlagen. Insgesamt erzeugt jedes von der sog. Photokathode erzeugte Photo-Elektron eine Anzahl  $V$  von Elektronen, die an der Anode als Messstrom abgegriffen und weiter verstärkt werden können. Diese elektrostatische Verstärkung  $V$  ist nicht mit der Produktion von Entropie verbunden, sie unterliegt daher auch nicht der Nyquist-Beziehung (Gl. 14.207). Insbesondere ist daher das elektronische Rauschen des PMT-Anodenstroms lediglich durch den Eingangswiderstand des nachfolgenden elektronischen Verstärkers bestimmt, aber nicht durch einen wie auch immer zu definierenden effektiven Innenwiderstand des PMTs selbst. Bei genügend niedrigen Photonenströmen wird daher das Rauschen des PMT-Anodenstroms **immer** vom Quantenrauschen des Stroms der erzeugten Photo-Elektronen dominiert. Dieser grundsätzliche Vorteil im Rauschverhalten bei niedrigen Photonenströme ist der entscheidende Grund dafür, dass der PMT sich bis heute gegen die entsprechenden Halbleiterelemente hat behaupten können.

Die Quantenausbeute  $\eta_0^{(N)}$  der Vakuum-Photodiode eines PMTs liegt i.a. in der Größenordnung von 0,1. Die elektrostatische Verstärkung  $V$  ist stark abhängig von den an die Elektroden angelegten Spannungen. I.a. wählt man eine einheitliche Spannungsdifferenz zwischen jeweils 2 aufeinander folgenden Elektroden und setzt dieses Konzept der Einfachheit halber über eine Spannungsteilerkette um, s. Abb. 21. Dann ist die Verstärkung  $V$  eine Funktion der insgesamt angelegten Hochspannung,

$$V = V(U_{HV}) \quad (11.180)$$

Ein typisches Beispiel einer derartigen Funktion ist in der Abb. 22 wiedergegeben. Bei einer Änderung der Hochspannung von  $400 \cdot V$  auf  $1000 \cdot V$  steigt in diesem Beispiel die Verstärkung etwa um den Wert  $10^3$ . Der Verlauf dieser Funktion ist annähernd logarithmisch,

$$\log \frac{V(U)}{V(U_0)} \approx a \cdot (U - U_0) \quad (11.181)$$

Dieses Verhalten wurde in der Vergangenheit gelegentlich zur technischen Realisierung eines Messsystems mit logarithmischer Empfindlichkeit ausgenutzt, s. Abschnitt

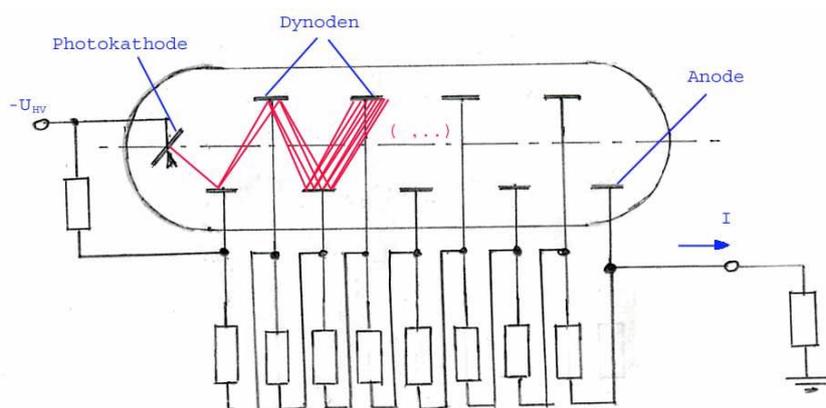


Abb. 21 Prinzipskizze der Spannungsbeschaltung eines PMTs

11.11.3. Die preisgünstige Verfügbarkeit mikroprozessorgesteuerter Messsysteme hat derartige Konzepte heute überflüssig gemacht. Heute liegt der Vorteil dieses Verhaltens insbesondere darin, dass man über diese Hochspannung die Signaldynamik des Messkanals extrem erweitern kann.

Die Gesamtempfindlichkeit eines PMTs

$$\begin{aligned}
 S &= \frac{\text{Anodenstrom}}{\text{Strahlungsstrom a. d. Photokathode}} \\
 &= \frac{q_0}{h \cdot \langle \lambda \rangle} \cdot \eta_0^{(N)} \cdot V(U_{HV}) \quad (11.182)
 \end{aligned}$$

$q_0$  : Elementarladung  
 $\langle \lambda \rangle$  : mittlere Wellenlänge der benutzten Strahlung

ist bei konstanter Hochspannung in sehr guter Näherung unabhängig von der Intensität des Strahlungsstroms  $J$  und zwar über viele Größenordnungen von  $J$ .

Ein ernsthafter Nachteil des PMT bei seinem Einsatz in der quantitativen strahlungsoptischen Messtechnik ist die produktionsbedingte starke Exemplar-Schwankung seiner (z.B. bei konstanter Strahlungswellenlänge gemessenen) Empfindlichkeitskurve  $\eta = \eta(U_{HV})$ . Diese kann sich für einen bestimmten vorgegebenen Spannungswert von Exemplar zu Exemplar desselben PMT-Typs durchaus um eine Größenordnung unterscheiden. Und auch der relative Verlauf der Kurve  $\eta = \eta(U_{HV})$  ist üblicherweise von Exemplar zu Exemplar signifikant verschieden. Auch die (bei konstanter Hochspannung gemessene) spektrale Empfindlichkeit  $\eta = \eta(\lambda)$  ist von Exemplar zu Exemplar etwas unterschiedlich, insbesondere im langwelligen Teil der Kurve. Die Ursache hierfür ist primär die unterschiedliche spektrale Empfindlichkeit des Photokathodenmaterials. Bei jeder quantitativen Messung ist daher i.a. nach jedem Exemplarwechsel eines PMTs eine komplette Rekalibrierung der Messanordnung

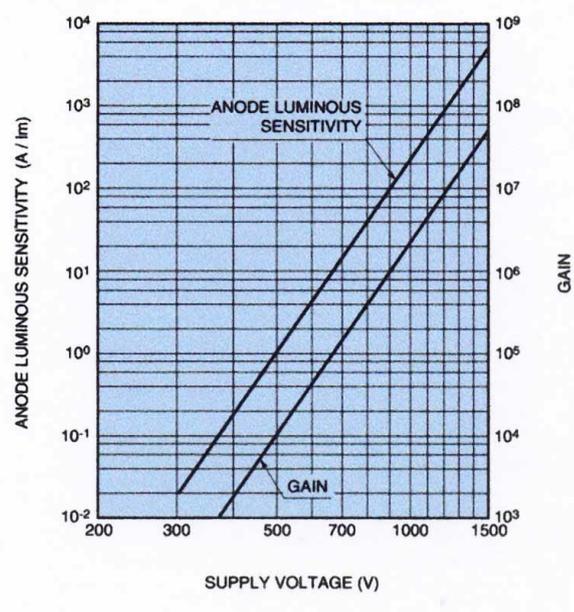


Abb. 22 Typische Abhängigkeit von Empfindlichkeit und Stromverstärkung eines PMTs von der angelegten Hochspannung  
(Quelle: <http://sales.hamamatsu.com/assets/applications>)

erforderlich, insbesondere wenn - z.B. zur Steigerung der Dynamik des Messkanals - die Möglichkeit der Empfindlichkeitsänderung über die angelegte Hochspannung bei der Strahlungsmessung explizit genutzt wird.

PMTs findet man heute vorwiegend in optischen Messsystemen für kleinste Strahlungsmengen und/oder mit einer hohen Signaldynamik. Es steht zu erwarten, dass sie mehr und mehr durch Avalanche-Photodioden abgelöst werden, s. Abschnitt 11.9.6. Auswahlkriterien sind insbesondere der Bereich der spektralen Empfindlichkeit, das Dunkelsignalrauschen und die Quantenausbeute der Eingang Photodiode. Eine häufig eingesetzte Möglichkeit zur Reduzierung des Dunkelsignal-Rauschens ist die Kühlung des gesamten PMTs.

**Multichannelplates (MCP)** sind meist in einer ebenen Fläche angeordnete Photodetektorelemente, die sich in ihrem photoelektrischen Verhalten weitgehend ähnlich wie ein PMT verhalten. Der erste gedankliche Schritt von einem PMT zu einer MCP ist der Übergang zu einem sog. *continuous electron-multiplier*. Dieses ist eine dünne Röhre von typisch  $10 \cdot \mu\text{m}$  Innendurchmesser und einigen *mm* Länge, auf die das Messlicht leicht schräg eingestrahlt wird. Der Eingangsbereich dieses Röhrchens ist mit einem Material beschichtet, das sich wie eine Photokathode verhält, also einen starken äußeren Photoeffekt zeigt. Das nachfolgende Material des Röhrchens ist ausreichend hochohmig, um durch Anlegen einer äußeren Spannung an seine beiden Enden eine kontinuierlich ansteigende Spannung entlang dieses Röhrchens generieren

zu können. Ganz analog zu den Vorgängen in einem PMT erzeugen nun die von der Photokathode herausgeschlagenen Elektronen eine Kaskade von Sekundärelektronen. Ordnet man nun eine Vielzahl dieser Röhrcchen (typische Werte liegen in der Größenordnung von  $10^5$ ) in einer 2-dimensionalen Anordnung, so ist man bei einer MCP angekommen. Ausgelesen werden die verstärkten Signale i.a. wieder optisch. D.h. die MCP ist mit einem Lumineszenzschirm abgeschlossen, der seinerseits i.a. mit einer 2-dimensionalen CCD-Detektoreinheit abgefragt wird. Das wirksame Zeitfenster für die Lichtmessung mit einem CCD-Array lässt sich mit einer Genauigkeit von knapp  $1 \cdot ns$  ein- und ausschalten, so dass letztlich eine MCP einen im  $ns$ -Bereich triggerbaren Lichtverstärker und -detektor darstellt. MCPs haben eine breite Anwendung im Bereich der Kurzzeit-Spektroskopie gefunden.

#### 11.9.6 *Avalanche-Photodioden (-/-)*

(XXX: Der Text des Abschnitts *Avalanche-Photodioden* ist noch nicht verfügbar.)

### 11.10 Grundlagen des optischen Gerätebaus (\*)

Aufgabe nahezu aller optischen Geräte ist es, von einem zu untersuchenden Objekt, der *Probe P*, ein optisches Strahlungssignal zu erzeugen und zwar derart, dass dessen Intensität durch den Wert bestimmt ist, den ein vorgegebener optischer Materialparameter  $\rho$  in einem bestimmten Teilbereich dieser Probe, dem *Messfeld M*, annimmt. Der Einfachheit halber werde ich für die nun folgende Diskussion annehmen, dass die Probe in nur 2 Ortskoordinaten ausgedehnt ist, dass es sich also z.B. um die Oberfläche einer Probe handelt, die in Reflexion untersucht wird, oder um eine ausreichend dünne Probe, die dann in Transmission betrachtet wird. Dieses optische Strahlungssignal wird dann durch geeignete Strahlungsdetektoren (Abschnitt 11.9) in ein für die weitere Verarbeitung geeignetes Signal gewandelt, z.B. durch einen Photomultiplier in ein elektrisches Signal oder durch einen photographischen Film in ein chemisches Signal. In manchen Fällen übernimmt auch unmittelbar das Auge des Experimentators die Funktion des Strahlungsdetektors. Die verschiedenen optischen Geräte unterscheiden sich nun primär darin, in welcher Weise sie das i.a. ortsabhängige Parametersignal  $\{\rho(x, y); (x, y) \in P\}$  zu einem optischen Signal verarbeiten. Dabei treten in der Praxis ganz überwiegend nur die beiden nachfolgend skizzierten Grenzfälle auf:

1. Das zu detektierende optische Signal soll keinerlei ortsselektive Information über die Probe mehr enthalten, sondern über das Messfeld *M* möglichst perfekt gemittelt sein. Diesen Gerätetyp bezeichnet man als ein *Messgerät* für den ausgewählten Materialparameter, also z.B. als *Absorptions-*, *Streuungs-* oder *Glanzmessgerät*. In der technischen Realisierung wird man dann anstreben, dass alle geometrisch separierbaren Teilbereiche des optischen Signals in zumindest annähernd gleichem Maße von beliebig ausgewählten Unterbereichen des Objekt-Messfeldes abhängig sein.

2. Jetzt soll das optische Messsignal in seinen geometrisch geeignet separierbaren Teilbereichen überwiegend durch den Wert des Materialparameters in genau **einem** Teilbereich des Objekt-Messfeldes bestimmt sein. Diesen Gerätetyp bezeichnet man als ein *Abbildungsgerät im Kontrast des ausgewählten Materialparameters*. Bei konventionellen Systemen ist dabei die Zuordnung zwischen den Teilbereichen des Objekt-Messfeldes und denen des optischen Messsignals nicht beliebig. In geeigneten Koordinatensystemen gibt es i.a. eine zumindest lokal die Topologie erhaltende Transformation, die die Ortskoordinaten  $(x, y)$  des Objekt-Messfeldes (des *Objektes* oder *Urbildes*) in die Koordinaten  $(x^*, y^*)$  des optischen Messsignals (des *Bildes*) abbildet. In einem besonders einfachen Fall ist diese Transformation linear z.B. gem.

$$|(x_2, y_2) - (x_1, y_1)| = \Gamma \cdot |(x_2^*, y_2^*) - (x_1^*, y_1^*)| \quad (11.183)$$

D.h. alle Abstände zwischen 2 Punkten werden mit einem gemeinsamen Faktor multipliziert, dem *Abbildungsmaßstab*  $\Gamma$ . Die durch das Gerät erzeugte Transformation entspricht also einer Streckung bzw. Stauchung, der aber zusätzlich eine Spiegelung und/oder eine Drehung um einen Punkt  $(x_1^{(0)}, y_1^{(0)})$  überlagert sein kann. Reale Abbildungsgeräte haben dann meist eine Transformationsfunktion  $(x_0, y_0) \rightarrow (x_1, y_1)$ , die von dieser idealisierten Funktion gem. Gl. 11.183 mehr oder weniger stark abweicht. Diese Abweichungen werden dann als Abbildungsfehler bezeichnet. Ein Beispiel für Abbildungsgeräte mit einer wesentlich komplexeren Transformationsfunktion sind z.B. bestimmte Typen von Systemen zur Verschlüsselung optischer Daten.

Die Grundstruktur nahezu jedes optischen Gerätes ist in der Abb. 23 angedeutet. Das Licht einer Beleuchtungsquelle wird über eine Beleuchtungsoptik auf

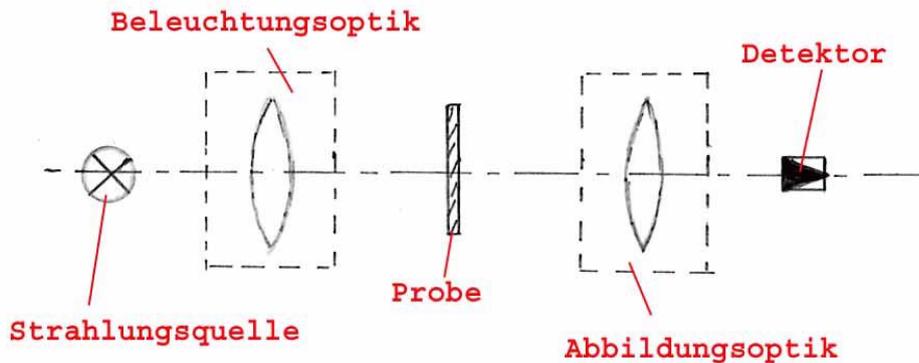


Abb. 23 Grundstruktur eines optischen Gerätes

die Probe gerichtet. Durch eine geeignete geometrische Anordnung, durch zusätzliche optische Elemente (die in der Abb. 23 nicht aufgeführt sind) etc. wird dafür

gesorgt, dass die Intensität des bis zur Detektorebene gelangenden Lichtes ausreichend stark durch den im Messfeld der Probe vorliegenden Wert des ausgewählten Materialparameters beeinflusst wird. Dieses Licht wird von der Abbildungsoptik auf die Detektionsebene gelenkt. In dieser Ebene befindet sich, je nach Anwendung, der 0-dimensionale Einfachdetektor, der 1-dimensionale Zeilendetektor oder der 2-dimensionale Bildempfänger, z.B. ein CCD-Chip oder ein photographischer Film.

In den nun folgenden Unterkapiteln beschreibe ich die mir am wichtigsten erscheinenden generellen Strukturen optischer Geräte. Die genaue Funktion der Beleuchtungs- und der Abbildungsoptik sowie deren typische technische Realisierung ist für die beiden soeben genannten Gerätetypen *Messgerät* und *Abbildungsgerät* stark unterschiedlich, so dass ich sie auch jeweils separat diskutieren werde. Die Umsetzung dieser allgemeinen Konzepte in reale Geräte werde ich danach durch Behandlung einiger klassischer optischer Geräte demonstrieren. Konkrete Hinweise für die Lösung typischer Probleme der experimentellen Optik findet der Leser wieder im Abschnitt 11.15 (Tipps, Tricks und Spezialitäten).

#### 11.10.1 *Das Zusammenspiel von Beleuchtung und Abbildung (\*)*

Jedes abbildende optische Gerät besteht aus 2 im Grunde voneinander unabhängigen, aber in sich verschränkten Strahlengängen, nämlich aus dem *Beleuchtungsstrahlengang* und dem eigentlichen *Abbildungsstrahlengang*. Aufgabe des Beleuchtungsstrahlengangs ist nicht nur, einen möglichst großen Anteil des von der Beleuchtungsquelle emittierten Lichtes für die Abbildung bereitzustellen, sondern insbesondere dafür zu sorgen, dass das in der Detektionsebene erzeugte Bild der Probe möglichst gleichmäßig hell ausgeleuchtet ist. D.h. es genügt nicht, die Probe gleichmäßig auszuleuchten, sondern es muss dafür Sorge getragen werden, dass dieses Beleuchtungslicht auch möglichst vollständig bis in die Detektionsebene gelangt. Außerdem müssen diese beiden Strahlengänge optimal voneinander entkoppelt sein. Da nämlich die Beleuchtungsquelle i.a. nicht strukturlos ist (s. z.B. Abschnitt 11.15.3), muss gesichert sein, dass in der Detektionsebene zusätzlich zu dem Bild der Probe nicht auch noch das Bild der Beleuchtungsquelle erscheint, nicht einmal als stark unscharfe Andeutung.

Dass diese beiden Anforderungen nicht trivialerweise von selbst erfüllt sind, zeigt die Abb. 24. In der hier skizzierten Anordnung wird auf eine besondere Beleuchtungsoptik ganz verzichtet und die Probe mit einer Lichtquelle beleuchtet, deren strahlende Fläche relativ klein ist. Die Entfernung zwischen Lichtquelle und Probe ist jedoch so groß, dass die Probe auf diese Weise in guter Näherung gleichmäßig beleuchtet wird. Die Probe sei z.B. ein photographisches Diapositiv, also ein nur schwach in Vorwärtsrichtung streuendes Objekt, das im Absorptionskontrast zu betrachten ist. Die in der Abb. 24 gezeichnete Linse (das *Objektiv*) bildet das Objekt in die Detektionsebene ab, z.B. auf eine Projektionsleinwand. Ergebnis einer derartigen Anordnung ist ein Bild des Diapositivs, das nur in einem gewissen Bereich um das Zentrum herum akzeptabel hell ist, während es zum Rand sehr stark in seiner Helligkeit abnimmt. Die Ursache ist leicht ersichtlich: Nur für die Probenmitte

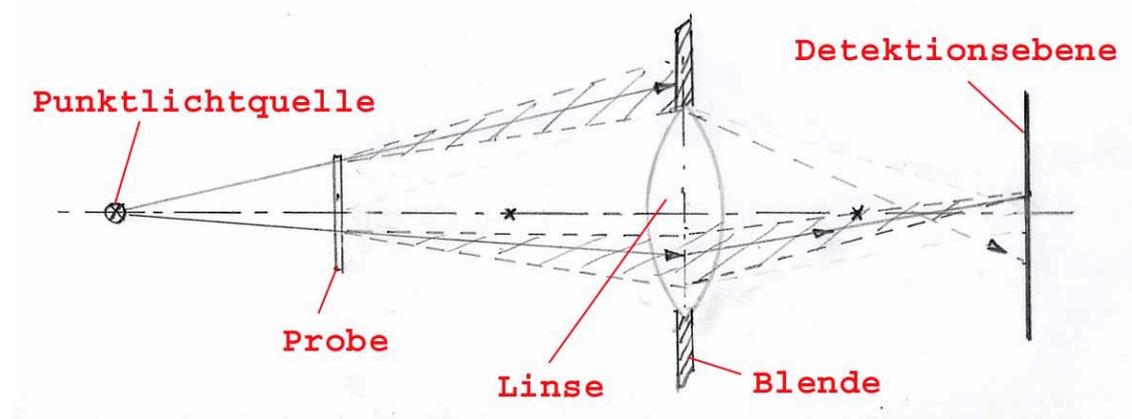


Abb. 24 Strahlengang mit Vignettierung

gilt, dass das Beleuchtungslicht und der von ihm durch die Probe erzeugte Streukegel von der Linse erfasst und für den Bildaufbau genutzt werden. Die Strahlen, die den Rand des Objektes beleuchten, und deren Streukegel erreichen dagegen gar nicht das Objektiv, sondern gehen an ihm vorbei und können daher auch nicht zur Helligkeit des Bildes in diesem Bereich beitragen! Dieser als *Vignettierung* bezeichnete Effekt tritt immer dann auf, wenn der Beleuchtungsstrahlengang diesbezüglich nicht ausreichend optimiert worden ist. In unserem Fall besteht die optimale Lösung darin, dass in unmittelbarer Nachbarschaft der Probe eine weitere Linse, der *Kondensator*, ergänzt wird, der die Beleuchtungsquelle in das Objektiv hinein abbildet, s. Abb. 25. Nun

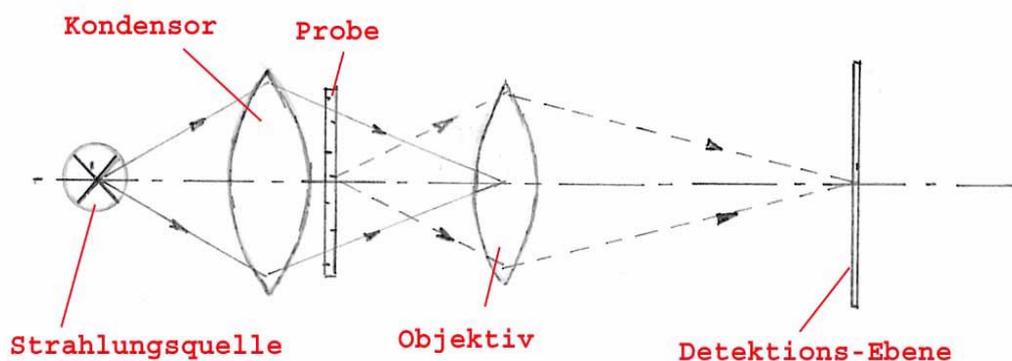


Abb. 25 Vignettierungsfreier Strahlengang eines abbildenden optischen Gerätes

werden alle Strahlen, die die Probe durchsetzen, auch auf das Objektiv gelenkt und tragen daher auch zum Bildaufbau bei. Gleichzeitig sind die beiden Strahlengänge optimal voneinander entkoppelt, denn das Bild der Lichtquelle entsteht nicht etwa in der Detektionsebene, sondern in der dazu gehörenden Fourierebene, vgl. Abschnitt ??.

Eine derartige Anordnung wird i.a. als *vollständiger Strahlengang* bezeichnet. Wir werden die konsequente Umsetzung dieses Konzeptes bei komplizierteren Anordnungen im Abschnitt 11.11 kennenlernen. In der Mikroskopie hat dieses Konzept nach *August Karl Johann Valentin Köhler* (\* 1866 in Darmstadt; † 1948 in Jena) den Namen *Köhler-Anordnung* erhalten (s. auch [11]).

Das einfachste Konzept für die Optik eines Messgerätes (s.o.) ist in der Abb. 26 (a) dargestellt: Die Strahlungsquelle wird von der Abbildungslinse auf die De-

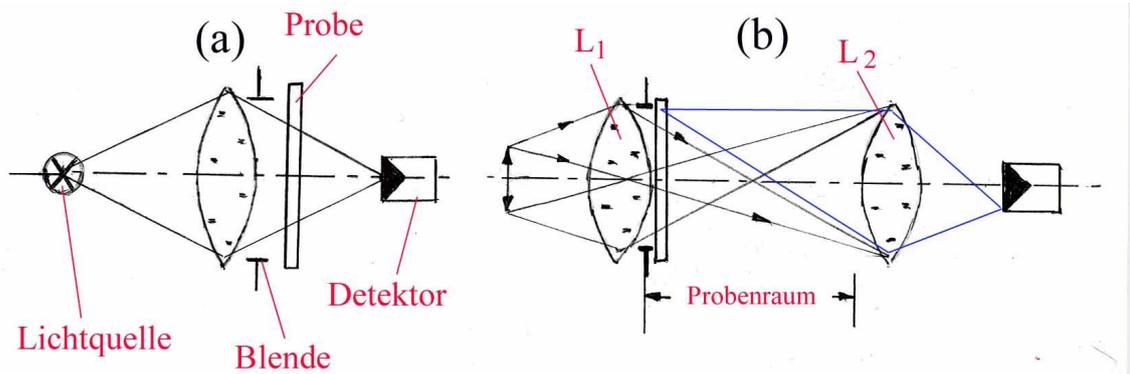


Abb. 26 Strahlengang eines Photometers: (a) einfachstes Konzept (b) vollständiger Strahlengang

tektorfläche abgebildet; die Probe befindet sich direkt vor oder hinter der Linse, also an der Stellung bester Gleichmäßigkeit in der Ausleuchtung. Die aktive Messfeldgröße wird durch die Blende vorgegeben. Diese Anordnung hat jedoch einen wichtigen Nachteil: Auf dem Detektor entsteht ein Bild der Strahlungsquelle. Sobald also die Strahlungsdichte der Quelle nicht völlig homogen ist, z.B. die Struktur einer Drahtwendel hat (vgl. Abb. 72), machen sich evtl. ebenfalls vorhandene Inhomogenitäten in der Empfindlichkeit des Detektors in der Weise bemerkbar, dass das aktuelle Messsignal empfindlich von der relativen Position der Komponenten des optischen Systems zueinander abhängt, also von der Justierung und von evtl. mechanischen Erschütterungen. Daher stellt die in der Abb. 26 (b) skizzierte Anordnung eine essenzielle Verbesserung dar: Die Strahlungsquelle wird nun nicht direkt auf den Detektor, sondern auf die Linse  $L_2$  abgebildet, die ihrerseits die Öffnungsfläche der Linse  $L_1$  auf den Detektor abbildet, als die Fläche bester Gleichmäßigkeit in der Ausleuchtung. Auf diese Weise ist bei der Messung des Materialparameters  $\rho$  mit diesem optischen Messgerät eine sehr gute Mittelung über die Messfläche gewährleistet. In vielen Anwendungen ist es von Vorteil, wenn das Bild der Strahlungsquelle auf  $L_2$  etwa denselben Durchmesser hat wie die Messfeldblende. Dann nämlich bleibt zwischen den beiden Linsen  $L_1$  und  $L_2$  der Durchmesser des mit Strahlung erfüllten Bereichs nahezu unverändert. Die genaue laterale Position der Probe zwischen diesen beiden Linsen ist daher von untergeordneter Bedeutung; lediglich die Gleichmäßigkeit in der Ausleuchtung ist direkt hinter  $L_1$  am besten. Grundsätzlich steht daher der

ganze Raum zwischen  $L_1$  und  $L_2$  als Probenraum zur Verfügung. In besonderen experimentelle Aufbauten, z.B. in Spektrometern kann dies von besonderem Vorteil sein. Ich möchte diese Anordnung einen *quasi-parallelen Strahlengang* nennen: Das Licht hat wohl eine endliche Divergenz, ändert aber (in diesem begrenzten Teil des Strahlengangs) trotzdem nicht seinen Strahlquerschnitt.

### 11.10.2 Geometrische Abbildung und Fouriertransformation (-/-)

(XXX: Der Text des Abschnitts *Geometrische Abbildung und Fouriertransformation* ist noch nicht verfügbar. In ihm wird auch die nachfolgende Gl. und deren Erläuterung enthalten sein:)

$$d_{\min} = \frac{\lambda}{2 \cdot NA} \quad (11.184)$$

### 11.10.3 Gesetzmäßigkeiten des Strahlungsstroms (\*)

Wir beschränken die nun folgende Diskussion auf optische Geräte ohne Strahlungs-umkehr oder eine andere noch kompliziertere mehrfache Durchdringung derselben Fläche durch die betrachtete Strahlung. Diese Einschränkung ist letztlich keine reale Begrenzung der nachfolgend geschilderten Gesetzmäßigkeiten, sie erleichtert lediglich deren Formulierung und Beweis. Im Anschluss an diese Diskussion wird dann unmittelbar einsichtig sein, wie diese Gesetze auf Geräte mit Strahlungs-umkehr o.ä. zu übertragen sind.

Unter dieser einschränkenden Bedingung folgt unmittelbar aus der Energieerhaltung, dass in einem optischen Gerät der gesamte durch eine beliebige, senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Strahlung orientierte Fläche hindurchgehende Strahlungsstrom überall denselben Wert hat, wenn nicht in diesem Gerät Verluste auftreten, z.B. durch Absorption, Streuung, Vignettierung o.ä. . Hieraus folgt aber unmittelbar der Satz

**Theorem 191** *In einem verlustfreien optischen abbildenden System haben das Objekt, die Aperturebene der abbildenden Optik und das Bild dieselbe Strahlungsdichte.*

Wir beweisen diesen Satz zunächst für die Strahlungsdichten von Objekt und Bild. Der gesamte, vom Objekt durch die abbildende Linse geschickte Strahlungsstrom beträgt

$$\Phi_{\text{Objekt}} = L_{\text{Objekt}} \cdot A_{\text{Objekt}} \cdot \omega_1 \quad (11.185)$$

$L_{\text{Objekt}}$  : Strahlungsdichte des Objektes;

$A_{\text{Objekt}}$  : strahlende Fläche des Objektes;

$\omega_1$  : v. d. abbildenden Linse erfasster Raumwinkel dieser Strahlung.

Dieser ist gleich dem in der Bildebene ankommenden Strahlungsstrom,

$$\Phi_{\text{Objekt}} = \Phi_{\text{Bild}} = L_{\text{Bild}} \cdot A_{\text{Bild}} \cdot \omega_2 \quad (11.186)$$

$\omega_2$  : vom durch das Bild hindurchgehenden Strahlungsstrom gefüllter Raumwinkel.

Wie wir aber im Abschnitt 11.6 gesehen haben, gilt

$$\frac{A_{Bild}}{A_{Objekt}} = \left(\frac{b}{a}\right)^2 = \frac{\omega_1}{\omega_2} \quad (11.187)$$

(Zur Bedeutung der Bildweite  $b$  und der Gegenstandsweite  $a$  s. Abb. 8) Aus diesen 3 Gl. 11.185, 11.186 und 11.148 folgt aber unmittelbar

$$\begin{aligned} A_{Objekt} \cdot \omega_1 &= A_{Bild} \cdot \omega_2 \Rightarrow \\ L_{Objekt} &= L_{Bild} = L_0 \end{aligned} \quad (11.188)$$

Um zu zeigen, dass auch die Apertur der abbildenden Linse dieselbe Strahlungsdichte  $L_0$  hat, berechnen wir die Bestrahlungsstärke in der Bildebene,

$$I_{Bild} = \frac{\Phi_{Bild}}{A_{Bild}} = L_{Bild} \cdot \omega_2 \quad (11.189)$$

Die Strahlungsquelle für das Bild ist aber eben diese Apertur der Fläche  $A_L$ , es gilt also definitionsgemäß (s. Abschnitt 11.7.1)

$$I_{Bild} = \frac{L_{Linse} \cdot A_{Bild}}{b^2} = L_{Linse} \cdot \omega_2 \quad (11.190)$$

Der Vergleich der Gl. 11.189 und 11.190 zeigt dann, dass - wie es zu beweisen war -

$$L_{Linse} = L_{Bild} \quad (11.191)$$

Dieses über die Anschauung keinesfalls unmittelbar einleuchtende Gesetz hat u.a. folgende Konsequenz:

In einem abbildenden optischen System ist für die Bildhelligkeit primär die Strahlungsdichte und nicht etwa der gesamte Strahlungsstrom der Beleuchtungsquelle entscheidend. Bei dieser Aussage wird allerdings vorausgesetzt, dass es gelingt, die abbildende Linse vollständig mit dem Bild der Lichtquelle zu füllen (s. hierzu auch Abschnitt 11.15.3). Das ist aber bei zu großen Unterschieden zwischen der Apertur dieser Linse und der Querschnittsfläche der Lichtquelle bereits aus ausschließlich geometrischen Gründen nicht möglich, so dass im konkreten Fall dann doch eine Strahlungsquelle mit einer ausreichend großen Emissionsfläche und damit auch einem gewissen Mindest-Strahlungsstrom gewählt werden muss.

#### 11.10.4 Kontrastmechanismen abbildender optischer Geräte (-)

Wie ich bereits in der Einleitung zum Kapitel 11.10 (Grundlagen des optischen Gerätebaus) skizziert habe, besteht die Aufgabe eines **abbildenden** optischen Gerätes darin, von der Probe ein *Bild* zu erzeugen, in dessen örtlicher Intensitätsverteilung (auch) die gewünschte Information über die Probe enthalten ist. Damit ist gemeint, dass die Intensität des Bildes an einer Stelle  $(x_1, y_1)$  eine wohl definierte Funktion

ist des Wertes  $\rho$  eines vorgegebenen Materialparameters an der zugehörigen Stelle  $(x_0, y_0)$  der Probe:

$$I(x_1, y_1) = f(\rho(x_0, y_0)) \quad (11.192)$$

Sobald dieser wohl definierte funktionelle Zusammenhang zumindest für einen Anteil der gesamten Bildintensität erfüllt ist, nennt man das so erzeugte Bild ein *Bild der Probe im  $\rho$ -Kontrast*. Damit diese Bedingung erfüllt ist, bedarf es i.a. einer besonderen Ausgestaltung der optischen Anordnung zur Erzeugung dieses Bildes. Diese ist bis zu einem gewissen Grad unabhängig von der übrigen Aufgabe und Konstruktion des optischen Abbildungsgerätes, ist also z.B. bei einer makroskopischen Relaisoptik ähnlich wie bei einem Mikroskop. Daher werden wir diese auch nun separat zusammenfassend behandeln.

### Absorptionskontrast (-)

Als einfachstes Beispiel diskutieren wir zunächst den *Absorptionskontrast*. Damit die Bildintensität in Abhängigkeit zur örtlichen Verteilung des Absorptionskoeffizienten des Probenmaterials moduliert wird, genügt es, die Probe mit dem Beleuchtungslicht zu durchstrahlen und mit dem durchgehenden Licht das Bild zu erzeugen. Verwenden wir monochromatisches Licht, so entspricht die lokale Bildintensität direkt der Transmission  $T(\lambda)$  der Probe an dieser Stelle. Verwenden wir weißes Licht als Beleuchtung, entsteht ein farbiges Bild, s. Kapitel 11.14. Voraussetzung ist allerdings, dass die Absorption der Probe nicht zu groß ist, anderenfalls ist das Bild als ganzes zu dunkel und man erkennt höchstens noch die äußeren Umrisse der Probe. Diese Bedingung lässt sich oft dadurch erfüllen, dass man einen Dünnschnitt der Probe herstellt.

### Streuungskontrast (-)

Eine weitere, relativ einfache Möglichkeit der Kontrasterzeugung ist der *Streuungskontrast*, bei dem der oben angeführte Materialparameter  $\rho$  das Streuvermögen der Probe ist. Im Auflicht eingesetzt, können so Störungen insbesondere von ansonsten sehr glatten Oberflächen empfindlich nachgewiesen werden. Im Durchlicht detektiert man auf diese Weise sowohl Streuzentren im Volumen der Probe als auch streuende Störungen der Oberfläche. Zur Umsetzung dieses Konzeptes verwendet man eine Beleuchtungsquelle ausreichend kleiner strahlender Fläche und bildet diese, nachdem das Licht die Probe passiert hat, derart auf das Objektiv ab, dass der primäre Lichtfleck deutlich kleiner ist als die Apertur des Objektivs bei voller Öffnung, s. Abb. 27. Schränkt man jetzt die effektive Apertur des Objektivs z.B. mit einer Irisblende in etwa auf diesen Lichtfleckbereich ein, so erhält man ein sog. *Hellfeldbild*: Im Bild werden diejenigen Bereiche der Probe hell wiedergegeben, deren Streuvermögen an dieser Stelle besonders gering ist. Dunkle Stelle entsprechen demnach stark streuenden Probenstellen. Blendet man dagegen diesen Bereich der Objektiv-Apertur aus und verwendet nur das auf den verbleibenden Teil der Objektiv-Apertur fallende

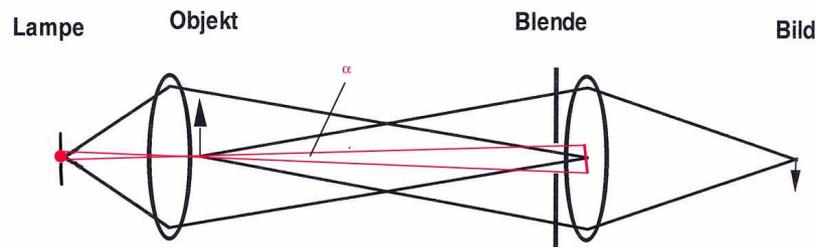


Abb. 27 Strahlengang einer Abbildung im Streuungskontrast (Hellfeld)

Licht zur Abbildung, so entsteht ein sog. *Dunkelfeldbild*: Nicht streuende Bereiche der Probe sind nun im Bild dunkel, und streuende Bereiche werden stark aufgehellt. Vor- und Nachteile von Hellfeld- und Dunkelfeld-Abbildung entsprechen der im Abschnitt 11.15.8 erläuterten Situation bei der Messung des integralen Streuvermögens von Proben: Die Dunkelfeldabbildung ist insbesondere bei nur sehr wenig streuenden Proben von Vorteil, da sie in diesem Fall mit hoher Empfindlichkeit alle Störstellen anzeigt, die eine gewisse Streuung aufweisen. Dunkelfeldabbildungen sind allerdings i.a. sehr lichtschwach. Hellfeldaufnahmen reagieren weniger empfindlich auf schwache Streueffekte, ergeben aber auch bei relativ stark streuenden Proben noch verwertbare Bilder. In jedem Fall haben Hellfeldabbildungen eine reduzierte Ortsauflösung, da ja durch die Streufeld-Blende die zu höheren Ortsfrequenzen gehörenden Lichtanteile nicht mehr zum Bildaufbau beitragen.

Die Empfindlichkeit einer Abbildung im Streuungskontrast lässt sich insbesondere dadurch steigern, dass man den von dem ungestreuten Abbildungslicht erfüllten Winkel  $\alpha$  der Proben-Beleuchtung besonders klein wählt, s. wieder Abb. 27. Dann lassen sich selbst kleinste Winkelablenkungen dieses Beleuchtungslichtes bereits sicher detektieren, Winkelablenkungen, wie sie z.B. durch eine lokale Verkipfung der Probenoberfläche entstehen. Damit wird der Streuungskontrast zu einem *Neigungskontrast*.

Eine der Praxis entnommene Anwendung dieser Methode ist die Analyse von Störungen auf einer lackierten Oberfläche, z.B. auf hochglanz-lackierten Autokarosserie-Teilen. An diesen können z.B. durch Eintrocknen von saurem Regen unter UV-Strahlung Flecken entstehen, die bei Betrachtung der Oberfläche unter dem Glanzwinkel visuell erkennbar sind und damit von dem verwöhnten Besitzer entsprechender Luxus-Autos als störend empfunden und reklamiert werden. Die Lackschicht ist jedoch hierdurch kaum angegriffen, es hat sich lediglich am Fleckenrand eine leichte Verwerfung der Oberfläche gebildet. Die Abb. 28 ( aus [13]) zeigt einen derartigen Wasserfleck auf einer Autolackierung im Hellfeld (links) bzw. im Dunkelfeld (rechts). Der oben erläuterte Winkel  $\alpha$  betrug in diesem Fall  $0,5^\circ$ . In beiden Abbildungstechniken tritt diese mit bloßem Auge nur schwierig detektierbare Störung deutlich in

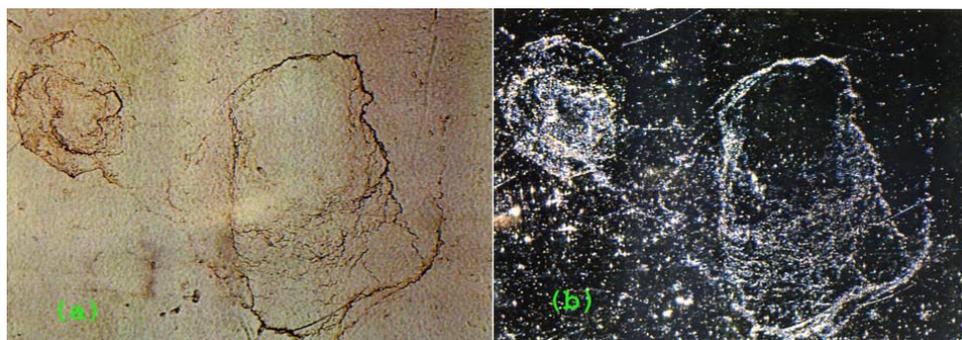


Abb. 28 Bild eines Wasserflecks auf einer Autolackierung  
(a) im Hellfeld (b) im Dunkelfeld

Erscheinung. Zu diesem Konzept des Hellfeld- und Dunkelfeld-Kontrastes s. auch [57]

Es sei noch angemerkt, dass jede Abbildungsoptik auch ohne zusätzliche Streufeld-Blende bereits einer Hellfeldabbildung entspricht, da ja die Apertur der Abbildungsoptik selbst ebenfalls die (sehr) hohen Ortsfrequenzen des Abbildungslichtes abschneidet. Der Streuingskontrast ist also niemals völlig ausgeschaltet.

### Kontrast durch inelastische Streuung (-)

Im Abschnitt 11.2.2 haben wir Effekte kennen gelernt, durch die das Licht nicht nur in seiner Richtung abgelenkt wird, sondern auch seine Wellenlänge verändert, nämlich die Fluoreszenz und die Raman-Streuung. Auch diese Effekte können - und zwar sehr effektiv - zur Kontrasterzeugung ausgenutzt werden. Hierbei macht man sich vorzugsweise diese Wellenlängenverschiebung zu nutze. D.h. man sorgt durch eine geeignete Filterung dafür, dass für den Bildaufbau nur (oder zumindest überwiegend) das Licht aus einem Wellenlängenbereich verwendet wird, der nur durch Fluoreszenz bzw. durch Raman-Streuung erzeugtes Licht enthält, aber kein primäres Beleuchtungslicht. Im Fall der Fluoreszenz ist dies durch geeignete scharfkantige (z.B.) dichroitische Filter (s. Abschnitt 11.6.8) ohne größere Schwierigkeiten möglich. In vielen Fällen zeigt die zu untersuchende Probe in ihrer unveränderten Struktur keine für die gewünschte Abbildung ausreichende Fluoreszenz. Dann versuchte man, diese Probe durch eine Präparation mit einem fluoreszierenden Zusatzstoff, einem Marker, zu modifizieren. Im Idealfall verändert dieser Marker die morphologische Struktur der Probe nur unwesentlich. Er lagert sich jedoch selektiv an gewisse, dem Experimentator bekannte Teilbereiche der Probe an. Dann kann aus der räumlichen Verteilung dieses Markers auf die räumliche Verteilung eines bestimmten Teilbereichs der Probe geschlossen werden. Diese Präparations- und Abbildungstechnik hat im Bereich der Mikro-Zellbiologie zu einer Fülle neuer Erkenntnisse geführt. Ein Beispiel dieser Forschungsarbeiten ist die Synthese und Erforschung des sog. green

fluorescent proteins (GFP). Hierfür erhielten *Osamuro Shimomura* (\* 1928 in Kyoto (Japan); heute Woods Hole/MA (USA)), *Martin Chalfie* (\* 1947 in Chicago/Ill (USA); heute New York/NY (USA)) und *Roger Y. Tsien* (XXX: präzisieren)(\* 1952 in New York/NY (USA); heute San Diego/Cal. (USA)) den Nobelpreis Chemie 2008.

Insbesondere im Bereich der Mikroskopie hat eine Variante der Kontrasterzeugung durch Fluoreszenz eine große Bedeutung erreicht, die sog. *2-Photonen-Fluoreszenz*, s. Absatz S. 760. Dieser nichtlineare Quantenprozess, die Fluoreszenzanregung durch die simultane Absorption 2-er Photonen, kann nur bei extrem hohen Bestrahlungsdichten auftreten, bei der Bestrahlung einer Probe mit einem auf einen Punkt fokussierten Laserstrahl also nur an der Stelle der maximalen Fokussierung. Es bedarf daher keiner weiteren optischen Abbildungstechniken im sog. Abnahme-Strahlengang des Mikroskops, um eine hohe Ortsauflösung in allen 3 Raumdimensionen zu gewährleisten. Wenn es denn überhaupt zu einer messbaren Fluoreszenz in dem ausgewählten Wellenlängenbereich kommt, muss dieses Signal aus dem engsten Bereich um den Ort kommen, in dem der Laserstrahl fokussiert war. Ein weiterer Vorteil dieser Technik besteht darin, dass die Bestrahlung wohl mit sehr hohen momentanen Bestrahlungsdichten erfolgt, aber bei einer Wellenlänge, die das Objekt, bei dieser Technik meist eine biologische Probe, deutlich weniger schädigt, z.B. mit Licht im NIR anstelle von UV-Strahlung.

Bilder im Raman-Kontrast lassen sich i.a. nur durch eine spektrale Trennung mit Hilfe von Prismen- oder Gitterspektrographen erzeugen. Mit Einschränkungen sind hierfür jedoch auch spezielle holographische Schmalbandfilter geeignet. Wegen des für alle Materialien nur sehr niedrigen Streukoeffizienten für die Ramanstreuung besteht das grundsätzliche Problem bei der Aufnahme von Bildern im Ramankontrast in der verfügbaren Signalintensität. Da man i.a. die Intensität der Bestrahlung nicht sehr weit steigern kann, ohne die Probe zu verändern oder gar zu zerstören, müssen alle technischen Bemühungen zur Verbesserung der Signalqualität bzw. zur Reduzierung der Messzeit beim Detektionskanal ansetzen. Ich werde auf diese Problematik im Abschnitt 11.15.11 im Detail eingehen. Ein zu dem dort beschriebenen Ansatz alternatives Konzept verzichtet darauf, für jeden Bildpunkt eine auswertbare Raman-Information bereitzustellen, im Idealfall jeweils ein komplettes Ramanspektrum. Dieses Konzept erzeugt zunächst ein Bild der Probe nach einem energetisch günstigeren Kontrastverfahren, z.B. im Rückstreukontrast. Sodann wird dieses Bild z.B. durch bildanalytische Auswertverfahren (s. Abschnitt 11.11.6) in unterscheidbare Teilbereiche aufgeteilt (oder in Klassen von gleichartigen, aber gegenüber den zu anderen Klassen gehörenden Teilbereichen unterscheidbaren Teilbereichen). Von jeder dieser Bereichsklassen wird dann ein (gemeinsames) Ramanspektrum erstellt und interpretiert. Zu den Einzelheiten dieses Verfahrens s. [56].

(XXX: Der weitere Text des Absatzes *Kontrast durch inelastische Streuung* ist noch nicht verfügbar.)

### Phasenkontrast (-)

Wir betrachten nun das Konzept der Abbildung im *Brechungsindex-Kontrast*. Die Aufgabe besteht also darin, Proben abzubilden, deren innere Struktur sich primär in einem ortsabhängigen Brechungsindex  $n = n(\vec{r})$  äußert, während sich die Absorption nur wenig oder zumindest unspezifisch bzgl. der aktuell interessierenden Strukturen verändert. Eine wichtige Klasse derartiger Objekte sind mikroskopische organische Präparate. Diese sind in vielen Fällen nahezu transparent, der Brechungsindex der wasserreichen ( $n \approx 1,33$ ) Bereiche dieser Proben unterscheidet sich jedoch deutlich von dem der überwiegend aus organischem Material ( $n \approx 1,5$ ) bestehenden Bereiche. Zum einen führen die Grenzflächen dieser Teilbereiche wegen der dabei auftretenden Reflexionen und Brechungen zu streuungsähnlichen Effekten, so dass man auf eine ausreichende Wirkung des Streukontrastes hoffen könnte. Das Experiment zeigt jedoch, dass auf diese Weise in derartigen mikroskopischen Bildern sehr oft kein akzeptabler Kontrast zu erzielen ist

Den entscheidenden Beitrag zur Entwicklung der mikroskopischen Abbildung im Brechungsindex-Kontrast leistete 1930 der Physiker *Frits Zernike* (\* 1888 in Amsterdam; † 1966 in Naarden b. Amsterdam). Für diese Arbeiten erhielt er 1953 den Nobelpreis. Da diese (vorzugsweise in Transmission eingesetzte) Methode letztlich darauf beruht, den ortsabhängigen Phasenunterschied zu detektieren, der in den Beleuchtungslicht bei seinem Durchgang durch die Probe erzeugt wird, wird diese Kontrastierungstechnik i.a. als *Phasenkontrast-Verfahren* bezeichnet.

(XXX: Der weitere, eigentliche Text des Absatzes *Phasenkontrast* ist noch nicht verfügbar.)

### Polarisationskontrast (-)

Sobald die abzubildende Probe Strukturen enthält, die sich in ihrem Polarisationsverhalten unterscheiden, kann auch dieses zur Kontrasterzeugung herangezogen werden. Formal gesprochen verwenden wir also jetzt einen (oder eine Kombination von mehreren) der Koeffizienten in der *Müller-Matrix* (Abschnitt 11.3.1) als Materialparameter  $\rho$  für den Kontrastaufbau. Stellvertretend für andere Konfigurationen diskutieren wir den Fall, dass die Materialien, aus denen die abzubildenden Strukturen aufgebaut sind, sich in der spezifischen Drehung  $\zeta$  unterscheiden. Es mögen z.B. Teilchen mit  $\zeta \neq 0$  in einer nicht drehenden Matrix eingebettet sein. Wenn man nun mit linear polarisiertem Beleuchtungslicht arbeitet und im Strahlengang zwischen Probe und Detektor an geeigneter Stelle einen drehbaren Analysator ergänzt, so kann man diesen derart einstellen, dass die Bildteile, die zur Matrix gehören, dunkel bzw. nur mit geringer Intensität wiedergegeben werden. Die Teilchen mit  $\zeta \neq 0$  werden dann signifikant heller als die Matrix abgebildet. In analoger Weise lassen sich Strahlengänge mit einer Kontrasterzeugung für in anderer Weise polarisierende Materialien aufbauen, z.B. die Eigenschaft der meisten Einkristalle, unpolarisiertes Licht partiell zu polarisieren (XXX: präzisieren). Dieser Kontrastmechanismus findet daher

z.B. in der Mineralogie breite Anwendung.

(XXX: Der weitere Text des Absatzes *Polarisationskontrast* ist noch nicht verfügbar.)

### Interferenzkontrast (-/-)

(XXX: Der Text des Absatzes *Interferenzkontrast* ist noch nicht verfügbar.)

#### 11.10.5 Die formgebende Bearbeitung optischer Bauelemente (-/-)

(XXX: Der Text des Abschnitts *Die formgebende Bearbeitung optischer Bauelemente* ist noch nicht verfügbar.)

#### 11.10.6 Die Signaldynamik optischer Systeme (\*)

Den Begriff der Signaldynamik haben wir bereits im Abschnitt 11.9.1 ausführlich diskutiert. Dort ging es um den Bereich, den ein optisches Messsignal überstreichen darf, ohne dass der betrachtete Strahlungsdetektor und der an ihn angeschlossene Signalverarbeitungskanal seinen zulässigen Arbeitsbereich verlässt. In Analogie zu der dort getroffenen Definition verstehen wir nun unter der (geforderten bzw. erreichten) *Signaldynamik eines optischen Gerätes* das Verhältnis

$$SD = \frac{\max(I_{\text{Detektionsebene}})}{\min(I_{\text{Detektionsebene}})} \quad (11.193)$$

wobei die Extremwerte aus allen Konfigurationen zu nehmen sind, die beim typgemäßen Einsatz des Gerätes auftreten können, und deren typgemäße Verarbeitung auch wirklich sichergestellt werden soll. Diese Dynamik ist nach oben hin vorzugsweise durch den Strahlungsstrom der Beleuchtungsquelle und eventuell durch die Übersteuerungsschwelle des Strahlungsdetektors bestimmt. Die übrigen optischen Elemente erzeugen bei einer Belastung mit hohen Strahlungsströmen bzw. Strahlungsstromdichten i.a. höchstens dadurch Probleme, dass sie sich (als ganzes oder lokal) auf unzulässig hohe Temperaturen erhitzen. Dem kann aber i.a. durch entsprechende Maßnahmen der Wärmeabfuhr begegnet werden. In der Beleuchtungseinheit ist die Lösung dieses Problems allerdings häufig keinesfalls trivial und bedarf einer sorgfältigen Planung und Erprobung dieser Einheit. Strahlungsbedingte Veränderungen des optischen Verhaltens durch zu hohe lokale Bestrahlungsstärken können primär bei optischen Filtern auftreten. Ihnen kann außer durch eine sorgfältige Materialauswahl insbesondere durch eine Begrenzung der realen Bestrahlungszeit sowie durch eine Strahlaufweitung an dieser Stelle begegnet werden. Generelle spezifisch **optische** Probleme bei hohen Strahlungsströmen treten jedoch i.a. nicht auf.

Dagegen wird die Begrenzung zu niedrigen Strahlungsströmen i.a. durch ein optisches Problem vorgegeben, nämlich durch das im Gerät entstehende *Falschlicht*. Unter Falschlicht verstehen wir jede Art von Strahlung, die im Gerät entstanden ist, ohne dass sie für deren Funktion zwangsweise erforderlich wäre. Als Beispiele für Falschlichtquellen seien genannt:

- Fehlstellen in den optischen Elementen des Gerätes;
- Verunreinigungen auf den bestrahlten Oberflächen;
- die Begrenzungsaperturen der abbildenden Elemente;
- durch Reflexionen an den Grenzflächen der optischen Bauelemente, an Strahlbegrenzungen oder an dichroitischen Filtern erzeugtes Falschlicht, das nach vagabundierendem Verlauf innerhalb des Messgerätes teilweise wieder in den Detektionskanal gerät;
- spektrales Falschlicht, entstanden durch Fehldurchlässigkeiten von Filterelementen.

Alle diese Falschlichtquellen lenken im ungünstigen Fall auch Strahlung auf den Detektor, führen also insbesondere dazu, dass auch bei einer Konfiguration, die theoretisch zu einem Messsignal mit dem Wert 0 führen sollte, der Strahlungsstrom auf dem Detektor endlich bleibt. Hierdurch ist also die untere Grenze der Signaldynamik vorgegeben. Und wie der Experimentator bald erfahren muss, ist diese Begrenzung in der Realität rasch enger als ursprünglich geplant, so dass ein wichtiger Teil der gerätetechnischen Entwicklung optischer Geräte darin besteht, den Falschlichtanteil auf ein akzeptables Maß zu reduzieren. Zur Orientierung sei gesagt: Ein Wert von  $SD = 10^3$  stellt schon einen beachtlichen, in der experimentellen Praxis nicht einfach erreichbaren Wert dar.

Die Signaldynamik eines optischen Systems ist also meist durch andere Effekte als durch das reine optische Quantenrauschen (s. wieder Abschnitt 11.9.1) oder das elektronische Widerstandsrauschen (s. Abschnitt 14.3.7) des elektronischen Kanals der Signalverarbeitung begrenzt. Daher werden wir für deren Kennzeichnung auch bewusst **nicht** den in den Elektronik üblichen Begriff  $SNR$  (*signal-to-noise-ratio*) verwenden.

Im Kapitel 11.17 sind einige typische Zahlenwerte für die Dynamik optischer Geräte zusammengestellt, der Abschnitt 11.15.2 gibt einige Hinweise zum praktischen Vorgehen bei der Falschlichtreduzierung.

#### 11.10.7 Zuverlässigkeit von Messgeräten (\*)

Ich möchte an dieser Stelle eine Problematik diskutieren, die nicht grundsätzlich auf optische Systeme beschränkt ist, sondern für jeden Typ von Messgerät gleichermaßen relevant ist, nämlich die der *Geräte-Übereinstimmung*. Allerdings ist diese Problematik bei optischen Messsystemen von besonderer Relevanz. Wie wir bereits im Abschnitt 2.7.4 diskutiert haben, ergibt jede Wiederholung einer Messung trotz (vermeintlich) identischer oder zumindest äquivalenter Messbedingungen ein individuelles Ergebnis, das nicht völlig mit dem vorher erzielten übereinstimmt. Werden

diese Wiederholungsmessungen mit ein und demselben Gerät ausgeführt, bezeichnet man die dabei auftretenden mittlere Messwertschwankung auch als *Messgerät-Reproduzierbarkeit*. (Sprachlich korrekt wäre es, diesen Zahlenwert als die *Irreproduzierbarkeit* des Messgerätes zu bezeichnen). Gegebenenfalls unterscheidet man zwischen dem bei kurzzeitigen Wiederholungen typischerweise erreichbaren Wert, der *Kurzzeit-Reproduzierbarkeit*, und der *Langzeit-Reproduzierbarkeit*, die eine über längere Zeit typischerweise auftretende Drift der Geräteeigenschaften einschließt. Der Vollständigkeit halber erwähne ich an dieser Stelle auch den Begriff der *Empfindlichkeit*: Dies ist der kleinste Messwert, den das Messgerät noch verlässlich vom Wert 0 unterscheiden kann.

Besteht nun die Möglichkeit, einen für den vorgesehenen Einsatz des Gerätes als typisch anzusehenden Satz von Proben nicht nur mit diesem ausgewählten Messgerät, sondern zusätzlich mit einem als korrekt messend angesehenen Gerät zu vermessen, kann man diese beiden Datensätze miteinander vergleichen und daraus die *Genauigkeit* (eigentlich wieder die *Ungenauigkeit*) des betrachteten Messgerätes bestimmen. Dieses ist dann die mittlere Abweichung zwischen den an derselben Probe mit den beiden Geräten erhaltenen Messwerte. Wenn man den Anspruch etwas herunterschraubt, beschränkt man sich darauf, mehrere vorzugsweise gleichartig aufgebaute Messgeräte (für dieselbe physikalische Messgröße) dadurch miteinander zu vergleichen, dass man wieder einen als typisch oder relevant angesehenen Satz von Proben an allen diesen Messgeräten ausmisst. Aus den so erhaltenen Datensätzen lässt sich dann die Übereinstimmung innerhalb dieser Geräteklasse bestimmen. Diese Größe bezeichnet man als die *Messgeräte-Übereinstimmung* oder meist (auch im deutschen Sprachgebrauch) als *inter instrument agreement*, obwohl sie eigentlich wieder die *Nicht-Übereinstimmung* angibt. Um diese verschiedenen Begriffsbildungen zu präzisieren und die Unterschiede zwischen ihnen herauszustellen, betrachten wir die jeweiligen Berechnungsvorschriften für diese Größen.

Es liege also ein Satz von  $N$  Proben vor und eine Anzahl  $M$  von (gleichartigen) Messgeräten für die Größe  $X$ . Wenn wir nun eine beliebige Probe  $i$  mit einem beliebigen Messgerät  $k$  vermessen, erhalten wir einen Messwert  $X_{i,k}$ . Wiederholen wir diese Messung  $W$ -mal, so erhalten wir  $W$  Messwerte  $X_{i,k}^{(w)}$  ( $w = 1, \dots, W$ ). Als Ergebnis dieser aus  $W$  Einzelmessungen bestehenden Messung nehmen wir den arithmetischen Mittelwert

$$\langle X_{i,k} \rangle_w = \frac{\sum_{w=1}^W X_{i,k}^{(w)}}{W} \quad (11.194)$$

Der Schätzwert für die Streuung der Einzelmesswerte (s. Abschnitt 2.7.4)

$$\sigma_w(X_{i,k}) = \sqrt{\frac{\sum_{w=1}^W \left( X_{i,k}^{(w)} - \langle X_{i,k} \rangle \right)^2}{W - 1}} \quad (11.195)$$

ist ein erstes Indiz für die Messgerät-Reproduzierbarkeit des  $k$ -ten Gerätes. Zuverlässiger ist der über den gesamten Probensatz gemittelte Wert

$$MR_k = \frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^N \sigma_w(X_{i,k}) \quad (11.196)$$

Steht ein als absolut korrekt messend angesehenes Gerät zur Verfügung, so liefert dieses Gerät den Datensatz  $X_{i,0}^w$ . Dann kennzeichnet die Größe

$$\delta X_{i,k} = \langle X_{i,k} \rangle_w - \langle X_{i,0} \rangle_w \quad (11.197)$$

den mittleren absoluten Fehler des Gerätes  $k$  bei der Messung der Probe  $i$  und entsprechend

$$MG_k = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (\langle X_{i,k} \rangle - X_{i,0})^2}{N}} \quad (11.198)$$

den über das ausgewählte Probenkollektiv gemittelten Fehler, der dann als Messgerät-*Genauigkeit* bezeichnet wird. Misst man schließlich diesen Satz von Proben in allen  $M$  Geräten, so erhält man  $M$  jeweils unterschiedliche Messwerte  $\langle X_{i,k} \rangle_w$  und man bezeichnet die Streuung dieser Werte

$$I^2 A = \sigma_k(\langle X_{i,k} \rangle_w) = \sqrt{\frac{\sum_{k=1}^M (\langle X_{i,k} \rangle_w - \langle \langle X_{i,k} \rangle_w \rangle_k)^2}{M-1}} \quad (11.199)$$

als die Messgeräte-*Übereinstimmung*. Wie die Erfahrung zeigt, gilt i.a.

$$MR_k < I^2 A < MG \quad (11.200)$$

Eine besondere Eigenschaft optischer Messgeräte ist nun die i.a. sehr eingeschränkte  $MG$  und  $I^2 A$ . Bei der Messung linearer Größen wie z.B. der Transmission sind Werte von  $10^{-2}$  oder gar  $10^{-3}$  für  $I^2 A$  schon außerordentlich gute Werte, die auch für ein kommerzielles Gerät keinesfalls a priori erwartet werden können. Dem Experimentator kann nur empfohlen werden, diese Eigenschaft vor dem Erwerb eines derartigen Gerätes selbst nachzuprüfen, insbesondere wenn die Hersteller-Prospekte noch kleinere Werte versprechen. Oft sind dann die angegebenen Genauigkeitswerte nur für besonders *gutartige* Proben gesichert. Im Abschnitt 11.15.10 gebe ich einige weiter gehende Hinweise, wie derartige Prüfungen durchgeführt werden können bzw. sollten.

### 11.11 Einige geometrisch-optische Baugruppen u. Geräte (-)

In diesem Abschnitt werde ich die Funktionsweise einiger allgemein bekannter optischer Geräte erläutern, um dem Leser so das im Kapitel 11.10 erläuterte allgemeine für nahezu jede Art von geometrisch-optischer Anordnung gültige Konzept näher zu bringen.

#### 11.11.1 Relais-Optik / Diapositiv-Projektor (\*)

Aufgabe einer *Relais-Optik* ist es, von einem realen Objekt in einer bestimmten Ebene ein reelles Bild zu erzeugen. Als konkretes und typisches Beispiel hierfür diskutieren wir den *Diapositiv-Projektor*, der ein transparentes Diapositiv auf eine Projektionsleinwand abbildet. Der Abbildungsmaßstab bewegt sich in diesem Fall i.a. in der Größenordnung  $\frac{3\cdot m}{36\cdot mm} \approx 100$ . Demzufolge (Gl. 11.104) ist der Abstand zwischen der abbildenden Linse (dem Objektiv) und der Leinwand deutlich größer als die Brennweite des Objektivs, und das Diapositiv befindet sich in unmittelbarer Nähe der Brennebene des Objektivs. Aus dem Abschnitt 11.10 ist uns bereits bekannt, dass zur Vermeidung von Vignettierungseffekten ein Beleuchtungsstrahlengang nach dem erstmals von Köhler beschriebenen Prinzip erforderlich ist. Insgesamt ergibt sich eine optische Anordnung, die bis auf die Abstandsverhältnisse mit der bereits in der Abb. 25 wiedergegebenen Relais-Optik identisch ist. Um eine über den gesamten Bildbereich akzeptable Bildqualität zu gewährleisten, ist ein hochwertiges Projektions-Objektiv erforderlich, das insbesondere bzgl. Verzeichnung, chromatischer Abweichung und Bildfeldwölbung ausreichend korrigiert sein muss. Die Beleuchtungsoptik muss eine ausreichende Beleuchtungsstärke (z.B.  $10^3 \cdot lx$ ) auf der Leinwand gewährleisten. Typische Strahlungsquellen für diese Anwendung sind thermische Strahler (Halogenlampen) im Bereich von  $100 \cdot W$ .

#### 11.11.2 Die sequentielle Relais-Optik (\*)

Soll ein Objekt nicht nur einmal, sondern mehrfach hintereinander abgebildet werden, z.B. um das Bild dieses Objektes auf rein optischem Wege über eine längere Strecke zu übertragen (*Bildübertrager*, *Endoskop*), so entsteht der in der Abb. 29 skizzierte Abbildungsstrahlengang. Eine derartige Anordnung wollen wir als *sequentielle Relais-Optik*

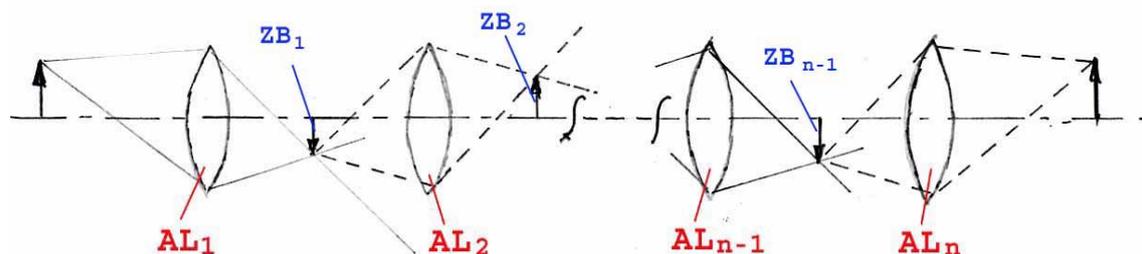


Abb. 29 Abbildungsstrahlengang einer wiederholten Relais-Optik

*Optik* bezeichnen. Die inneren Linsen  $AL_i$  ( $i \neq 1, n$ ) haben im einfachsten Fall alle dieselbe Brennweite  $f$  und einen Abstand von  $2 \cdot f$  voneinander, so dass in diesem Bereich der Relais-Optik der Abbildungsmaßstab  $= 1$  ist. Die Brennweiten der Eingangslinse  $AL_1$  (Objektiv) und der Ausgangslinse  $AL_n$  (Okular) ergeben sich aus der jeweiligen Anwendung.

Ohne einen optimierten Beleuchtungsstrahlengang tritt bei der Relais-Optik aber wieder das Problem der Vignettierung auf, wie es in der Abb. 29 bereits angedeutet worden ist. Um dieses zu vermeiden, um also an jeder Stelle eines Zwischenbildes  $ZBi$  die Lichtstrahlen wie in der Abb. 29 angedeutet umzulenken, muss an jeder dieser Stellen eine weitere Linse  $FL_i$  ergänzt werden, die die vorangegangene Abbildungslinse auf die nachfolgende Abbildungslinse abbildet. Wenn dann die Abbildungslinsen alle die gleiche Öffnung haben, geht von dem auf die 1. Abbildungslinse gelenkten Licht kein Anteil für die Abbildung verloren. Diese zusätzlich in den Zwischenbildebene angeordneten Linsen  $FL_i$  werden als *Feldlinsen* bezeichnet. Insgesamt liegt wieder eine Verschränkung zweier Strahlengänge vor, nämlich des aus den  $n$  Linsen  $AL_i$  gebildeten Abbildungsstrahlengangs und des Beleuchtungsstrahlengangs aus den  $(n - 1)$  Linsen  $FL_i$ .

### 11.11.3 Das Photometer (\*)

In der korrekten Übersetzung seines aus dem griechischen entlehnten Namens ist ein Photometer ein *Licht-* oder *Strahlungs-Messgerät*. Und in der Tat ist das in den Lehrbüchern oft einleitend erwähnte 1842 von Bunsen erfundene *Fettfleck-Photometer* eine Vorrichtung zum quantitativen Abgleich 2-er Beleuchtungsstärken, also letztlich zur Lichtmessung. Heute versteht man unter einem *Photometer* jedoch i.a. ein optisches Gerät zur Messung der integralen Lichtschwächung einer Probe. D.h. die Probe wird mit polychromatischem sichtbaren Licht einer bestimmten spektralen Verteilung beleuchtet, und es wird das von der Probe auf den Detektor weitergeleitete Licht integral gemessen und mit dem unter identischen Bedingungen an einer Referenzprobe erzielten Messsignal verglichen. Eine derartige Messung ist sowohl in einer Transmissionsanordnung wie auch in einer Reflexionsanordnung möglich. Ergebnis einer derartigen Messung ist der Typ von Größen, den wir bereits im Abschnitt 11.2.2 eingeführt haben (vgl. Gl. 11.63 und 11.64), also z.B. die Transmission  $T$  oder die Transmissionsdichte  $D^{(T)}$

$$T = \frac{\text{Detektorsignal b. Messg. d. Referenzprobe}}{\text{Detektorsignal b. Messg. d. Probe}} \cdot \frac{1}{T_{ref}} \quad (11.201)$$

$$D^{(T)} = \log \frac{\text{Detektorsignal b. Messg. d. Referenzprobe}}{\text{Detektorsignal b. Messg. d. Probe}} + D_{ref}^{(T)} \quad (11.202)$$

oder, in analoger Definition, die Remission  $R$  oder die Remissionsdichte  $D^{(R)}$ . Bei einer Transmissionsmessung verwendet man als Referenzprobe oft einfach den *leeren* Strahlengang. Bei einer Remissionsmessung wird in jedem Fall eine reale Referenzprobe bekannter Remission benötigt. Typische Beispiele aus der Industriellen und

alltäglichen Praxis sind die Vermessung von pharmakologischen Teststreifen (Blutzucker, Hormonspiegel, Antigen-Reaktionen etc.) und die Qualitätskontrolle von Prozessen und Produkten zur Herstellung von Farbbildern, Plakaten und sonstigen Druckerzeugnissen jeder Art. Ist die Standardform der Messwert-Anzeige die der logarithmisch skalierten Dichte, so spricht man meist von einem Transmissions- oder Remissions-Densitometer. Transmissions-Densitometer haben i.a. eine relativ hohe Signaldynamik von mindestens  $0 \leq D^{(T)} \leq 2$ , in Sonderanwendungen bis zu  $0 \leq D^{(T)} \leq 6$ . Remissions-Densitometer haben selten einen Messbereich von mehr als  $0 \leq D^{(R)} \leq 2,5$ .

Das messtechnisch einfachste konkrete Beispiel ist die Bestimmung der Transmissionsdichte einer absorbierenden, aber nicht streuenden Probe. Dann sind die genauen geometrischen Bedingungen der Beleuchtungs- und der Abbildungsoptik von untergeordneter Bedeutung und es kann ohne Bedenken der in der Abb. 26 (a) wiedergegebene Strahlengang benutzt werden. Der an einer realen Probe erzielte Messwert ist dann durch das Zusammenwirken der spektralen Transmission der Probe mit den spektralen Bedingungen des Photometers bestimmt. Soll der Messwert  $D^{(T)}$  benutzt werden, um über einen geeigneten Kalibrierschritt die Konzentration einer bestimmten in der Probe enthaltenen Substanz zu bestimmen, so wird man in den Strahlengang des Photometers ein schmalbandiges Messfilter ergänzen, dessen **Transmissionsmaximum** mit dem **Absorptionsmaximum** dieser Substanz zusammenfällt, s. Abb. 30. Diese Maßnahme stellt sicher, dass die Neben-Empfindlichkeiten des

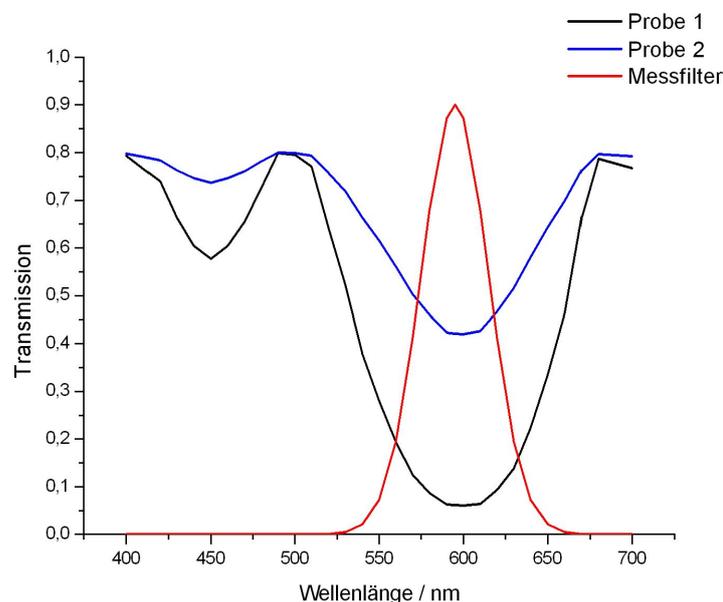


Abb. 30 Optimaler Abgleich der spektralen Transmission von Messfilter und Probe in einem Filter-Photometer

Photometers möglichst niedrig gehalten werden können, d.h. die Änderungen des Messwertes  $D^{(T)}$  mit der Konzentration an anderen Substanzen als der zu messenden, deren Gehalt aber von Probe zu Probe schwanken kann. Ist die Dynamik dieser Messung relativ groß, d.h. das Verhältnis von größter und kleinster typischerweise auftretender Substanzkonzentration, so kann es auch bei relativ schmalbandigen Messfiltern zu signifikanten Neben-Empfindlichkeiten kommen, zu deren sicherer Beherrschung eine ganze Reihe von Maßnahmen erforderlich ist. Den hieran interessierten Leser verweise ich auf den das spektrale Falschlicht behandelnden Absatz im Abschnitt 11.15.2 sowie insbesondere auf den Abschnitt 11.15.6.

Deutlich komplexer strukturiert ist die Aufgabe, die Transmissionsdichte einer Probe reproduzierbar zu messen, die die Messstrahlung nicht nur absorbiert, sondern auch in merklichem Umfang streut. Jetzt sind die genauen geometrischen Bedingungen der Beleuchtung und Abbildung der Probe von merklichem Einfluss. Man hat sich heute weitgehend darauf geeignet, unter diesen Gegebenheiten die Messung ausschließlich unter einer der nachfolgend erläuterten geometrischen Grenzkonfigurationen durchzuführen: Sowohl die Beleuchtung der Probe als auch die Detektion des Messlichtes erfolgt entweder

- *spekular*, also mit einem wohl definierten, aber eng begrenzten Öffnungswinkel von z.B.  $5^\circ$ , abgekürzte Schreibweise 0; oder
- *diffus*, also mit gleichmäßig aus dem gesamten Halbraum eingestrahler oder aus diesem aufgenommenen Strahlung; abgekürzte Schreibweise  $d$ .

Je nach der Auswahl und Kombination dieser Möglichkeiten spricht man dann von einer Transmissionsdichtemessung in  $0/d$ -Geometrie (Beleuchtung spekulär, Detektion diffus), in  $d/0$ -Geometrie bzw. in  $d/d$ -Geometrie. Die anfangs behandelte Geometrie für die Messung nicht streuender Probe ist in dieser Nomenklatur eine  $0/0$ -Geometrie. Aus dem Satz über die Zeitinvarianz der geometrischen Optik (Abschnitt 11.1.7) folgt unmittelbar, dass die beiden gemischten Geometrien immer zu demselben Ergebnis führen müssen:

**Theorem 192** *Die Transmissionsdichte einer jeden Probe ändert sich nicht, wenn man Beleuchtungs- und Abbildungsstrahlengang miteinander vertauscht. Daher gilt insbesondere*

$$D^{(T;0/d)}(\text{Probe}) = D^{(T;d/0)}(\text{Probe}) \quad (11.203)$$

Da die Einbeziehung von vorher unberücksichtigt gelassenem Licht in die Messung die gemessene Strahlungsintensität immer nur erhöhen kann, gilt immer

$$D^{(T;d/d)} \leq D^{(T;0/d)} \leq D^{(T;0/0)} \quad (11.204)$$

Der Unterschied zwischen  $D^{(T;d/d)}$  und  $D^{(T;0/d)}$  ist i.a. nicht besonders groß, der zwischen  $D^{(T;0/d)}$  und  $D^{(T;0/0)}$  kann dagegen bei stark streuenden Proben sehr hohe Werte annehmen.

Die technische Umsetzung des diffusen Beleuchtungs- oder Abbildungsstrahlengangs erfolgt meist dadurch, dass unmittelbar vor oder hinter der Probe eine Diffusorscheibe (s. Abschnitt 11.6.9) ergänzt wird. Da Vignettierungseffekt in diesem Fall nicht auftreten können, wird gleichzeitig die Optik insgesamt deutlich vereinfacht. Die Abb. 31 zeigt den Strahlengang eines professionellen Transmissions-Densitometers in  $d/0$ -Geometrie. Die Lichtquelle wird mit der Kondensorlinse  $K$  (leicht unscharf)

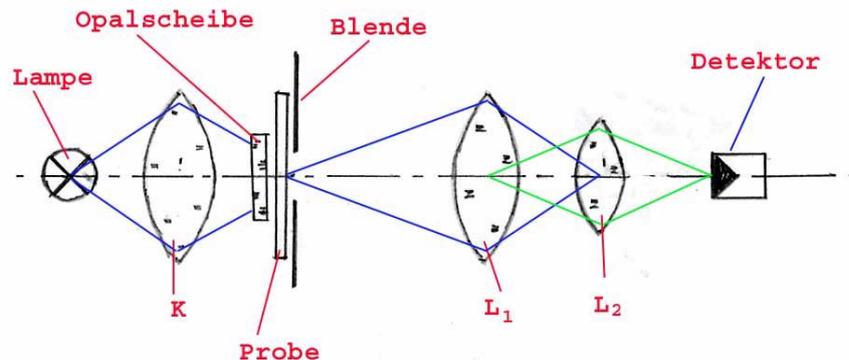


Abb. 31 Strahlengang eines professionellen  $d/0$ -Transmissions-Densitometers

auf die Diffusorscheibe abgebildet. Zur optimalen Mittelung der aus den verschiedenen Probenbereichen kommenden Strahlungsanteile wird der Messfleck nicht direkt auf den Detektor abgebildet, sondern dem Konzept des *vollständigen Strahlengangs* (Abschnitt 11.10.1) entsprechend zunächst auf die Linse  $L_2$ , die ihrerseits die Öffnung der Linse  $L_1$  auf den Detektor abbildet. Dieses Konzept bietet überdies die Möglichkeit, einerseits den ggfls. durch Normen o.ä. vorgegebenen Öffnungswinkel des Detektions-Strahlengangs einzuhalten, andererseits aber die Größe des Messfleckbildes an die Detektorfläche anzupassen.

Ich möchte jedoch anmerken, dass dieses Konzept des vollständigen Strahlengangs nur bei sehr wenigen kommerziellen Geräten umgesetzt worden ist. Wesentlich häufiger zu finden ist ein Strahlengang mit nur einer abbildenden Linse, die den Messfleck direkt auf den Detektor abbildet.

#### 11.11.4 Scannende Abbildungsgeräte (-)

Insbesondere bei einer Reihe von nicht-optischen abbildenden Verfahren hat sich schon frühzeitig das *Scanning-Konzept* durchgesetzt: Von dem abzubildenden Bereich der Probe wird immer nur ein sehr eng begrenzter Ausschnitt mit der jeweiligen Strahlung angeregt und - unter Einsatz des gewünschten Kontrastmechanismus - auf einen Detektor abgebildet. Das jeweilige Detektorsignal wird dann digitalisiert und gespeichert. Ein derartiges zu einem bestimmten Probenausschnitt gehörendes Detektorsignal wird als ein *Bildpunkt* oder *Pixel* (s. auch Abschnitt 11.9.4) bezeichnet.

net. Sodann wird der ausgewählte Probenbereich Probenausschnitt für Probenausschnitt zeitlich nacheinander angeregt, und es werden die jeweiligen Detektorsignale als Pixeldaten gespeichert. Aus der Gesamtheit dieser Daten wird dann im Auswertungsrechner das Bild des Probenausschnitts aufgebaut. Dieses sog. *Abtasten* (engl. *scanning*) erfolgt i.a. zeilenförmig (ähnlich der Wiedergabe eines Videosignals auf einem traditionellen Fernseh-Bildschirm). Vorteil dieser Technik ist insbesondere, dass das Auflösungsvermögen dieses Bildgebungsverfahrens primär durch die Präzision der Fokussierung der Anregungsstrahlung auf den jeweiligen Probenausschnitt vorgegeben ist, während die Eigenschaften der Abbildung dieses Bildpunktes auf den Detektor von untergeordneter Bedeutung sind. Sie beeinflussen primär die Höhe des Detektorsignals. In einigen Anwendungsfällen verzichtet man sogar völlig auf eine Fokussierung der Messstrahlung auf den Detektor.

Obwohl wir uns inmitten eines Kapitels über optische Geräte befinden, werde ich das Konzept der scannenden Abbildungsgeräte zunächst an 2 nicht-optischen Geräten diskutieren, dem *Rasterelektronenmikroskop* (REM) (engl. **s**canning **e**lectron **m**icroscope SEM) und dem *Rastertunnelmikroskop* (engl. **s**canning **t**unneling **m**icroscope STM). Daran anschließend werden wir das i.a. mit sichtbarem Licht arbeitende CLSM (engl. **c**onfocal **l**aser **s**canning **m**icroscope) kennenlernen. Diese Reihenfolge entspricht nicht nur der historischen Abfolge dieser methodischen und apparate-technischen Entwicklungen, ich halte sie auch für die didaktisch günstigere.

### Das Rasterelektronenmikroskop (-)

Das heute meist auch im deutschen Sprachgebrauch als SEM (engl. *scanning electron microscope*) bezeichnete **R**astere**e**lektronen**m**ikroskop (REM) ist heute zu einem Standard-Instrument für die morphologische Untersuchung von Proben nahezu jeder Art geworden. Es wurde in den Jahren 1937-39 von dem deutschen Physiker *Manfred v. Ardenne* (\* 1907 in Hamburg; † 1997 in Dresden) entwickelt. Ich erläutere sein Funktionsprinzip an Hand der in der Abb. 32 wiedergegebenen schematischen Darstellung seiner wichtigsten Baugruppen: Die in dieser Abb. als *electron gun* (Elektronenkanone) bezeichnete Einheit umfasst die eigentliche Erzeugung des Elektronenstrahls, eine elektrisch geheizte Glüh-Elektrode oder eine sog. Feldemissions-Elektrode, die als Spitze geformt ist, so dass in einem elektrischen Feld ausreichend hoher Feldstärke selbsttätig Elektronen aus der Spitze austreten. Die Elektrode befindet sich relativ zum Erdpotenzial auf einem elektrischen Potenzial von typisch

$$U_{Kat.} \sim -1 \dots 30 \cdot kV \quad (11.205)$$

Der diese Kathode umhüllende Metallkörper dagegen befindet sich auf dem Potenzial  $0 \cdot V$ , so dass die Elektronen bereits auf dieser Strecke ihre gesamte Beschleunigung erhalten. Dieser Metallkörper wird meist als Wehnelt-Zylinder bezeichnet. Er ist so geformt, dass der Elektronenstrahl eine erste, grobe Fokussierung erfährt.

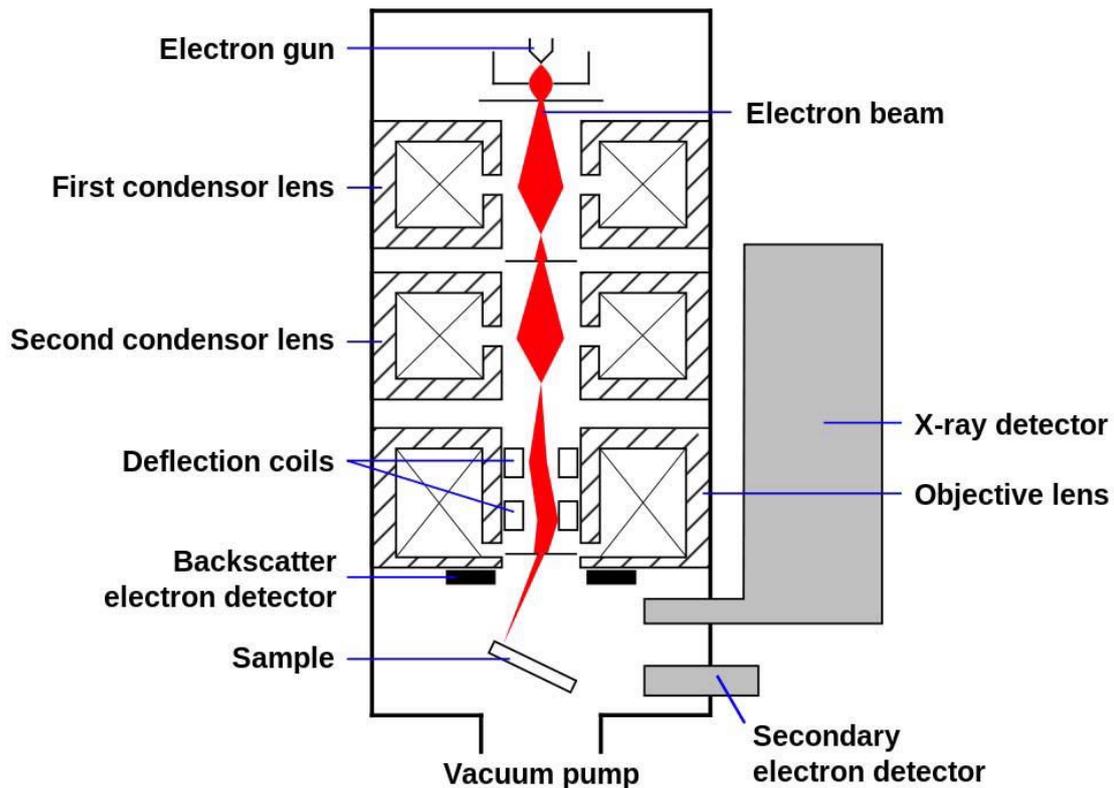


Abb. 32 Funktionsprinzip des SEM

(Quelle: diese Abb. basiert auf dem Bild Schema\_MEB aus den Wikimedia Commons)

In dem nachfolgenden, von elektrostatischen Feldern freien Raum erfolgt die weitere elektronen-optische Bearbeitung des Elektronenstrahls durch magnetische Linsen: Zunächst eine 2-stufige weitere Fokussierung durch die beiden Kondensoren-Linsen; danach die Abbildung des Fokuspunktes auf die als Relais-Optik fungierende Objektivlinse. Zusätzlich lenken die beiden Ablenkungs-Linsen den Elektronenstrahl senkrecht zur Strahlrichtung in  $x$ - bzw.  $y$ -Richtung ab und führen so die Scan-Bewegung des Elektronenstrahls auf der Probe aus.

Der gerätetechnische Aufwand konzentriert sich meist ganz überwiegend auf die bisher genannten Baugruppen, die für die Strahlerzeugung, Fokussierung und scannende Ablenkung verantwortlich sind. Typische Spezifikationen dieser Baugruppen sind:

Beschleunigungsspannung	1 ... 30 · kV
Strahlstrom	XXX · nA
Strahldurchmesser im Fokus	XXX · μm
Zeit f. 1 Bildaufbau	XXX · ms
Schärfentiefe	XXX · μm
Ortsauflösung	≥ 5 · nm

Die Messung der von der Probe zurückgestreuten Partikel, deren Signal zum Bildaufbau benutzt wird, erfolgt dagegen i.a. auf extrem einfache Weise:

- Die Messung der rückgestreuten Elektronen erfolgt durch einen an einem festen Ort montierten Detektor. Der Ort ist so gewählt, dass XXX.
- (XXX: Sekundärelektronen)
- (XXX: EDX)
- (XXX: weitere Detektionskanäle)/

Die innerhalb der Bildebene erreichbare Ortsauflösung ist i.a. mit dem minimal erreichbaren Strahldurchmesser identisch. Auffällig ist die extrem hohe Schärfentiefe. Dadurch gelingt es, auch von Objekten, deren Oberfläche tief zerklüftet ist, ohne besondere zusätzliche Bildverarbeitung ein Bild der Oberfläche zu erstellen, s. das in der Abb. XXX wiedergegebene Beispiel.

(XXX: Diese Abb. ist noch nicht verfügbar.)

Eine spezifische Probenpräparation ist in vielen Fällen nicht erforderlich. Nichtleitenden Proben müssen jedoch mit einer extrem dünnen metallischen Beschichtung versehen werden, damit sie sich durch den Elektronenstrahl nicht statisch aufladen. Die Topographie von (sub-)mikroskopischen Hohlräumen lässt sich oft auf dem Umweg über einen Abguss dieser Hohlräume bestimmen.

Kommerzielle SEM-Geräte sind heute (2014) für etwa XXX·€ auf dem Markt verfügbar.

(XXX: Der weitere Text des Unterabsatzes *Das Rasterelektronenmikroskop* ist noch nicht verfügbar.)

### Das Rastertunnelmikroskop (-)

Das Basiskonzept des Rastertunnelmikroskops ist von einer bestechenden Einfachheit: Eine extrem fein ausgezogene leitfähige Spitze wird über einen extrem präzisen Feintrieb entlang einer Linie senkrecht zur Probenoberfläche der Probenoberfläche genähert. Wenn auch die Probe eine ausreichende elektrische Leitfähigkeit zeigt, dann fließt ab einem ausreichend kleinen Restabstand zwischen der Spitze und der Proben-Oberfläche ein Tunnelstrom der Größenordnung  $10^{-10} \cdot A$ , der in seinem Wert sehr stark von diesem Restabstand abhängt. Sobald man also den Tunnelstrom über

einen Regelkreis (s. Abschnitt 14.5.3) konstant hält und zwar unter Verwendung der  $z$ -Position der Messspitze als Stellglied, dann ist diese als elektronisches Signal verfügbare Kenngröße "z-Position der Messspitze" identisch mit der  $z$ -Koordinate der Proben-Oberfläche. Bewegt man nun die Spitze parallel zur Proben-Oberfläche meanderförmig in  $x$ - und  $y$ -Richtung, so scannt man die Proben-Oberfläche in diesem Teilbereich ab und erhält ein topographisches Bild dieses Teils der Proben-Oberfläche.

Faszinierend an dieser Technik ist nun, dass bei geeigneter Optimierung der Herstellungsverfahren für die Probenspitze sowie der Technik des  $z$ -Triebes eine Ortsauflösung für die Messung der Oberflächen-Topographie erreicht wird, die bis in den  $nm$ -Bereich vorstößt.

Erfunden wurde die Rastertunnelmikroskopie 1982 durch den deutschen Physiker *Gerd Binnig* (\* 1947 in Frankfurt/Main; heute (2011) Definous AG München) und den schweizer Physiker *Heinrich Rohrer* (\* 1933 in Buchs/Schweiz; heute (2011) IBM Research Laboratory Rüschlikon/ Schweiz). Beide Forscher erhielten für die Entwicklung dieser bahnbrechenden und für den Bereich der sog. *Nanotechnologie* nicht mehr wegdenkbaren Abbildungstechnik bereits 1986 den Nobelpreis für Physik.

Ein typisches Beispiel derartiger Aufnahmen ist die mir von Volker Jacobsen (damals MPI für Polymerforschung in Mainz) Anfang des Jahres 2004 zur Verfügung gestellte Abb. 33 ([14]). Die in den beiden Teilaufnahmen jeweils rechts unten wiedergegebenen Maßstabsbalken entsprechen einer Länge von  $0,5 \cdot nm$  bzw.  $2,0 \cdot nm$ . Das

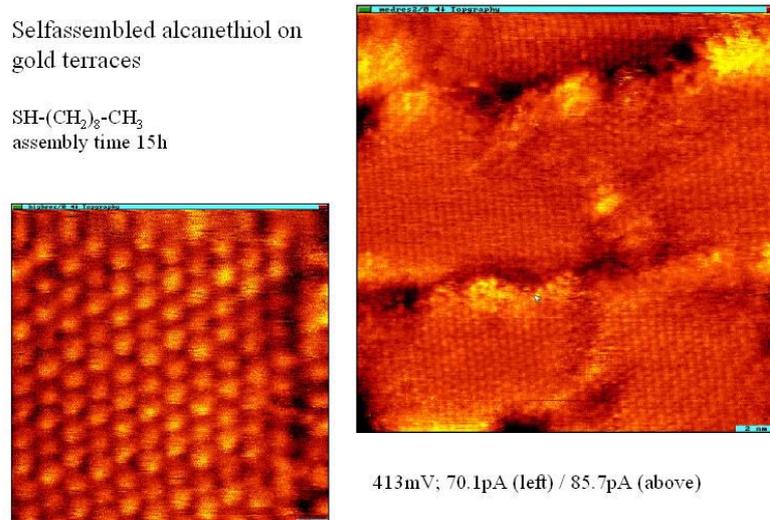


Abb. 33 STM-Aufnahmen einer aus Oktan(di)thiol gebildeten SAM-Schicht

abgebildete Objekt ist eine sog. selbst-organisierte Monolage (engl. *self assembled monolayer* SAM) aus einer organischen Substanz, die die Eigenschaft hat, unter geeigneten Bedingungen der Präparation auf einem chemisch geeigneten Substrat mit atomar glatter Oberfläche als regelmäßig strukturierte monomolekulare Schicht

aufzuwachsen. Die hochaufgelöste Aufnahme gibt jeden der einzelnen Molekülköpfe als Kreisfläche wieder. In der 4-fach weniger vergrößerten Aufnahme erkennt man die bei dem Schichtwachstum entstandenen Unregelmäßigkeiten, insbesondere deren Löcher.

Während der nun schon bereits über 30 Jahre andauernden Verbesserung und Weiterentwicklung dieser Abbildungstechnik haben sich insbesondere eine größere Zahl von Abbildungsvarianten etabliert, so dass heute die Möglichkeiten der Rastermikroskopie weit über die Messung der Oberflächen-Topographie hinausgehen. Ich verzichte an dieser Stelle erneut auf den Anspruch der Vollständigkeit und nenne (lediglich) die Techniken der

- XXX;
- XXX;

(XXX: Der weitere Text des Unterabsatzes *Das Rastertunnelmikroskop* ist noch nicht verfügbar.)

### **Das konfokale Laserscanning-Mikroskop (\*)**

Das erste kommerzielle scannende optische Mikroskop brachte 1982 die Fa. Carl Zeiss auf den Markt. Es benutzte einen Laser als Lichtquelle, der beugungsbegrenzt auf die Probe abgebildet wurde. Das rückgestreute Licht wurde von einer konventionellen Mikroskop-Optik auf einen Photomultiplier gelenkt. Die Scanbewegung erfolgte mit einem Kippspiegel. Im Grunde brachte diese Technik in dieser Konfiguration außer einer deutlichen Verbesserung des Bildkontrastes keine signifikanten Vorteile gegenüber einem konventionellen Auflichtmikroskop. Da auch konventionelle Lichtmikroskope eine Ortsauflösung erreichen, die sehr nahe an der durch Beugungseffekte bedingten Grenz heran kommt, war die Ortsauflösung dieses scannenden Lichtmikroskops nur geringfügig besser. Daher war das Gerät in dieser Konfiguration auch kein kommerzieller Erfolg. Erst einige Jahre später erinnerte man sich an eine bereits 1957 angemeldete Erfindung, das *konfokale Lichtmikroskop* von Marvin Minsky ([15], [16]). Dieser Erfindung blieb damals aus technischen Gründen (insbesondere gab es noch keine Laser) der kommerzielle Erfolg versagt, und sie geriet in Vergessenheit. Die Bedeutung eines Lasers für diese Abbildungstechnik erkennt man am deutlichsten durch eine Intensitätsbetrachtung: Wie wir sehen werden, muss bei diesem Konzept das Beleuchtungslicht beugungsbegrenzt in die Probenebene abgebildet werden. Nur dann erreicht man die optimale Ortsauflösung. Dann muss das nicht fokussierte Licht eine ebene Welle sein, also genau 1 Schwingungsmode des diese Strahlung erzeugenden Objektes. Damit aber in diesem einem Schwingungsmode eine endliche Menge an Energie enthalten ist, muss dieses strahlende Objekt ein Laser sein.

Das heute überwiegend genutzte Funktionsprinzip eines konfokalen Lichtmikroskops ist in der Abb. 34 (links) dargestellt: Der in die *Beleuchtungslochblende*

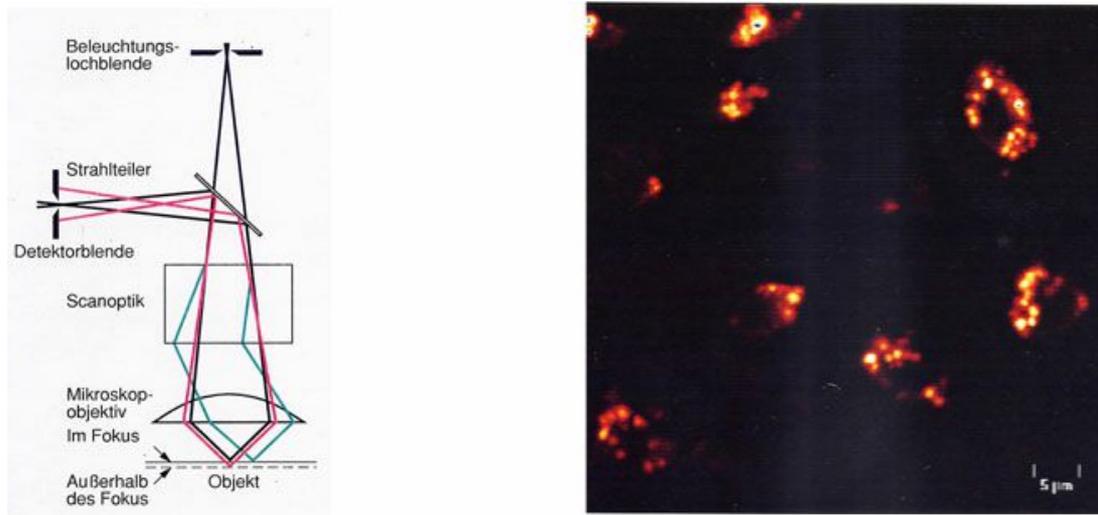


Abb. 34 Funktionsprinzip des CLSM (links) und Fluoreszenzaufnahme der Lunge einer Maus nach Applikation von Avalox

fokussierte Laser wirkt als Punktlichtquelle, die über die Scanoptik von dem Mikroskopobjektiv auf die Probe abgebildet wird. Das von der Probe rückgestreute Licht wird durch die identischen Abbildungselemente wieder auf einen Punkt abgebildet, dank des Strahlteilers allerdings nicht erneut in die Beleuchtungslochblende, sondern davon separiert an einen anderen Ort. An diese Position wird nun eine weitere Lochblende positioniert, die in Abb. 34 als *Detektorblende* bezeichnet ist (und bei dem o.a. nicht-konfokalen Laserscanning-Mikroskop fehlte!), und dahinter der Photodetektor. Das aus der Fokusebene des Mikroskops rückgestreute Licht kann diese Blende nahezu vollständig passieren, das aus anderen Bereichen der Probe kommende Licht ist in der Ebene der Detektorblende dagegen nicht fokussiert und wird daher von dieser Blende überwiegend zurückgehalten. M.a.W. das auf Basis der Detektorsignale aufgebaute Bild ist das Rückstreubild der im Fokusbereich des Objektivs liegenden Probenschicht. Verändert man nun den Abstand zwischen Probe und Mikroskopobjektiv, so erhält man ein Bild einer anderen Probenschicht. Das CLSM ist also in der Lage, Schnittbilder von Proben aufzunehmen, ohne dass die Probe real aufgeschnitten werden muss. Diese Eigenschaft des *optical sectioning* eröffnet dem CLSM ein spezifisches Anwendungsgebiet, in dem es allen anderen derzeit bekannten mikroskopischen Methoden überlegen ist. Wichtigste Voraussetzung für seine Anwendbarkeit ist eine ausreichende Rest-Transparenz der Probe, bestimmt über eine Schichtdicke entsprechend der gewünschten Eindringtiefe beim optical sectioning. Unter geeigneten Gegebenheiten lassen sich auch Schnittbildserien aufnehmen bei z.B. äquidistanter Eindringtiefe, um daraus sodann ein 3D-Bild des aufgenommenen Probenvolumens zu rekonstruieren. Die Abb. 35 zeigt als eine derartige Anwendung die 3D-Struktur eines Polyurethan-Hartschaums. Das 3D-Bild ist rot/grün-codiert. Der Leser benötigt zu

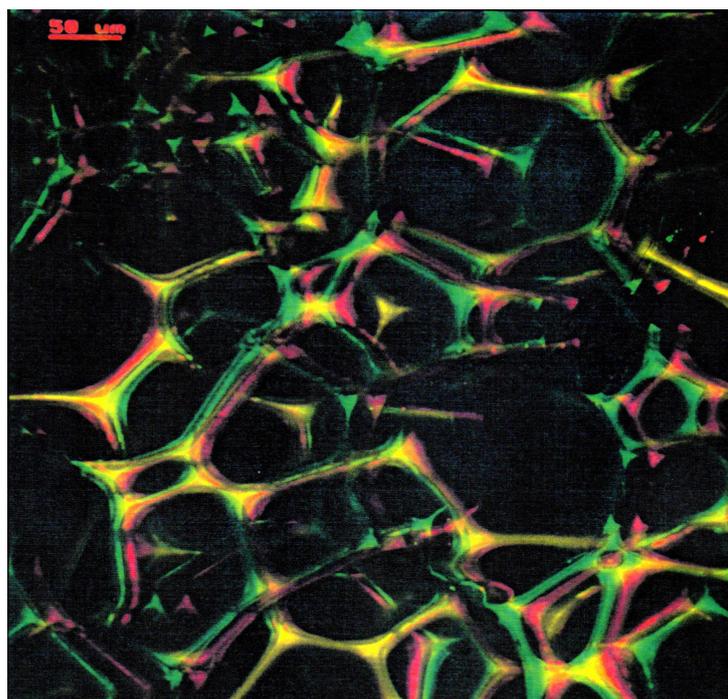


Abb. 35 3D-Porenstruktur eines Polyurethan-Hartschaums (rot/grün-kodiertes Stereobild)  
(Quelle: 1995 vom Autor erstellte Aufnahme)

seiner Betrachtung eine konventionelle rot/grün-Stereobrille.

Besonders eindrucksvoll sind die CLSM-Ergebnisse bei Fluoreszenzanwendungen, sei es dass die zu untersuchenden Proben von sich aus (teilweise) fluoreszieren, sei es, dass sie - wie in der biologischen Zellforschung üblich - mit fluoreszierenden Markern präpariert werden. Die chemischen Strukturen dieser Marker sind derart optimiert, dass sie sich selektiv an bestimmte Teile der Zellen anlagern, oder über biochemische Methoden an bestimmte DNA-Sequenzen gebunden werden können.

Der rechte Teil der Abb. 34 (aus [17]) zeigt eine Fluoreszenzaufnahme von den für die Sauerstoffaufnahme verantwortlichen sog. *Alveolen* in der Lunge einer Maus, die vor ihrer Abtötung mit dem Antibakterium Avalox<sup>®</sup> der Fa. Bayer AG, Leverkusen, gespritzt worden war. *Avalox* (im engl. Sprachraum *Avelox*) ist ein Wirkstoff aus der Klasse der *Fluoroquinolone*, der - wie die üblichen Antibiotika auch - gegen sog. gram-positive Bakterien wirksam ist, aber insbesondere auch gegen gram-negative Bakterien und damit gegen eine Klasse von seltenen, aber sehr gefährlichen Erkrankungen wie die sog. Legionärskrankheit oder gewisse Varianten von Lungenentzündung ([18]). Diese Unterscheidung zwischen gram-negativen und gram-positiven Bakterien resultiert aus der von dem dänischen Pathologen *Hans Christoph Joachim Gram* (\* 1853 in Kopenhagen; † 1938 ebenda) 1884 entwickel-

ten Anfärbetechnik, bei der ein meist als *Kristallviolett* bezeichneter Anilinfarbstoff selektiv die Zellwände bestimmter, heute als *gram-positiv* bezeichneter Bakterien anfärbt. Hierzu gehören die meisten kugelförmigen Bakterien wie z.B. Salmonellen und Kolibakterien. Avalox fluoresziert bei Anregung mit UV-Licht, daher ist eine spezielle Präparationstechnik zu seiner Detektion nicht erforderlich. Das detektierte Fluoreszenzlicht ist daher ein direktes Maß für die lokale Wirkstoffkonzentration. Man erkennt in Abb. 34 die sehr hohe Wirkstoffkonzentration in der Alveolen, d.h. der Wirkstoff hat sich stark in dem pharmakologisch angestrebten Wirkungsbereich angereichert.

Ergänzend zu den Möglichkeiten der Erzeugung von CLSM-Bildern im Rückstreu- oder im Fluoreszenzkontrast bietet sich der Raman-Effekt als bilderzeugender Kontrast an, allerdings um den Preis eines wesentlich höheren apparativen Aufwands, s. insbes. Absatz S. 1540. Dafür erhält man nun Informationen über die 3D-Verteilung der in der Probe enthaltenen chemischen Struktur-Elemente. Es gibt kommerzielle CLSM-Geräte, die einen sog. Punkt-Scan ermöglichen: Man markiert auf einem frisch erstellten CLSM-Bild am Bildschirm einen Bildpunkt oder einen quadratischen Bildbereich, auf dem danach der Laserstrahl während einer vorgegebenen Messzeit scant. Wird während dieses Scans das Messsignal anstelle auf den normalen Detektor auf einen Raman-Spektrographen gelenkt, so erhält man das Raman-Spektrum des ausgewählten Probenvolumens.

Es gibt aber auch Geräte-Konfigurationen, mit denen 3D-aufgelöste Bilder im Kontrast einer ausgewählten Ramanlinie erzeugt werden können. Die Aufnahmezeiten für ein Bild sind allerdings i.a. relativ lang.(XXX: präzisieren)

Zum Abschluss dieses Absatzes über die konfokale Raman-Spektroskopie verweise ich auf ein Detail, das u.a. für spezielle Fragen der Materialwissenschaft der Polymere von besonderem Interesse sein könnte: Das Ramanspektrum eines Materials verschiebt sich spektral, wenn sich das Material unter mechanischer Spannung befindet. Daher lassen sich die orts aufgelöst gemessenen Raman-Informationen in lokale Spannungsdaten umrechnen. Wir haben also ein Werkzeug verfügbar zur zerstörungsfreien Analyse des 3-dimensionalen Spannungszustand mit einer Ortsauflösung der Größenordnung  $100 \cdot nm$  ! Mit dieser Methode lässt sich z.B. die Spannungsverteilung im Interface von Polymer-Composites (s. Absatz ab S. 1739) untersuchen. Als ein konkretes Anwendungsbeispiel dieser Technik zeigt die Abb. [23] die 3D-Spannungsverteilung in einem Siliziumkristall, der durch einen Stempel der Kantenlänge  $20 \cdot \mu m$  belastet wurde. Die relative Spannungsverteilung ist in dieser Abb. nach der sog. glue-scale-Technik falschfarbencodiert. Die Spannungsauflösung beträgt ca.  $10 \cdot MPa$ , die Ortsauflösung ist von der Größenordnung  $50 \cdot nm$  (!).

Die konfokale Lichtmikroskopie ist von ihrem geometrisch-optischen Konzept her primär eine Remissions-Mikroskopie, da nämlich nur in diesem Fall der Beleuchtungs- und der Abbildungs-Strahlengang von denselben optischen Elementen (Scanner, Objektiv) gebildet werden kann. Will man ein konfokales Transmissions-Mikroskop aufbauen, so bilden zwangsläufig die Beleuchtungsoptik und die Abbil-

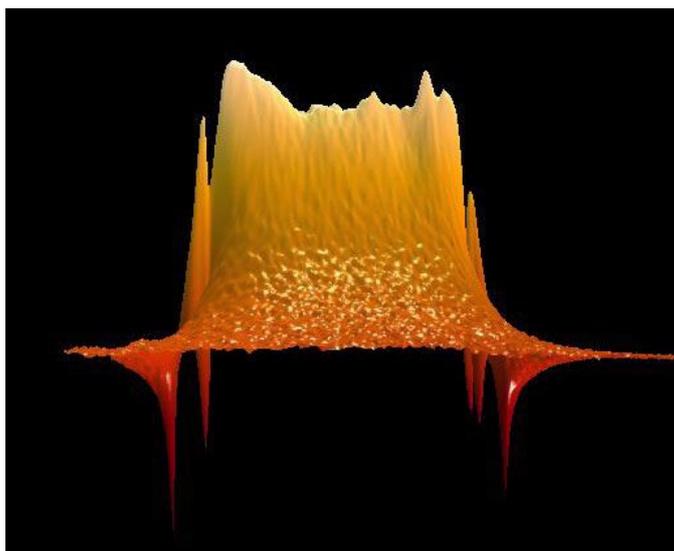


Abb. 36 3D-Spannungsverteilung in einem Siliziumkristall, der durch einen Stempel der Kantenlänge  $20 \cdot \mu\text{m}$  belastet wurde (Quelle: Diese Abb. basiert auf einer Aufnahme des National Bureau of Standards (USA); der Autor ist Stephan Stranick)([23])

dungsoptik 2 separate Module, die aus jeweils eigenen Elementen bestehen. Insbesondere aber muss man sodann die beiden Scanner exakt mit einander synchronisieren und geometrisch-optisch auf einander abgleichen. Ein derartiges Gerät ist kommerziell nicht verfügbar. Es gibt jedoch Geräte, die einen nicht-konfokalen Transmissionskanal anbieten, indem sie einfach das gesamte die Probe durchdringende Licht detektieren. Die Tiefenselektivität geht dabei vollständig verloren. Dennoch gibt es Anwendungen, bei denen diese Abbildungstechnik einen signifikanten Vorteil gegenüber der konventionellen Lichtmikroskopie aufweist, nämlich die weiterhin sehr hohe **praktische** x-/y-Ortsauflösung von deutlich unter  $1 \cdot \mu\text{m}$ . Als typisches Anwendungsbeispiel zeigt die Abb. 37 (aus [19]) die mikroskopische Aufnahme einer Folie zur Belichtung von sog. *gedruckten Schaltungen* der Elektronik (s. Abschnitt 14.6.9). Bei diesem als *Mastertool*<sup>®</sup> bezeichneten kommerziellen Produkt, einer mit einer ca.  $0,2 \cdot \mu\text{m}$  dicken Wismutschicht bedampften Polymerfolie, wird die im Ausgangszustand lichtundurchlässige Wismutschicht durch Beschreiben mit einem IR-Laser zu kleinen Kugeln aufgeschmolzen, so dass die Folie an den belichteten Stellen makroskopisch transparent wird. Durch die (nicht-konfokale) Transmissions-Lasermikroskopie war man in der Lage, die Größenverteilung der nur wenige  $\mu\text{m}$  großen Wismutkugeln quantitativ auszuwerten.

Eine insbesondere für biologische Anwendungen hochinteressante Weiterentwicklung der konfokalen Mikroskopie ist die sog. *STED-Technik* (für **stimulated emission depletion**) ([59]) der konfokalen Lasermikroskopie: Sie benutzt 2 verschiedene

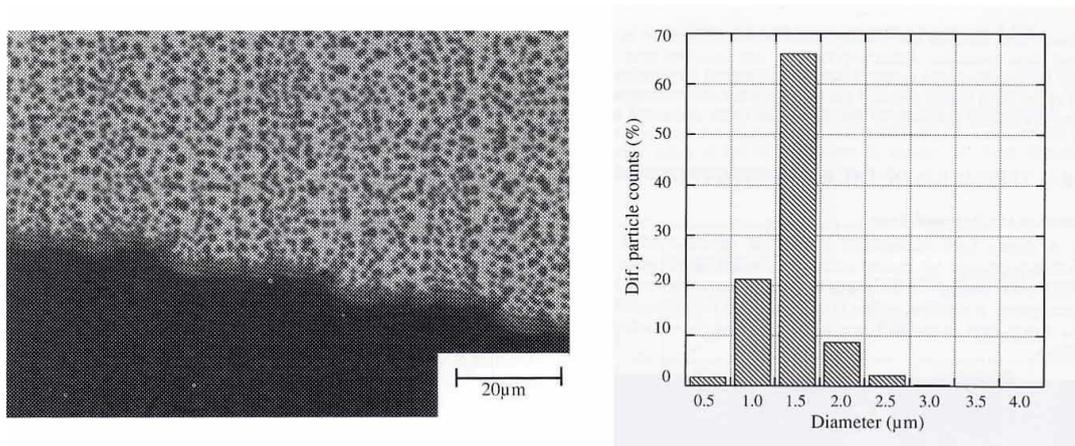


Abb. 37 CLSM-Analyse eines belichteten Mastertool-Films

(a) Transmissionsaufnahme (b) bildanalytisch bestimmte Größenverteilung der Bi-Kugeln

Impuls-Laser zur synchronisierten Anregung bzw. Löschung eines jeden Probenelementes:

1. einen Monomode-Laser, der im Mode  $TEM_{00}$  schwingt und spektral derart abgestimmt ist, dass er den zur Kontrasterzeugung eingesetzten Fluoreszenz-Farbstoff verlässlich anregt;
2. einen Monomode-Laser, der im Mode  $TEM_{01}$  schwingt und spektral derart abgestimmt ist, dass er als Depletion-Laser (depletion (engl.) *Abbau*) wirkt, indem er die angeregten Farbstoff-Moleküle wieder löscht.

Im Ergebnis verbleibt als danach aufgezeichnete Rest-Fluoreszenz nur das vom Depletion-Laser ausgelassene Zentrum des Laserspots. Bei optimaler Justierung lässt sich dessen geometrische Ausdehnung etwa auf den Wert

$$d \approx \frac{\lambda}{20} \quad (11.206)$$

reduzieren. Durch diese Technik verbessert sich die Auflösung in der Fokusebene und ebenso in der Richtung der optischen Achse (!) etwa um den Faktor 10. Erfinder dieses heute bereits in einigen kommerziellen Geräten umgesetzten Abbildungsprinzips ist der deutsche Physiker *Stefan Hell* (\* 1962 in Arad (Rumänien); heute Direktor am MPI für biophysikalische Chemie in Göttingen). Die Abb. 38 zeigt den Auflösungsvorteil dieser Abbildungstechnik: In dem Schnittbild aus dem Inneren einer sog. *HeLa-Zelle*, einer in der biochemischen Krebsforschung weit verbreiteten Standard-Krebszelle, erkennt man dank einer optimierten Markierungstechnik die Mikrotubuli (Proteinfilamente, die bei allen biologischen Zellen, die aus Zellkern und

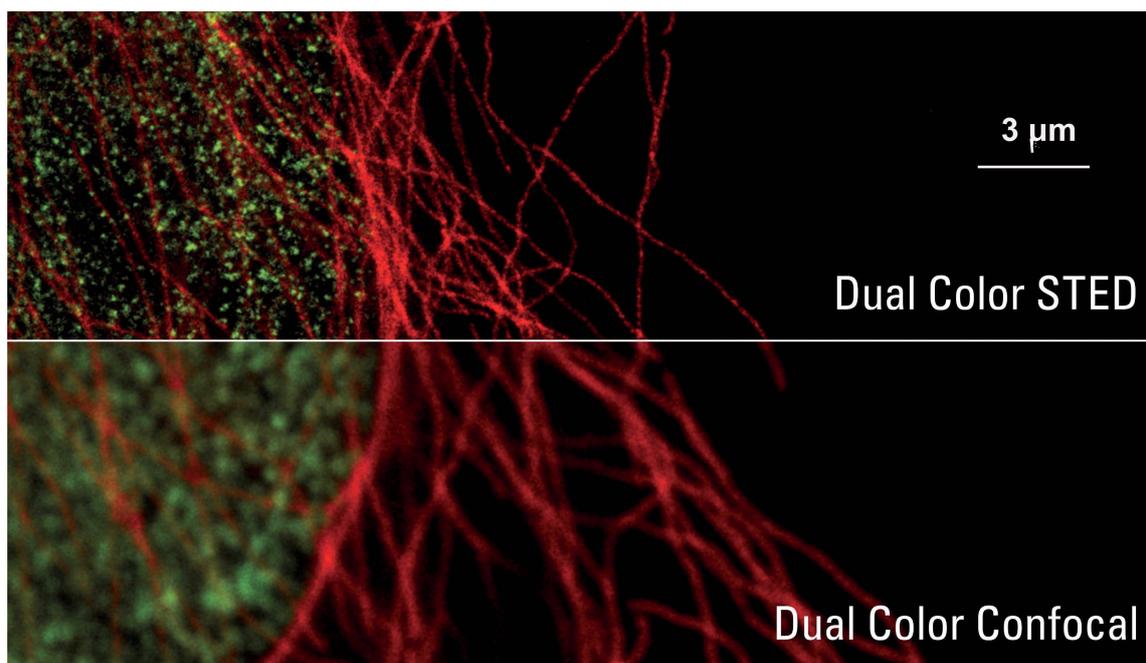


Abb. 38 Schnittbild aus dem Inneren einer HeLa-Krebszelle; selektive Fluoreszenzmarkierung der Mikrotubuli (rot) mit Chromeo 505 u. der Histone H3 (grün) mit BD Horizon V500

(Quelle: Copyright<sup>®</sup> Leica Microsystems; Reproduktion mit frdl. Genehmigung der Fa. Leica Microsystems GmbH)

Zellhülle aufgebaut sind, ein wesentlicher Bestandteil der Zellskeletts sind) und den Typ H3 aus der Familie der Histone, den kleinsten Aufbaueinheiten der Chromosome. Der direkte Übergang von der Abbildungstechnik standard confocal zu STED innerhalb des abgebildeten Probenausschnitts zeigt den hierbei erreichten Vorteil in der Auflösung unmittelbar und beeindruckend. Eine prinzipielle Schwachstelle dieses Konzeptes ist sicherlich das Intensitätsproblem bzw. das Risiko der Strahlungsschädigung des Probenmaterials: Von dem Strahlungsstrom des 1. Lasers, der das Probenvolumen durchdringt und dabei eine gewisse Anzahl von Fluoreszenzmarkermolekülen anregt, trägt nur ein sehr geringer Anteil zum Bildaufbau bei, nämlich gerade der Anteil, dessen Fluoreszenzanregungen durch den 2. Laser nicht gelöscht werden. Der Gesamt-Strahlungsstrom, der zur Erzeugung eines Bildes mit einem gewissen maximalen Rauschuntergrund erforderlich ist, ist daher bei der STED-Methode wesentlich höher als bei der konventionellen konfokalen Mikroskopie.

Als weiterführende Literatur zur konfokalen Mikroskopie nenne ich [20], [21] und [22].

### 11.11.5 Tomographische Verfahren der Bilderzeugung (-)

Als tomographische Verfahren der Bilderzeugung bezeichnet man heute oft ganz allgemein jede Art von sequentiell arbeitenden Verfahren der Bilderzeugung, die - meist im Anschluss an eine computer-gestützte Auswertung der primären Bilddaten - eine 3-dimensionale Aussage über die untersuchte mikroskopische oder makroskopische Struktur des untersuchten Objektes liefern. Tomographische Verfahren im engeren Sinne erzeugen zunächst 2-dimensionale Projektionsbilder des untersuchten Objektes i.a. im Absorptionskontrast der benutzten Strahlung. Durch eine geeignete Sequenz derartiger Aufnahmen unter Variation z.B. der Durchstrahlungsrichtung und eine geschickte numerische Auswertung dieser Bildsequenz ist man dann in der Lage, das Bild der 3-dimensionalen Absorptionsverteilung zu rekonstruieren. Ihre wichtigste Anwendung hat dieses Prinzip im Bereich der medizinischen Diagnostik gefunden. Weitere relevante Anwendungsbereiche sind insbesondere die zerstörungsfreie Prüfung technischer Bauteile und allgemeine Fragen der Materialwissenschaft. Die tomographischen Verfahren waren (und sind weiterhin) ein wichtiger Motor für die Entwicklung von Software zur Aufbereitung, Darstellung und quantitativen Auswertung von 3D-Bilddaten.

In direkt folgenden Absatz werde ich auf das Prinzip der tomographischen Bilderzeugung etwas näher eingehen. Danach werde ich die wichtigsten heute bekannten tomographischen Verfahren stichwortartig behandeln. Eine lesenswerte Vertiefung dieser Materie findet der Leser z.B. in [25].

### Das Prinzip der tomographischen Bilderzeugung (-/-)

(XXX: Der Text des Absatzes *Das Prinzip der tomographischen Bilderzeugung* ist noch nicht verfügbar.)

### Die Elektronenmikroskopische Tomographie (-/-)

(XXX: Der Text des Absatzes *Die Elektronenmikroskopische Tomographie* ist noch nicht verfügbar.)

### Die Kernspin-Tomographie (-/-)

(XXX: Der Text des Absatzes *Die Kernspin-Tomographie* ist noch nicht verfügbar.)

### Die Röntgenstrahlen-Tomographie (CT) (-)

Bei dieser im deutschen Sprachgebiet umgangssprachlich und wenig spezifisch als *Computer-Tomographie* (CT) bezeichneten Abbildungstechnik wird das Objekt mit annähernd parallel ausgerichteten Röntgenstrahlen durchstrahlt. Die durch das Objekt hindurch gehende Strahlung wird mit einem Flächendetektor aufgezeichnet, heute

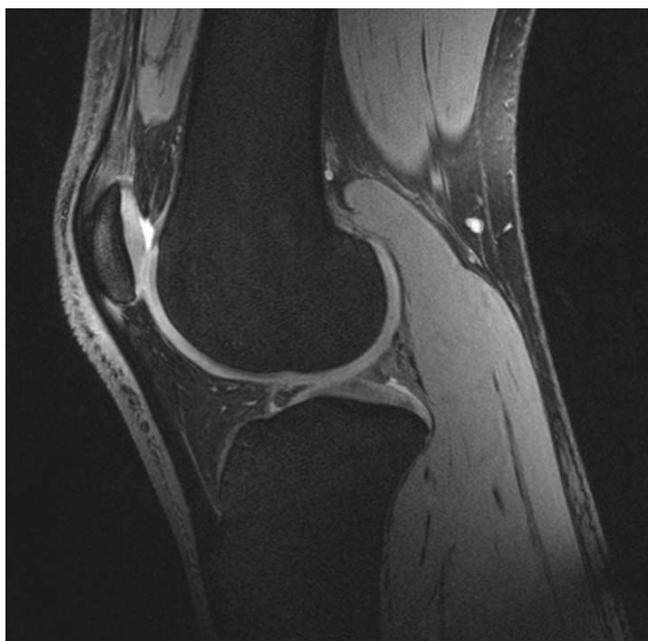


Abb. 39 NMR-Tomographie eines (gesunden) menschlichen Knies(Copyright: ESA)

meist mit einem CCD-Array mit vorgeschalteter Bildwandlerfolie, die die Röntgenstrahlung in ein Fluoreszenzlicht wandelt, für das die CCD-Detektoren empfindlich sind. Dem generellen Prinzip der Tomographie folgend wird diese Aufnahme aus ausreichend vielen unterschiedlichen Richtungen wiederholt, um eine nachfolgende Berechnung des 3D-Bildes des durchstrahlten Objektes zu ermöglichen. Zur Kontrast-Optimierung wird der Wellenlängenbereich der Röntgenstrahlung auf das jeweilige Objekt und die konkrete Fragestellung angepasst. Bei medizinischen Anwendungen wird oft zusätzlich spezielle Kontrastmittel verabreicht, die die benutzte Strahlung ausreichend stark absorbieren und sich bevorzugt in den jeweils zu untersuchenden Bereichen des menschlichen Körpers anlagern.

(XXX: Der weitere Text des Absatzes *Die Röntgenstrahlen-Tomographie* ist noch nicht verfügbar. In ihn wird auch die nachfolgende Abb. und deren erläuternder Trtxt aufgehen:)

### **Die Positronen-Emissions-Tomographie (-/-)**

(XXX: Der Text des Absatzes *Die Positronen-Emissions-Tomographie* ist noch nicht verfügbar.)

#### *11.11.6 Bildanalyse (-)*

Viele der in diesem Heft behandelten optischen Geräte erzeugen als primäres Ergebnis ihrer Funktion ein *Bild*, in der digitalisierten Version also ein 2-dimensionales Feld von



Abb. 40 Röntgenstrahl-Tomograph der ESA zur Materialuntersuchung  
(credit: ESA- S. Verzier)

Zahlen  $Y_{i,k}$  (die Helligkeitswerte eines *Schwarzweiß-Bildes*) oder von 3-Tupeln (die 3 Farbwerte  $X_{i,k}; Y_{i,k}; Z_{i,k}$  eines *Farbbildes*, s. Abschnitt 11.14.5). Die in einem Farbbild enthaltene Information hat daher einen Umfang der Größenordnung  $10^3 \cdot px \cdot 3 \cdot \frac{Byte}{px}$ . Oft besteht aber die eigentliche messtechnische Aufgabe darin, das zu untersuchende Produkt (die zu untersuchende Probe) mit **einigen wenigen** Zahlen zu charakterisieren. Es soll z.B. der Mittelwert und die Streuung der Teilchengrößenverteilung einer Dispersion von festen Teilchen in einer flüssigen Matrix bestimmt werden oder die relative Häufigkeitsverteilung von in der Probe enthaltenen Objekten mit einem bestimmten Form-Merkmal. Man denke z.B. an die Analyse von Bakterienkulturen bzgl. der relativen Häufigkeit von kugelförmigen und stäbchenförmigen Bakterien, wobei zusätzlich Artefakte (z.B. Schmutzpartikel) sicher eliminiert werden sollen. Die in derartigen Messergebnissen enthaltene Information ist etwa von der Größenordnung  $10 \cdot Byte$ . Diese Aufgabe, die in einem Bild enthaltene Information in definierter Weise um etwa 3 Größenordnungen zu reduzieren, bezeichnet man als *Bildanalyse* (engl. *image analysis*). Wie an jede Messtechnik stellt man auch an die Messtechnik der Bildanalyse die Minimalforderung, dass deren Ergebnis *objektiv*, also insbesondere unabhängig von persönlichen Gewohnheiten des Operators, und *reproduzierbar* sein soll. Eine Wiederholung dieser Auswertung soll also (innerhalb gewisser Fehlergren-

zen) zu demselben Ergebnis führen. Wie wir noch sehen werden, sind diese beiden Grundforderungen im Fall der Bildanalyse alles andere als einfach zu gewährleisten.

Auch die Neurowissenschaft des menschlichen und tierischen Sehens hat heute erkannt, dass von den biologischen Systemen des Sehens und der Verarbeitung dieser Informationen dieselbe Aufgabe erledigt werden muss. Das primäre System des Sehens, das Auge, liefert lediglich eine 2-dimensionale Helligkeits- und Farbinformation, die es an das Gehirn weiter leitet. Dieses muss hieraus einen verwertbaren Satz von Informationen liefern. Dazu gehört insbesondere die Objekterkennung (Erkennung von Personen, Tieren, Pflanzen, Gegenständen, Landschaften etc. ). Zumindest beim Menschen entwickelt sich diese Fähigkeit nach seiner Geburt erst langsam und Zug um Zug während der ersten Lebensjahre ([30]).

Zur Ausführung der technischen Bildanalyse sind heute kommerzielle Software-Produkte verfügbar, mit denen nahezu alle üblicherweise auftretenden Aufgabenstellungen bearbeitet werden können. Diese Software-Pakete stellen einen Satz von Standard-Operationen, einen *Werkzeugkasten* (engl. *toolbox*) bereit, aus denen der Anwender eine für die jeweilige Anwendung optimiert ausgewählte Sequenz von Operationen zusammenstellt. Ich werde im folgenden die Funktion und typische Anwendung der üblicherweise in einem derartigen Werkzeugkasten enthaltenen Operationen skizzieren. Die meisten dieser Operationen sind in einer Zeit eingeführt worden, in der die jeweils erforderliche Rechenzeit ein ständiges und ernsthaftes Problem der Bildanalyse bildete. M.a.W. man war immer bemüht, Operationen mit möglichst geringem Rechenaufwand, aber ausreichender bildanalytischer Effektivität zu finden. Dieselbe Aussage gilt für einige der in der Bildanalyse üblichen Objektparameter. Und nachdem diese Operationen ihre Wirksamkeit bewiesen hatten und man sich an sie gewöhnt hatte, hat man ihre Definition trotz der inzwischen stark angestiegenen Rechengeschwindigkeit nicht mehr verändert. Wie wir noch sehen werden, besteht zwischen der bildanalytischen Verarbeitung von Schwarzweiß- und von Farbbildern kein grundsätzlicher, sondern lediglich ein gradueller Unterschied in dem Sinne, dass man für letztere etwas modifizierte Werkzeuge benötigt. Dagegen ändert sich die Situation grundsätzlich, sobald man von 2-dimensionalen Bildern zu 3-dimensionalen Bilddaten übergeht, wie sie beispielsweise von einem konfokalen Mikroskop (11.11.4) oder von einem Tomographen (Abschnitt 11.11.5) erzeugt werden. Dieser Unterschied resultiert letztlich aus den topologischen Unterschieden eines 2-dimensionalen und eines 3- oder noch höher-dimensionalen Raumes, die wir bereits im Absatz 3.1.3 behandelt haben. Insbesondere die Programmierung der Objekterkennung wird hierdurch wesentlich komplizierter. Außerdem führt die um 2 bis 3 Größenordnungen höhere Datenmenge auch bei der aktuellen Rechner-Generation rasch zu vom Anwender nur noch bedingt akzeptierten Bearbeitungszeiten. Es verwundert daher nicht, dass die Entwicklung standardisierter Software zur 3D-Bildanalyse im oben formulierten Sinne nur sehr zögerlich vorangekommen ist. Lange Zeit waren nur Software-Pakete verfügbar, die 3D-Bilddaten lediglich nach unterschiedlichen Konzepten 2-dimensional darstellen konnten, gegebenenfalls mit einer vorgeschalteten Detektion

(s. Absatz S. 1567), die in diesem Fall meist als *volume-* oder *surface-rendering* bezeichnet wird. Heute sind einige Programme verfügbar, mit denen quantitative Auswertungen zumindest im Ansatz möglich sind, s. z.B. [26].

Als Hardware zur Lösung bildanalytischer Aufgaben werden heute meist Standard-PCs eingesetzt, da ihre Rechengeschwindigkeit zumindest für die Auswertung von 2D-Bilddaten vollkommen ausreichend ist. Bis in die 90-er Jahre hinein war dies nur sehr eingeschränkt gegeben, so dass die Bildanalyse-Software, die für eine PC-Hardware entwickelt worden war, nur Tools enthielt, die relativ wenig rechenintensiv waren. Ergänzend dazu gab es einige Systeme mit speziell für die Bildanalyse optimierter Hardware. Kern dieser Hardware war ein sog. *morphologischer Prozessor*. Dieser war in der Lage, die für aufwendige Graubildoperationen typischen mathematischen Operationen, nämlich die gewichtete Mittelung über den Grauwert des jeweiligen Aufpunktes und den seiner nächsten Nachbarn (s. Absatz *Graubildverarbeitung* auf S. 1569), in **einem** Rechnertakt zu erledigen. Dadurch waren diese Systeme bei diesem Typ von Operation um mehr als eine Größenordnung schneller als PC-Systeme mit derselben Taktfrequenz. Wegen der inzwischen weiter gestiegenen Rechengeschwindigkeit der Standard-PCs ist dieser Typ von Bildanalyse-Hardware wieder vom Markt verschwunden. Ich halte es jedoch für keinesfalls ausgeschlossen, dass man im Zuge der Weiterentwicklung der 3D-Bildanalyse wieder zu einem verwandten Konzept zurückkehren wird. Denn bei der 3D-Bildanalyse ist auch mit heutigen Rechnersystem das Problem der begrenzten Rechenkapazität wieder sehr real.

### Logische Struktur einer bildanalytischen Auswertung (-)

Bei nahezu allen bildanalytischen Aufgaben hat die eingesetzte Vorgehensweise die folgende sequenzielle Struktur:

1. **Bildaufnahme:** Von der bilderzeugenden Quelle (CCD-Kamera, Videorecorder, Bilddatenspeicher etc.) wird eine vorgegebene Anzahl von Bildern in den Arbeitsspeicher des Bildanalyse-Rechners geladen. Zur Erleichterung der nachfolgenden Formulierungen nehmen wir o.B.d.A. an, dass nur 1 Schwarzweiß-Bild übertragen wurde.
2. **Graubildbearbeitung:** Zur Erleichterung und Optimierung der nachfolgenden Schritte werden an dem Ausgangsbild diverse Korrekturen und Modifikationen vorgenommen, z.B. um eine ungleichmäßige Grundhelligkeit im Bild auszugleichen oder um die Kanten der in ihm enthaltenen Objekte hervorzuheben.
3. **Detektion:** Aufteilung des Bildes in diejenigen Bereiche, die als Teil eines *Objektes* interpretiert werden, und in den z.B. als *Untergrund* zu bezeichnenden Rest. Ergebnis dieses Schrittes ist ein Binärbild, also ein 2-dimensionales Feld von logischen Werten (Objekt / Nicht-Objekt).

4. **Binärbildverarbeitung:** Bevor das Binärbild vermessen werden kann, muss es i.a. noch um diverse Artefakte bereinigt werden (Eliminieren extrem kleiner Objekte bzw. Nicht-Objekte, Trennung von sich berührenden Objekten etc.).
5. **Objekterkennung:** Aufteilung des Bildanteils, der als zu (irgend) einem Objekt gehörend interpretiert wurde, in die einzelnen  $N$  Objekte. Für die weitere Auswertung wird i.a. vorausgesetzt, dass diese Objekte einander nicht durchdringen. M.a.W. jedes Bildpixel gehört entweder zum Untergrund oder zu **genau einem** Objekt
6. **Objektvermessung:** Bestimmung der vorher ausgewählten Parameter für jedes dieser  $N$  Objekte.
7. **Ergebnis-Darstellung:** Z.B. die über alle  $N$  Objekte gemittelten Werte der ausgewählten Parameter sowie deren Streuung oder eine graphische Darstellung der Häufigkeitsverteilung dieser Parameter.

In relativ einfach strukturierten Fragestellungen kann man gelegentlich auch auf die Objekterkennung verzichten und unmittelbar am Gesamtbild gewisse Auswertungen vornehmen. Dann ist man jedoch in der Variabilität der Auswertmöglichkeiten relativ eng begrenzt.

Die Leistungsfähigkeit kommerzieller Software-Pakete dokumentiert sich insbesondere in den Werkzeugen der Graubild- und Binärbildverarbeitung. Entsprechend besteht das primär über die eigene experimentelle Erfahrung zu erlernende bildanalytische know-how des Experten darin, zu erkennen, welche dieser Werkzeuge in welcher Reihenfolge bei dem jeweils vorliegenden Problem anzuwenden sind. Allgemein gültige Regeln zur Vorgehensweise sind nur sehr eingeschränkt vermittelbar. Eine Regel ist dagegen immer gültig:

**Nicht mehr Bearbeitungsschritte einsetzen als unbedingt nötig!**

Denn jeder dieser Schritte ergänzt in die Auswertung ein gewisses Maß an Willkür des Operators, nämlich bei der Auswahl der Parameter dieser Bearbeitungsschritte. Die an die Graubild- und Binärbildverarbeitung anschließenden Arbeitsschritte erfordern dagegen lediglich eine handwerklich korrekte Umsetzung relativ einfacher und klar vorgegebener Spezifikationen. Vom Anfänger oft unterschätzt wird die Bedeutung des 1. Schrittes, die optimale Bilderzeugung und Bildaufnahme. Die Aussage, dass man Fehler, die man bei diesem Schritt nicht macht, bei den nachfolgenden Schritten auch nicht korrigieren muss, ist sicherlich nicht mehr als eine Trivialität. Es ist dennoch eine Erfahrungstatsache, dass mancher Anfänger den Möglichkeiten der Bildanalyse derart vertraut, dass er meint, sich nun bei der Bilderzeugung und Bildaufnahme einige Schönheitsfehler erlauben zu können, weil die nachfolgende bildanalytische Bearbeitung diese Fehler leicht korrigieren könne. Vor dieser Einschätzung kann nicht eindringlich genug gewarnt werden.

**Graubildverarbeitung (-/-)**

(XXX: Der Text des Absatzes *Graubildverarbeitung* ist noch nicht verfügbar.)

**Detektion und Binärbild-Verarbeitung (-)**

Das Basiskonzept der *Detektion*, also der Auftrennung des Gesamtbildes in die beiden als *Objekt(e)* einerseits und *Untergrund* andererseits bezeichneten Anteile, ist bis heute ausschließlich die Schwellwert-Detektion an Hand der Grauwerte: Es wird ein Schwellwert  $S$  festgelegt, und man definiert die Bildanteile *Objekt(e)* und *Untergrund* über die Bedingungen

$$(i, k) \in \{\text{Objekte}\} \Leftrightarrow Y_{i,k} \geq S \quad (11.207)$$

$$(i, k) \in \{\text{Untergrund}\} \Leftrightarrow Y_{i,k} < S \quad (11.208)$$

(engl. *detect white*) oder umgekehrt

$$(i, k) \in \{\text{Objekte}\} \Leftrightarrow Y_{i,k} \leq S \quad (11.209)$$

$$(i, k) \in \{\text{Untergrund}\} \Leftrightarrow Y_{i,k} > S \quad (11.210)$$

(engl. *detect black*). Es kann auch angebracht sein, nur die Bildteile zum Objektbereich zuzuschlagen, deren Grauwerte in einem Bereich zwischen 2 vorgebbaren Schwellwerten  $S_u$  und  $S_o$  liegen:

$$(i, k) \in \{\text{Objekte}\} \Leftrightarrow S_u \leq Y_{i,k} \leq S_o \quad (11.211)$$

$$(i, k) \in \{\text{Untergrund}\} \Leftrightarrow Y_{i,k} < S_u \text{ oder } Y_{i,k} > S_o \quad (11.212)$$

Die Einstellung des (bzw. der) Schwellwerte(s) nimmt der Operator oft manuell unter Beobachtung und Bewertung des on-line angezeigten Binärbildes vor. Dann ist dieser Schritt meist der für die bereits angedeutete Willkür in der Auswertung bedeutendste Schritt. Das durch diese Operation der *Detektion* entstandene Binärbild ist i.a. noch nicht für die danach erforderliche Objekterkennung tauglich, z.B. weil es noch Artefakte in Form von extrem kleinen Objekten oder umgekehrt von kleinen Löchern innerhalb der Objekte gibt. Die gebräuchlichsten der für die Bearbeitung und nach Möglichkeit auch die Beseitigung dieser Artefakte verfügbaren Werkzeuge werde ich nun skizzieren:

- **erode:** Jedes Randpixel, d.h. jedes Objekt-Pixel, das mindesten 1 direktes Nachbarpixel besitzt, das zum Untergrund gehört, wird dem Untergrund zugeschlagen. Hierdurch wird von jedem Objekt eine Randschicht der Dicke  $1 \cdot px$  abgeschält.
- **dilate:** Jedes Grenzsicht-Pixel, d.h. jedes Untergrund-Pixel, das mindesten 1 direktes Nachbarpixel besitzt, das zum Objektbereich gehört, wird dem Objektbereich zugeschlagen. Hierdurch wird jedes Objekt mit einer Deckschicht der Dicke  $1 \cdot px$  überzogen.

- **open**: Diese Operation besteht im einfachsten Fall aus der Nacheinander-Ausführung der Schritte **erode** und **dilate**. Waren 2 Objekte nur durch eine Zunge der Breite  $1 \cdot px$  mit einander verbunden, wird diese hierdurch aufgetrennt, während der Flächeninhalt der Objekte in 1. Näherung wieder hergestellt ist.
- **close**: Diese Operation besteht ebenfalls aus den Schritten **erode** und **dilate**, aber in umgekehrter Reihenfolge: Das Bild wird zunächst dilatiert, dann erodiert. Hierdurch schließen sich ausreichend dünne Löcher innerhalb der Objekte.

(XXX: Der weitere Text des Absatzes *Detektion und Binärbildverarbeitung* ist noch nicht verfügbar.)

### Objekterkennung und Parameterbestimmung (-)

Auch die *Objekterkennung*, also die Auftrennung des durch die voraus gegangene Bearbeitung entstandenen Objektbereiches in eine gewisse, sich erst im Laufe dieses Arbeitsschrittes ergebende Anzahl  $N$  von Objekten, ist durch eine Verrechnung der jeweils nächsten Nachbarn möglich: Man scannt das Bild z.B. zeilenweise ab und ordnet das 1. als zum Objektbereich gehörend erkannte Pixel dem Objekt mit der lfd. Nr. 1 zu. Solange alle nachfolgenden Pixel ohne Unterbrechung ebenfalls zum Objektbereich gehören, werden sie ebenfalls dem Objekt Nr. 1 zugeschlagen. Sobald jedoch eine Unterbrechung auftritt, wird das 1. darauf folgende Objektbereichs-Pixel dem Objekt mit der nächst höheren Nummerierung zugeordnet. Von nun an wird bei jedem Objektbereichs-Pixel überprüft, ob das direkt darüber liegende Nachbar-Pixel zu einem bereits erkannten Objektbereich gehört. Trifft dies zu, werden alle bisher dem aktuellen Objekt zugeordneten Pixel dem Objekt zugeschlagen, zu dem das Nachbar-Pixel gehört. Auch beim Sprung an den Anfang der nächsten Zeile beginnt man grundsätzlich mit der Zählung eines neuen Objektes, überprüft jedoch wieder bei jedem Pixel, ob das direkt darüber liegende Nachbar-Pixel zu einem bereits erkannten Objektbereich gehört. Trifft dies zu, werden wieder alle bisher dem aktuellen Objekt zugeordneten Pixel dem Objekt zugeschlagen, zu dem das Nachbar-Pixel gehört.

Auf diese Weise gelingt auf eindeutige Weise eine Aufteilung des Objektbereiches in eine endliche Anzahl von Objekten. Diese sind alle durch eine Grenzschrift von mindestens  $1 \cdot px$  Breite von einander separiert. Sie sind aber nicht notwendig *einfach zusammen hängend* (s. Absatz S. 144), denn sie können noch Löcher enthalten, also Flächenanteile, die zum Untergrund zählen. Die an diesen Objekten üblicherweise bestimmten Parameter sind u.a.

- *Area*: Fläche des Objektes in Pixel oder, bei vorheriger Kalibrierung des Längenmaßstabes des Bildes in *Länge*<sup>2</sup>;
- *Length*: reale maximale Ausdehnung in *Länge*;

- *Feret*: eine historisch bedingte, leicht berechenbare Ersatzgröße für die reale maximale Ausdehnung: Es wird entlang einer festgelegten Anzahl  $n$  von vorgegebenen Richtungen (z.B. 6) die Abmessung des Objektes bestimmt. Die Feret-Länge ist dann das Maximum dieser  $n$  Werte.
- *Perimeter*: Umfang des Objektes, angegeben als Anzahl der zum Rand des Objektes gehörenden Pixel; bei vorheriger Kalibrierung des Längenmaßstabes des Bildes z.B. als *Länge*;
- *Roundness*: Verhältnis von *Area* zu *Perimeter*, derart normiert, dass sich bei einem (ausreichend großen) Kreis der Wert 1 ergibt;
- *Position*: x- und y-Koordinate eines ausgezeichneten Punktes des Objektes; einfache Bildverarbeitungs-Programme berechnen z.B. einfach die linke untere Ecke;
- *Intensity*: über das Objekt gemittelter Grauwert.

(XXX: Der weitere Text des Absatzes *Objekterkennung und Parameterbestimmung* ist noch nicht verfügbar.)

#### 11.11.7 Solar-Konzentratoren (-)

Solar-Konzentratoren haben die Aufgabe, den auf eine Fläche  $A_1$  auftreffenden solaren Strahlungsstrom auf eine möglichst kleine Fläche  $A_2$  zu konzentrieren. Im Idealfall bleibt hierbei der insgesamt durch die Vorrichtung hindurch fließende Strahlungsstrom konstant, so dass sich die auf die Fläche bezogene Strahlungsdichte gem.

$$j_A(A_2) = j_A(A_1) \cdot \frac{A_1}{A_2} \quad (11.213)$$

erhöht. Als Konzentrador für das sichtbare Licht der Sonne eignet sich jedes abbildende optische Element mit einer positiven Brennweite, also z.B. eine Glaslinse (Abschnitt 11.6.2) oder ein Hohlspiegel (Abschnitt 11.6.3). Die minimal erreichbare Bildfläche  $A_2$  ergibt sich aus der optischen Qualität dieses optischen Elementes, im Idealfall ist dieser Wert allein beugungs-begrenzt. Daher lässt sich die an der Fläche  $A_2$  auftretende Bestrahlungstärke primär dadurch erhöhen, dass man die wirksame Öffnung  $A_1$  des abbildenden Elementes vergrößert.

Wird diese Strahlung benutzt, um einen geeigneten Probekörper lokal zu erhitzen, z.B. einen Holzsplit oder ein Blatt Papier, so erreicht man mit Hilfe von nicht konzentrierter Sonnenstrahlung eine nur moderate Temperaturerhöhung, während mit einem Solar-Konzentrator Temperaturen erreicht werden, die im Extremfall deutlich über  $1000^\circ\text{C}$  liegen können. Der theoretische Grenzwert dieser Temperatur ist thermodynamisch bedingt. Er ist identisch mit der Temperatur der Sonnenstrahlung, also annähernd gleich der Strahlungstemperatur der Sonne

$$T_{\text{grenz}} = 6,5 \cdot 10^3 \cdot K \quad (11.214)$$

Wie der Leser vielleicht selbst schon erprobt hat, ist man bereits mit einer einfachen Leselupe von 10 ... 20·cm Durchmesser in der Lage, ein Blatt Papier oder ein Büschel trockenes Gras zu entzünden. (XXX: präzisieren)

Eine wichtige kommerzielle Anwendung für Solar-Konzentratoren ist die Bereitstellung von Wärme-Energie über ein Wärme-Reservoir ausreichend hoher Temperatur. An dieses Wärme-Reservoir kann dann eine Wärme-Kraft-Maschine WKM (s. Abschnitt 8.8.9) zur Erzeugung von elektrischer Energie angeschlossen werden. Ähnlich wie bei den Kernreaktoren (s. Absatz S. 793) hat man sich auch bei der technischen Realisierung von Solar-Konzentratoren für diese Anwendung für den Kompromiss einer nicht allzu hohen Temperatur entschieden, um so den technischen Aufwand und damit die Investitionskosten für eine derartige Anlage in erträglichen Grenzen zu halten. Ein typischer Wert für diese Temperatur liegt im Bereich 300 ... 400°C.

Die größte bisher (2012) in Europa gebaute und in Betrieb genommene derartige solarthermische WKM ist die Anlage *Andasol* 1 bis 3 in La Calahorra/Granada (Spanien), s. Abb. 41. Alle 3 Ausbaustufen sind fertiggestellt und haben bereits den



Abb. 41 Gesamtansicht der solarthermischen WKM-Anlage Andasol in La Calahorra (Spanien)

(Quelle: Copyright<sup>®</sup> Fa. Flagsol GmbH in Köln; Reproduktion mit frdl. Genehmigung des Eigentümers)

kommerziellen Betrieb aufgenommen. Sie erreichen insgesamt eine sog. elektrische Anschlussleistung von

$$J_{\text{elektr}} = 150 \cdot MW \quad (11.215)$$

Grundbaustein dieser Felder von Solar-Konzentratoren ist eine  $12\cdot m$  lange sog. *Parabolorinne* mit einer verspiegelten, parabelförmig gekrümmten Innenfläche, s. Abb. 42. Die Querausdehnung dieser Rinnen beträgt etwa  $6\cdot m$ . Ähnlich einer Zylinderlinse



Abb. 42 Teilansicht einer der Parabolorinnen des Solarkraftwerkes Andasol (Quelle: Copyright Fa. Flagsol GmbH in Köln; Reproduktion mit frdl. Genehmigung des Eigentümers)

konzentriert dieses optische Element ein paralleles Lichtbündel, das parallel zu seiner optischen Achse orientiert ist, auf einen schmalen Tubus im Zentrum dieses Elementes. An dieser Stelle befindet sich ein für die Absorption von Sonnenlicht optimiertes Rohr. Durch dieses Rohr strömt ein spezielles Thermo-Öl mit einer Geschwindigkeit, die so eingestellt ist, dass sich die Flüssigkeit bei optimaler Bestrahlung auf etwa  $400^{\circ}C$  aufheizt.

Für die Funktionsfähigkeit dieses Elementes ist eine präzise Nachführung an den Verlauf der Sonne unverzichtbar. Anderenfalls würde das Sonnenlicht nicht mehr auf das Absorptionsrohr fokussiert, sondern daneben.

Die Gesamtfläche der in allen Parabolorinnen von Andasol 1-3 enthaltenen Spiegel beträgt etwa  $1,5 \cdot 10^6 \cdot m^2$ .

Wir diskutieren nun das Aufgabenkonzept, in einem begrenzten, für Experimente zugänglichen Volumen einen möglichst großen solaren Strahlungsstrom zu erzeugen.

gen. Es geht also nicht mehr um die Erzeugung von elektrischer Energie aus solarer Strahlungsenergie, sondern um die Schaffung experimenteller Möglichkeiten, die bisher auf der Erde nicht verfügbar waren. Eine technische Umsetzung dieses Aufgabenkonzeptes bildet die Forschungsanlage *Odeillo* in den französischen Pyrenäen, s. Abb. 43.

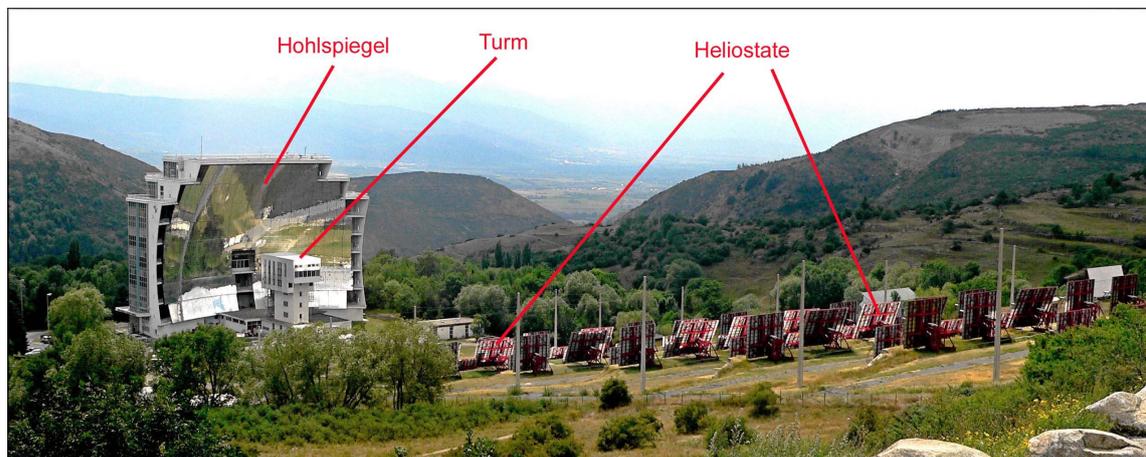


Abb. 43 Forschungsanlage Odeillo in Font Romeu/ Pyrénées (Frankreich)  
(Quelle: diese Abb. basiert auf dem Bild four solaire aus der freien Enzyklopädie Wikipedia und unterliegt der GNU-Lizenz für freie Dokumentation Version 1.2)

Sie besteht aus einem großen, ortsfesten Hohlspiegel mit einer optisch wirksamen Fläche von

$$A_1 \approx 2,5 \cdot 10^3 \cdot m^2 \quad (11.216)$$

Bei optimaler Sonneneinstrahlung beträgt der eingefangene Energiestrom etwa

$$J_{\max} = 9,6 \cdot MW \quad (11.217)$$

Der Fokus dieses Spiegels befindet sich im Inneren des auf der Abb. 43 gut erkennbaren Turmgebäudes. Im Fokusbereich hat der Lichtstrahl einen annähernd kreisförmigen Querschnitt der Größenordnung

$$D \approx 0,4 \cdot m \quad (11.218)$$

Außerhalb der aktiven Experimentierzeit wird der Lichtstrahl genügend weit vor der Fokusebene durch eine massive, gekühlte Blende abgeblockt. Damit der Fokusbereich des optischen Systems ortsfest bleibt, während die Sonne über die Himmelssphäre wandert, muss das optische System dieser Wanderung nachgeführt werden. Diese Aufgabe übernimmt eine Gesamtheit von Planspiegeln, die neben einander auf der dem Hohlspiegel gegenüber gelegenen Hügelfläche angeordnet sind. Der Hohlspiegel ist daher auch nach Norden (und nicht etwa nach Süden) ausgerichtet. Jeder dieser

als *Heliostat* bezeichneten insgesamt 63 Planspiegel ist um 2 Achsen kippbar und lenkt so das Sonnenlicht immer genau auf das ihm zugeordnete ortsfeste Segment der Hohlspiegelfläche. Die Gesamtheit dieser Planspiegel sind relativ zu dem Hohlspiegel derart angeordnet, dass alle Verbindungslinien zwischen dem Zentrum eines Planspiegels und seines zugeordneten Hohlspiegelsegmentes exakt zu einander parallel sind. Dann fallen die Fokuspunkte aller dieser 63 optischen Teilsysteme zusammen und bleiben dies auch, wenn die Planspiegel dem Lauf der Sonne entsprechend nachgeführt werden.

Der Nutzen dieser 1970 in Betrieb gegangenen Anlage besteht darin, dass sie auf der Erde insbesondere für die Materialforschung die Möglichkeit bietet, das Verhalten von Materialien und technischen Bauteilen zu testen, wenn sie einer derart intensiven Belastung durch sichtbare elektromagnetische Strahlung ausgesetzt sind, auch wenn sie sich hierdurch auf Temperaturen bis etwa  $3000 \cdot K$  aufheizen. Ein konkretes Beispiel für derartige Untersuchungen ist die Prüfung von Hitzeschild-Platten für Raumsonden, die z.B. für einen Wiedereintritt in die Erdatmosphäre geeignet sein sollen.

## 11.12 Wellenoptische Geräte (-/-)

(XXX: Der Kopftext zum Kapitel *Wellenoptische Geräte* ist noch nicht verfügbar.)

### 11.12.1 Interferometer (-/-)

(XXX: Der Text des Abschnitts *Interferometer* ist noch nicht verfügbar.)

### 11.12.2 Holographische Abbildungssysteme (-/-)

(XXX: Der Text des Abschnitts *Holographische Abbildungssysteme* ist noch nicht verfügbar.)

### 11.12.3 Das optische Kurzzeitkohärenz-Mikroskop (-)

Das Messprinzip der optischen Kurzzeitkohärenz, im englischen Sprachraum meist als **O**ptical **C**oherence **T**omography (OCT) bezeichnet, ist nach unserer Vereinbarung (Abschnitt 11.11.5) **kein** tomographisches Verfahren. Es nutzt die Tatsache aus, dass ultrakurze Laserimpulse zwangsweise auch eine relativ kurze Kohärenzlänge haben. In diesem Fall gilt nämlich einfach

$$\delta_{koh.} = c_0 \cdot \tau \quad (11.219)$$

$$\tau = 10^{-15} \cdot s \Rightarrow \delta_{koh.} = 3 \cdot 10^{-7} \cdot m = 0,3 \cdot \mu m \quad (11.220)$$

Wenn wir daher ein abbildendes optisches System aufbauen mit einem Ultrakurzzeitlaser als Lichtquelle und einer Interferometer-Anordnung als Kontrast-erzeugende Einheit, tragen zum Bildaufbau nur die Volumen-Elemente der Probe bei, für die die beiden Teilstrahlen des Interferometers einen Unterschied in der optischen Weglänge aufweisen, der die Bedingung

$$\delta\Lambda < \delta_{koh.} \quad (11.221)$$

Unabhängig von der senkrecht zur optischen Achse realisierten Ortsauflösung ist für einen derartigen Aufbau a priori eine  $z$ -Auflösung gegeben, die mit der Kohärenzlänge des Lasers identisch ist. Die  $z$ -Position der abgebildeten  $x/y$ -Ebene lässt sich verschieben (auch in die Probe hinein), indem man im Interferometer die optische Weglänge des Referenzstrahls verändert.

(XXX: Der weitere Text des Abschnitts *Optische Kurzzeitkohärenz-Mikroskopie* ist noch nicht verfügbar. Er wird auch die nachfolgende Abb. 44 und den sie erläuternden Text enthalten:)

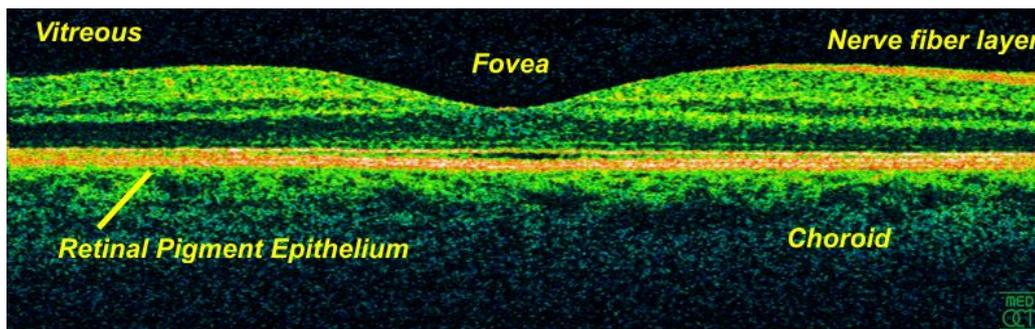


Abb. 44 Schnittbildaufnahme einer gesunden Retina; Laserwellenlänge  $800 \cdot nm$ ,  $z$ -Auflösung  $3 \cdot \mu m$ ; aufgen. 2004

(Quelle: diese Abb. basiert auf dem Bild Retina-OCT800 aus der freien Enzyklopädie Wikipedia und unterliegt der GNU-Lizenz für freie Dokumentation Version 3.0; Autor ist die med. group Dept. of Medical Physics University of Vienna/Austria)

Diese im Rückstreukontrast erstellte Aufnahme zeigt den Schichtaufbau der Netzhaut im menschlichen Auge als sog.  $x/y$ -Schnittbild. Etwa in der Bildmitte erkennt man als horizontal verlaufendes Schichtenpaket die Bodenschicht der Retina. Das darüber liegende Paket ist ein Schnittbild durch die Anordnung der senkrecht orientierten Photodetektoren; also der Zäpfchen und Stäbchen (s. auch Abschnitt 11.13.5). Im Bereich der Einbuchtung der darüber liegenden Schichten befindet sich der sog. gelbe Fleck (med. die Makula oder Fovea centralis). An dieser Stelle der Netzhaut hat das Auge seine höchste Ortsauflösung.

### 11.13 Optik des täglichen Lebens (-)

Bei der Strukturierung des Heftes 11 (Optik) ist es mir in besonderem Maße schwer gefallen zu entscheiden, welche Inhalte aus dem laufenden Text herausgenommen und in dieses Kapitel 11.13 (*Optik des täglichen Lebens*) eingebunden werden sollten. Dies spiegelt die Tatsache wider, dass optische Phänomene und Wahrnehmungen von essentieller Bedeutung für unser tägliches Leben sind. Das Sehvermögen ist nun einmal der wichtigste unserer zum Informationsaustausch mit unserer Umgebung dienenden 5 Sinne. Der Leser wird daher im folgenden Text z.B. Absätze finden

über gewisse Strahlungsdetektoren und optische Geräte, die genau so gut auch in die voran gegangenen Kapitel 11.9 und 11.11 gepasst hätten. Ich hoffe, dass die von mir gewählte Strukturierung die Lesbarkeit dieses Heftes 11 verbessert hat.

### 11.13.1 Beleuchtungsquellen (-)

Unsere frühen Vorfahren mussten sich mit den natürlichen Lichtquellen Sonne und Mond zufrieden geben und ihren Tagesablauf nach der Verfügbarkeit des von ihnen kommenden Lichtes ausrichten. Nach Einbruch der Dunkelheit konnten nur noch wenige ausgewählte Tätigkeiten fortgesetzt werden. Später kam dann das vom Lagerfeuer ausgehende Licht hinzu, das allerdings auch nicht in der Lage war, für eine Beleuchtung einer größeren Fläche oder gar der Behausung zu sorgen. Um also insbesondere in den Ländern mit langen Winternächten die tägliche Arbeit, insbesondere die handwerklichen Tätigkeiten nach Einbruch der Dunkelheit fortsetzen zu können, bestand schon in prähistorischer Zeit ein überlebensrelevanter Bedarf nach einer künstlichen Lichtquelle, die im Idealfall in der Lage ist, das Innere der menschlichen Behausung ähnlich hell und mit einer ähnlichen Farbtemperatur auszuleuchten wie die Sonne.

Ein typischer Aufenthalts- und Arbeitsraum in unseren Häusern hat insgesamt eine Fensterfläche der Größenordnung  $10 \cdot m^2$ . Bei senkrechtem Einfall und wolkenlosem Himmel erzeugt die Sonne auf der Erdoberfläche eine Beleuchtungsstärke der Größenordnung

$$E_S \approx 10^5 \cdot lx \quad (11.222)$$

Bei einem mittleren Einfallswinkel von  $45^\circ$  beträgt daher der in einen Arbeitsraum eintretende solare Lichtstrom etwa

$$J_S \approx 3 \cdot 10^5 \cdot lm \quad (11.223)$$

Im Winter und bei bedecktem Himmel geht die Beleuchtungsstärke am Erdboden etwa auf den Wert  $10^3 \cdot lx$  zurück. Da nun die Orientierung der Fensterfläche ohne Belang ist, beträgt unter diesen Bedingungen der in den von uns betrachteten Arbeitsraum eindringende Lichtstrom etwa

$$J_1 \approx 1 \cdot 10^4 \cdot lm \quad (11.224)$$

Helles Vollmondlicht erzeugt am Erdboden eine Beleuchtungsstärke der Größenordnung

$$E_M \approx 0,2 \cdot lx \quad (11.225)$$

Entsprechend reduziert sich der durch die Fenster in den von uns betrachteten Arbeitsraum einfallende Lichtstrom auf

$$J_M \approx 0,6 \cdot lm \quad (11.226)$$

Diese Beleuchtung hilft dem Menschen noch bei der Orientierung, ist aber für die Ausführung von handwerklichen Tätigkeiten o.ä. nicht mehr ausreichend.

Erstrebenswert wäre also eine Kunstlichtquelle mit einem Lichtstrom deutlich oberhalb des durch die Gl. 11.226 angegebenen Wertes, im Idealfall in dem durch die Gl. 11.223 und 11.224 vorgegebenen Bereich und mit einer Farbtemperatur der Größenordnung  $5000 \cdot K$ . Die Entwicklung technischer Lichtquellen begann bereits in prähistorischen Zeiten mit dem *Kienspan*, einem aus stark harzhaltigem Kiefernholz geschnitzten Holzstab. Seit etwa 4000 *v.Chr.* sind Talg- und Öllampen aus Ton (s. Absatz S. 1758) oder Keramik (s. Absatz S. 1757) bekannt mit einem aus Pflanzenfasern gefertigten Docht als Brennelement. Mit ihnen erreichte man Lichtströme von etwa  $5 \cdot lm$ . Bereits eine einzelne derartige Lampe hatte also eine Beleuchtungswirkung, die die Wirkung des durch die Maueröffnungen einfallenden Vollmondlichtes deutlich übertraf. Eine deutliche Verbesserung im Anwendungskomfort brachte der Übergang von einem flüssigen zu einem festen Brennstoff in Form der seit der Römerzeit bekannten *Kerze* (von *cereus* (lat.) das Wachlicht), ursprünglich aus Bienenwachs, ab Anfang des 19. Jahrhundert aus technisch hergestelltem Paraffin und Stearin, und mit einem geeignet getränkten und stabilisierten verdrillten Faden als Docht. Im Vergleich zur Öllampe rußt die Bienenwachs-Kerze deutlich weniger und verbreitet einen angenehmeren Geruch. Der Lichtstrom einer Kerze bewegt sich in der Größenordnung von  $10 \cdot lm$  und die Farbtemperatur beträgt ca.  $1800 \cdot K$ , d.h. die Beleuchtungseigenschaften konnten durch die Kerze nicht deutlich verbessert werden.

Der nächste Schritt in Richtung tageslichtähnlicher Lampen war die Mitte des 19. Jahrhunderts erfundene *Petroleumlampe*, sie erzeugte auch den ersten wirtschaftlich interessanten Absatzmarkt für Erdölprodukte. Wegen der deutlich niedrigeren Viskosität des neuen Brennmaterials Petroleum konnten neue konstruktive Prinzipien des Brenners entwickelt werden, die eine größere Steighöhe des Brennstoffs im Docht erforderten. Auch ohne die bei modernen Petroleumlampen übliche Vergasertechnik, d.h. unter ausschließlicher Nutzung der im Docht wirkenden Kapillarkräfte erzeugt eine Petroleumlampe bereits einen Lichtstrom von maximal etwa  $200 \cdot lm$  mit einer Farbtemperatur von ca.  $2000 \cdot K$ . Sie musste dann schließlich der elektrischen Glühlampe weichen, die bei einer elektrischen Leistung von  $100 \cdot W$  ca.  $1,5 \cdot 10^3 \cdot lm$  mit einer Farbtemperatur von ca.  $3000 \cdot K$  erzeugt. Dies ist wohl immer noch relativ wenig im Vergleich zu den vom Tageslicht erreichten Werten (s.o.), aber es reicht vollkommen aus, um die Fortsetzung unserer Aktivitäten des täglichen Lebens auch nach Eintritt der Dunkelheit ohne Einschränkungen zu ermöglichen.

### 11.13.2 Der konventionelle photographische Film (-)

Die Geschichte der auf Silberverbindungen basierenden Photographie begann etwa 1830 durch die Arbeiten von *Joseph Nicéphore Niepce* (\* 1765 in Chalon-sur-Saône (Frankreich); † 1833 in St.-Loup-de-Varennes) und *Louis Jacques Mandré Daguerre* (\* 1787 in Cormeilles-en-Parisis (Frankreich); † 1851 in Bry-sur-Marne), später insbesondere auch *William Henry Fox Talbot* (\* 1800 in Melbury Abbas/Dorset (Engl.); † 1877 in Lacock Abbey nr. Chippenham (Engl.)). Alle diese frühen Entwicklungen

basierten noch auf festen Trägern (Kupfer, Glas) für die photographische Schicht. Den ersten *Rollfilm* entwickelten nahezu zeitgleich und unabhängig voneinander 1887 auf Basis von Cellulosenitrat der pensionierte Geistliche *Hannibal Goodwin* (\* 1822 in Tomkins County/NY(USA); † 1900 nahe Newark (N.J.)/USA) und 1884 auf Basis von Papier *Georges Eastman* (\* 1854 in Waterville (N.Y.)/USA; † 1932 in Rochester (N.Y.)), wobei allerdings nur Eastman in der Lage war, aus dieser Erfindung durch die von ihm gegründete Firma Eastman Kodak auch einen wirtschaftlichen Nutzen zu erzielen. Der jahrelange Patentstreit zwischen Eastman und Goodwin endete 1900 durch Goodwins tödlichen Autounfall: Seine Erben verkauften sein Patent auf Umwegen an Eastman. Der photographische Film war bis vor kurzem eine weltweit intensiv genutzte und wirtschaftlich bedeutende Methode zur Speicherung von Bilddaten. In diesen ca. 130 Jahren technischer Entwicklung konnten seine Eigenschaften ständig verbessert und so auf ein Niveau angehoben werden, das von jedem Nachfolgeprodukt nur schwierig zu übertreffen war und ist. Wir erleben wohl gerade die weitgehende Ablösung des photographischen Films durch elektronische Speichertechniken, diese neuen Techniken sind dem Film aber z.Zt. immer noch nicht in jeder Beziehung ebenbürtig.

Das Grundkonzept des photographischen Films ist ein photochemischer Prozess: Das die Bildinformation tragende Licht modifiziert das in der photoempfindlichen Schicht des Films eingelagerte Silberhalogenid photochemisch derart, dass es bei dem nachfolgenden chemischen *Entwicklungsprozess* zu metallischem Silber reduziert wird. Die Intensität dieses Entwicklungsprozesses ist so eingestellt, dass das nicht belichtete Silberhalogenid nicht reduziert und dann bei dem nachfolgenden Prozess, der sog. *Fixierung*, aus der Schicht herausgelöst wird. Entscheidend für die technisch-kommerzielle Nutzbarkeit dieses Prozesses ist nun, dass diese photoinduzierte Modifizierung des Silberhalogenids, das sog. *latente Bild*, über längere Zeit (bei heutigen Produkten mehrere Wochen bis Monate) stabil bleibt. Man kann also einen derartigen Film Abschnitt für Abschnitt (Bild für Bild) belichten und erst nach Abschluss dieser Nutzung als ganzes entwickeln lassen. Das bisher geschilderte Konzept beschreibt den photographischen sog. Schwarzweiß-Film: Metallisches Silber absorbiert Licht annähernd wellenunabhängig, so dass eine derart belichtete Fläche je nach Intensität der Belichtung grau oder schwarz erscheint. Wenn die gebildeten Silberteilchen allerdings nicht ausreichend groß gegen die Wellenlänge sind, nimmt die Absorption zu kleinen Wellenlängen hin ab und die Bilder werden bräunlich. Dieser Effekt ist aus den Anfängen der Silberphotographie wohlbekannt.

Etwa ab 1935 gelang es, dieses Konzept auf die Speicherung von Farbbildern zu erweitern. Auch bei einem Farbfilm wird zunächst eine Silberhalogenid-Schicht belichtet, im Laufe der weiteren Verarbeitung wird jedoch das Silber gegen einen organischen Farbstoff ausgetauscht. Dieses Konzept kann nun so umgesetzt werden, dass entweder

- der Farbstoff bereits in der unbelichteten Schicht enthalten ist und, geeignet an das Silberhalogenid gebunden, während des Entwicklungsprozesses gemeinsam

mit dem unbelichteten Silberhalogenid partiell aus der Schicht herausgewaschen wird, während das entwickelte Silber zunächst zusammen mit seinem Farbstoffpartner in der Schicht verbleibt. Erst in einem nachfolgenden Schritt wird dann auch das entwickelte Silber aus der Schicht entfernt, während der Farbstoff in der Schicht verbleibt. Oder aber

- die unbelichtete Schicht enthält zunächst keinen Farbstoff, sondern nur geeignete sog. *Farbkuppler*, an die im Anschluss an den eigentlichen Silber-Entwicklungs- und Fixierungsprozess in einem zusätzlichen Färbungsprozess der Farbstoff angekuppelt wird.

In beiden Fällen sind für einen vollständigen Farbfilm (mindestens) je eine für die 3 Grundfarben blau/grün/rot empfindliche Schicht erforderlich. Beide genannten Möglichkeiten wurden kommerziell genutzt. Erfinder der erstgenannten war die Fa. Agfa in Deutschland, die 2. Möglichkeit basiert auf den Entwicklungen der Fa. Kodak in den USA. Beide Prinzipien haben ihre typischen Vor- und Nachteile: Der Agfa-Prozess ist insbesondere bzgl. der Entwicklungsbedingungen leichter zu beherrschen, da die bei der Entwicklung ablaufenden Diffusionsprozesse immer nur die im fertigen Produkt nicht mehr enthaltenen Anteile betreffen. Daher gelten für die Prozessparameter der Entwicklung (Temperatur, Entwicklungszeit) relativ günstige Toleranzwerte. Dies war in den Anfangsjahren der Farbphotographie von großem Vorteil, weil die Verarbeitung auch mit einfachen Geräten und unter klimatisch ungünstigen Bedingungen zu guten Ergebnissen führte. Der 2. Prozess erlaubt insbesondere die Einstellung einer dünneren photographischen Schicht und damit die Herstellung von Filmen höherer Ortsauflösung. Da der Vorteil des robusteren und toleranteren Entwicklungsprozesses im Laufe der Jahre dank der immer perfekteren Entwicklungsautomaten immer unwichtiger wurde, hat sich schließlich der Kodak-Prozess weltweit durchgesetzt.

Da die Farbstoffe nicht etwa selbst leuchtend sind, sondern spektral selektiv **absorbieren**, ist auch der Farbfilm in seiner Basiskonzeption notwendigerweise ein Negativfilm. Um daraus in einem direkten Belichtungsprozess ein den ursprünglichen Farben des aufgezeichneten Motives entsprechendes Positivbild erzeugen zu können, müssen der Farbton, der der spektralen Empfindlichkeit einer Schicht entspricht, und der aus der spektralen Absorption des entwickelten Farbstoffs resultierende Farbton zumindest annähernd zu einander komplementär sein (s. Abschnitt 11.14.3).

(XXX: Der an dieser Stelle vorgesehene weitere Text, indem die hierbei geltenden Bedingungen erläutert werden, ist noch nicht verfügbar.)

Im Zuge seiner über mehrere Jahrzehnte hinweg fortgesetzten ständigen Optimierung hat dieses technische Massenprodukt einen hochkomplexen Schichtaufbau erhalten, an den auch noch extreme Genauigkeitsanforderungen gestellt sind. Um dem Leser hiervon einen Eindruck zu vermitteln, zeigt die Abb. 45 das Schema des Schichtaufbaus 2-er kommerzieller Farbnegativ-Filme. Bei der Herstellung dieser

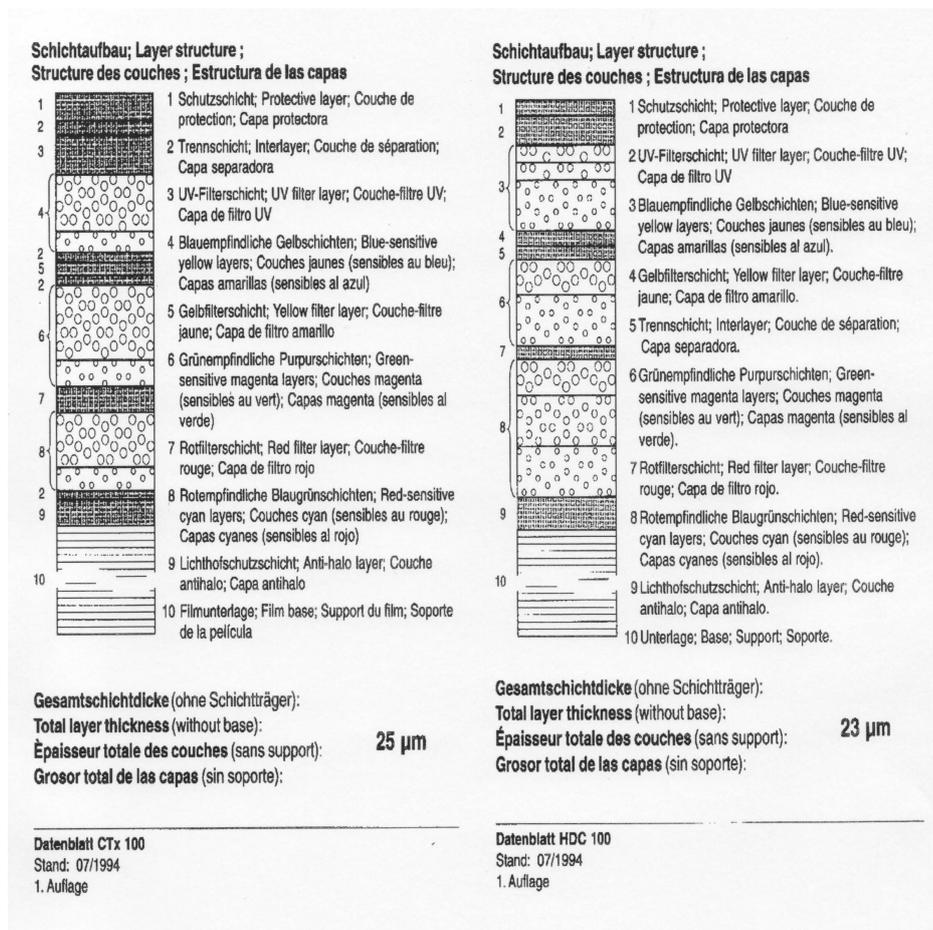


Abb. 45 Schichtaufbau 2-er kommerzieller Farbnegativfilme (Quelle: Datenblatt der Agfa-Gevaert AG)

Filme werden alle diese 18 bzw. 14 Schichten im Zuge eines **einzig**en Produktionsschrittes und mit einer Bahngeschwindigkeit in der Gießanlage der Größenordnung  $100 \cdot \frac{m}{s}$  aufgetragen.

(XXX: Der an dieser Stelle geplante weitere Text ist noch nicht verfügbar.)

Im Sinne der von uns in diesem Heft durchgängig benutzten Terminologie ist der photographische Film ein 2-dimensionaler Strahlungsdetektor. Das in ihm gespeicherte optische Bild kann im Anschluss an die Entwicklung durch eine geeignete optische Anordnung beliebig oft wieder ausgelesen werden. Entsprechend der allgemein gültigen Definition (Gl. 8.638) wäre es konsequent, die Größe

$$\eta = \frac{\text{Anzahl der von der Ausleseeinheit emittierten Photonen}}{\text{Anzahl der vom Film absorbierten Photonen}} \quad (11.227)$$

jeweils für ein bestimmtes Bildpixel gemessen, als den *Wirkungsgrad* des Gesamtsystems Kamera/Film/Ausleseeinheit zu werten. Da diese Größe jedoch noch stark

von den Kenndaten der Ausleseeinheit abhängt, ist die wichtigere Größe das sog. Kontrastverhältnis,

$$K = \frac{\frac{I(P_2;\text{Bild})}{I(P_1;\text{Bild})}}{\frac{I(P_2;\text{Original})}{I(P_1;\text{Original})}} \quad (11.228)$$

Dieses Kontrastverhältnis gibt also an, in welcher Weise sich der Kontrast, also das Verhältnis der Helligkeiten zweier Objektelemente beim Übergang vom Original auf das wiedergegebene Bild verändert.

(XXX: Der an dieser Stelle noch fehlende Text ist noch nicht verfügbar.)

Bis heute ist es nicht gelungen, bei der photochemischen Bildaufzeichnung das Silber durch ein anderes preisgünstigeres Material zu ersetzen. Allerdings hat man im Laufe der Zeit gelernt, das eingesetzte Silber zu einem hohen Anteil durch Aufarbeitung der benutzten Entwicklerflüssigkeiten zurückzugewinnen. Hierfür ist es von entscheidendem Vorteil, dass Farbfilme und Farbbildmaterialien während des Entwicklungsprozesses ihr Silber vollständig an die Entwicklerlösung abgeben.

### 11.13.3 Die Kamera (\*)

Aufgabe des optischen Systems einer (photographischen) Kamera ist es, von der ausgewählten Szene in einer vorgegebenen Ebene ein reelles Bild zu erzeugen. In dieser Ebene befindet sich dann das Aufzeichnungsmedium. In einer klassischen Kamera ist (war) das ein photographischer Film, in modernen Digitalkameras ist es ein CCD-Chip. In das optische System integriert ist ein zumeist mechanischer Verschluss, der zusammen mit anderen Kenngrößen die Intensität der Belichtung festlegt. Die Kamera kann für die Aufzeichnung einzelner Bilder konzipiert sein; dann spricht man von einer *Stehbildkamera*. Sie kann aber auch für die Aufnahme kontinuierlicher Bildsequenzen von bis zu mehreren Minuten oder gar Stunden konzipiert sein mit einer Bildfrequenz von z.B.  $25 \cdot \frac{\text{Bilder}}{\text{s}}$ ; eine derartige Kamera wird als *Laufbild-Kamera* oder *Filmkamera* bezeichnet. In beiden Fällen wird (etwas missverständlich) die Präzisierung *Laufbild-* oder *Stehbild-* oft auch weggelassen. Abgesehen von den Unterschieden, die aus den jeweils üblichen unterschiedlichen Abmessungen der Bildformate resultieren, sind die Grundkonzepte des optischen Systems für diese beiden Kameratypen weitgehend analog.

Bei einer Kamera ist der Abstand zwischen der Gegenstandsebene (das ist diejenige Ebene der realen Welt, die scharf abgebildet werden soll) und der Bildebene (,in der sich der photographische Film befindet,) vorgegeben (s. Abb. 46),

$$a + b = \text{const.} = x \quad (11.229)$$

Damit die Abbildung scharf ist, muss die Gl. 11.98 erfüllt sein. Wir benutzen sie an dieser Stelle in der Form

$$f = \frac{a \cdot b}{a + b} = \frac{(x - b) \cdot b}{x} = b \cdot \left(1 - \frac{b}{x}\right) \quad (11.230)$$

Um diese Gl. zu erfüllen, um also die Bildschärfe einzustellen, muss bei vorgegebener Brennweite  $f$  der Abstand zwischen Objektiv und Bildebene verändert werden. Ist dagegen  $b$  vorgegeben, benötigt man zum Scharfstellen eine Feineinstellung der Brennweite. In heutigen kommerziellen Kameras ist ganz überwiegend die 2. Möglichkeit realisiert: Das i.a. mehrlinsige Kamera-Objektiv enthält einen internen Mechanismus, der die Linsen gegen einander verschiebt und so einen Feinabgleich der Brennweite ermöglicht. Typische Zahlenwerte für eine einfache Amateur-Stehbildkamera sind

$$1 \cdot m < x < \infty ; b = 50 \cdot mm \Rightarrow \quad (11.231)$$

$$50 \cdot mm > f > 47,5 \cdot mm \quad (11.232)$$

In 1. Näherung entsteht das Bild also in der Brennebene des Objektivs. Damit ist

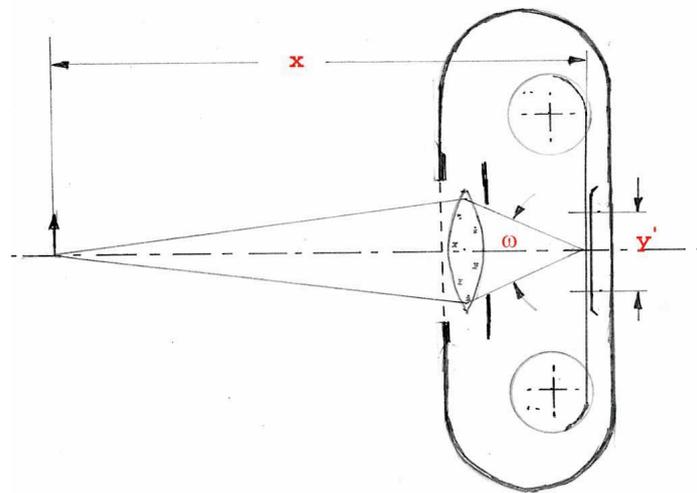


Abb. 46 Prinzipskizze einer Rollfilmkamera

aber auch der aufgezeichnete Bildwinkel  $\omega$  (bei vorgegebenem Format der Bildaufzeichnung) annähernd konstant und unmittelbar mit der Brennweite des Objektivs verknüpft (s. wieder Abb. 46),

$$\tan \omega \approx \frac{y'}{f} \quad (11.233)$$

Bei einer klassischen Stehbildkamera für photographische sog. *Kleinbildfilme* mit dem Bildformat  $24 \cdot 36 \cdot mm^2$  ergibt sich für die Bilddiagonale ein Aufzeichnungswinkel von

$$\tan \omega \approx \frac{\sqrt{24^2 + 36^2}}{50} = 0,865 \Rightarrow \omega \approx 41^\circ \quad (11.234)$$

Andererseits ist der Abbildungsmaßstab jeweils (Gl. 11.104)

$$\Gamma = \frac{b}{a} \approx \frac{f}{a} \quad (11.235)$$

Um also weit entfernte Objekte mit einer akzeptablen Größe auf dem Bild aufzuzeichnen, benötigt man ein Objektiv mit großer Brennweite. Diese werden in der Umgangssprache meist als *Tele-Objektive* bezeichnet. Will man dagegen relativ nahe, aber große Objekte möglichst vollständig aufnehmen, z.B. eine Personengruppe in einem Innenraum, benötigt man ein Objektiv mit großem Öffnungswinkel, also mit einer kleinen Brennweite. Derartige Objektive werden als *Weitwinkelobjektive* bezeichnet. Die Gl. 11.233 zeigt übrigens auch unmittelbar, dass diese Einteilung der Kamera-Objektive in die Klassen Tele/Normal/Weitwinkel nicht über die Brennweite erfolgt, sondern über das Verhältnis von Brennweite und Bildgröße. Einem Normal-Objektiv von  $50 \cdot mm$  Brennweite für eine klassische Kleinbild-Kamera entspricht daher für eine CCD-Kamera mit einem Chip von  $4,9 \cdot 8,9 \cdot mm^2$  ein Objektiv von  $12,4 \cdot mm$  Brennweite.

Von dem Aufzeichnungswinkel  $\omega$  eines Kamera-Objektiv wohl zu unterscheiden ist der für die Empfindlichkeit des Gesamtsystems wichtige *Öffnungswinkel*  $\vartheta$  des Objektivs. Er ist definiert als

$$\tan \vartheta = D \quad (11.236)$$

$D$  ist die wirksame Apertur des Objektivs, im einfachsten Fall der Durchmesser der Objektivlinse. In der Umgangssprache benutzt man meistens den Kehrwert des in Gl. 11.236 angegebenen Ausdrucks und nennt diese Zahl das *Öffnungsverhältnis* oder einfach die *Öffnung* des Objektivs. Eine Öffnung des Objektivs von 2,8 bedeutet z.B.

$$\frac{f}{D_{eff}} = 2,8 \quad (11.237)$$

Diese Zahl bestimmt die Lichtstärke des Objektivs, aber auch die Schärfentiefe. Gem. der Abbé-schen Theorie der optischen Abbildung (s. Abschnitt 11.1.6) bestimmt sie auch maßgeblich die Ortsauflösung. Wie man über die Gl. 11.110 leicht nachrechnen kann, ist jedoch die über die Welleneigenschaft des Lichtes begrenzte Ortsauflösung an dieser Stelle keine relevante Einschränkung. Zur Einstellung der Belichtung kann die wirksame Apertur des Objektivs meist durch eine mechanische Irisblende von der vollen Öffnung des Objektivs auf einen kleineren Wert reduziert werden. In der Umgangssprache bezeichnet man das derart vorgegebene wirksame Öffnungsverhältnis des Objektes als *Blendenzahl* oder einfach als *Blende*. Die Irisblende besitzt i.a. mechanisch einrastende Stellungen entsprechend einer logarithmischen Abstufung. Dem Übergang von einer Blende zur nächst folgenden, also z.B. von 2,8 nach 4,0, entspricht eine Halbierung der Belichtung. Will man dies kompensieren, muss man die Belichtungszeit entsprechend verdoppeln.

Aufgabe des Photographen ist es, (außer der künstlerisch optimalen Auswahl des Bildausschnitts und der korrekten Scharfstellung des Objektivs auf die gewünschte Objektebene) die einstellbaren Parameter Belichtungszeit und Blende geschickt zu wählen. Das Produkt dieser beiden Größen ist durch die Objekthelligkeit und die Empfindlichkeit des Aufzeichnungsmaterial bereits vorgegeben. Die Belichtungszeit ist durch die Bewegung der aufzunehmenden Objekte bzw. durch die (unfreiwillige)

Bewegung der Kamera in der Hand des Photographen nach oben begrenzt. Man wird also i.a. gerade so weit abblenden (also so hohe Werte der Blende einstellen), dass die daraus resultierende Belichtungszeit gerade noch ein nicht bewegungsunscharfes oder *verwackeltes* Bild gewährleistet.

#### 11.13.4 Das optische System des Auges (\*)

Das im menschlichen Auge (Abb. 47) realisierte optische Abbildungssystem hat die Aufgabe, die realen Objektelemente der Umgebung auf die Netzhaut abzubilden. Diese Aufgabe erledigt das menschliche Auge mit einem System, das man in der technischen Optik als ein verkittetes 3-Linsensystem bezeichnen würde. Es besteht aus dem sog. *Glaskörper*, der darauf fest aufliegenden bikonvexen *Augenlinse* ( $n = 1,38 - 1,42$ ) und der davor liegenden *Hornhaut* (lat. *cornea*), wobei der als *Augenkammer* bezeichnete Hohlraum zwischen Hornhaut und Augenlinse mit der *Kammerflüssigkeit* ( $n = 1,336$ ) gefüllt ist. Die rückseitige Begrenzungsfläche des Glaskörpers bildet gleichzeitig die Bildebene. Auf ihr liegt die als *Netzhaut* oder *Retina* bezeichnete Schicht mit den Photodektoren auf. Einige Fakten dieses Detektorsystems sind im nachfolgenden Abschnitt 11.13.5 skizziert. Die für die optische Abbildung relevanten

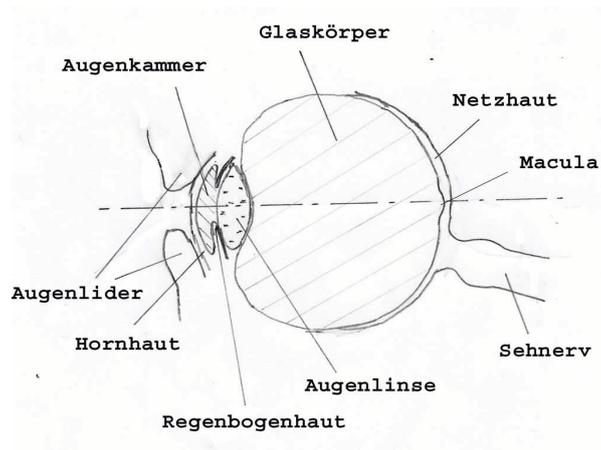


Abb. 47 Optisches Abbildungssystem des menschlichen Auges

Elemente des Auges sind die von der gekrümmten Hornhaut und der Augenkammer gebildete Linse, die eigentliche Augenlinse und der Glaskörper. Das gesamte System ist, wie alle biologischen Elemente, stark empfindlich gegen Schädigungen durch UV-Strahlung. Den UV-Schutz der übrigen Elemente übernimmt insbesondere die Augenlinse.

Wir diskutieren zunächst das Verhalten dieses optischen System im *entspannten Zustand*. Was diese Formulierung genau bedeutet, werden wir direkt im Anschluss daran erläutern. In diesem entspannten Zustand hat das System insgesamt eine Brennweite von

$$f_{rA} = 17 \cdot \text{mm} \Rightarrow D = +59 \cdot \text{m}^{-1} \quad (11.238)$$

Der Beitrag der Augenlinse zu diesem Wert beträgt dabei lediglich  $17 \cdot m^{-1}$ . Den Hauptbeitrag zur Brechkraft des optischen Gesamtsystems leistet mit ca.  $40 \cdot m^{-1}$  die Grenzfläche Luft/Hornhaut. Die Hornhaut ist beidseitig mit einer als *Epithelien* bezeichneten Schicht belegt, die als Antireflexionsschicht wirkt. Ist man lediglich an den Abbildungseigenschaften interessiert, kann man formal dieses 3-Linsen-System durch das sog. *reduzierte Auge* ersetzen, eine einfache Linse mit der in Gl. 11.238 angegebenen Brennweite. Der Durchmesser des optisch wirksamen Teils der Hornhaut beträgt ca.  $12 \cdot mm$  und der Durchmesser der Augenlinse etwa  $10,5 \cdot mm$ . Das optische System des Auges weist offensichtlich eine sehr starke Bildfeldwölbung auf, die von der Natur einfach dadurch kompensiert wurde, dass die geometrische Form der Empfängerfläche dieser Wölbung exakt (s. Aufgabe 6) angepasst wurde.

Das gesamte optische System (der Augapfel) ist mit Hilfe des Augenmuskels über einen gewissen Winkelbereich verkippbar, um das als im Moment relevant angeordnete Objekt auf die optische Achse dieses Systems zu bringen. Dann nämlich wird das Objekt auf den sog. *gelben Fleck* (med. *Macula* oder *Fovea centralis*) innerhalb der Netzhaut abgebildet. Dieser Bereich hat die höchste Winkelauflösung für das Tagesehen, s. Abschnitt 11.13.5. Der Abstand zwischen dem optischen System und der Netzhaut ist fest. Unter Verwendung des Konzeptes des reduzierten Auges ist dieser Wert nahezu identisch mit der in Gl. 11.238 angegebenen Brennweite. Daher werden in dieser Konfiguration alle ausreichend weit entfernten Objekte

$$a \ggg 17 \cdot mm \quad (11.239)$$

scharf auf die Netzhaut abgebildet. (XXX: präzisieren) Typische Zahlenwerte für die Krümmungsradien der entspannten Augenlinse sind

$$R_1 = 12 \cdot mm \quad (11.240)$$

$$R_2 = 6 \cdot mm \quad (11.241)$$

Daraus resultiert eine Brennweite von

$$f_L = 83 \cdot mm \Rightarrow D_L \approx 12 \cdot m^{-1} \quad (11.242)$$

Um nun trotz fester Bildweite  $b$  die Gl. 11.104 auch für kleinere Abstände  $a$  (Gegenstand/Linse) zu erfüllen, muss die Gesamtbrennweite  $f_S$  des optischen Systems verändert werden. Hierzu kann die Augenlinse mit dem sog. *Ziliarmuskel* gestaucht werden, wodurch die beiden Krümmungsradien etwa bis auf die Werte

$$R_1 = 5 \cdot mm \quad (11.243)$$

$$R_2 = 5,3 \cdot mm \quad (11.244)$$

reduziert werden können und sich dadurch eine Brennweite der Augenlinse einstellt von

$$f_L = 50 \cdot mm \Rightarrow D_L \approx 20 \cdot m^{-1} \quad (11.245)$$

Dieser Vorgang wird als *Akkommodation* bezeichnet. Dann werden alle ausreichend weit entfernten Objekte scharf gesehen. Bei maximaler Anspannung des Muskels gilt (für den normalsichtigen Menschen)

$$a_{\min} \approx 25 \cdot \text{cm} \quad (11.246)$$

D.h. der normalsichtige Mensch ist in der Lage, alle in einer Entfernung

$$25 \cdot \text{cm} < a < \infty \quad (11.247)$$

befindlichen Objekte scharf zu sehen. Diese typische Minimalentfernung  $a_{\min} = 25 \cdot \text{cm}$  wird als die *konventionelle Sehweite* bezeichnet. Im Laufe des Lebensalters nehmen die Leistungsfähigkeit des Augenmuskels und insbesondere die Verformbarkeit der Augenlinse ab, und es lässt sich nur noch ein zunehmend geringerer Anteil des in der Gl. 11.247 angegebenen Fokussierungsbereichs erreichen. Ab einem Alter von etwa 70 Jahren hat das Auge seine Akkomodations-Fähigkeit nahezu vollständig eingebüßt. I.a. bleibt die maximal zulässige Entfernung unverändert, da sie ja dem entspannten Muskel entspricht, während die minimale Entfernung, bis zu der das Auge noch scharfstellen kann, mit dem Alter zunimmt. Der alternde Mensch benötigt daher zur Kompensation dieser *Alterssichtigkeit* eine *Lesebrille*.

Bei einem *fehlsichtigen* Menschen liegt dagegen i.a. nicht eine eingeschränkte Funktionsfähigkeit des Akkomodations-Systems vor, sondern eine *fehlerhafte Produktion* des optischen Systems, meist ein falscher Abstand zwischen dem optischen System und der Netzhaut oder (seltener) eine falsch geformte Augenlinse oder Hornhaut. In selteneren Fällen liegt ein untypischer Brechungsindex des Augenlinsenmaterials vor. Dadurch liegt dann die Schärfenebene bei entspanntem Augenmuskel nicht mehr bei  $a = \infty$ , sondern sogar noch darüber hinaus (d.h. selbst für die Fokussierung auf  $a = \infty$  muss der Augenmuskel bereits gespannt werden), oder sie liegt bei einem endlichen Wert  $a < \infty$ . Die relative Häufigkeit dieser Fehlsichtigkeit ist regional sehr unterschiedlich und signifikant erblich bedingt. Der als *Übersichtigkeit* bezeichnete erste Fall tritt in den USA bei etwa 26 % der erwachsenen Menschen auf, der zweite Fall entspricht der in den USA bei etwa 24 % der erwachsenen Menschen auftretenden *Kurzsichtigkeit*. Übersichtige benötigen eine Brille mit positiver Brechkraft, die die zu niedrige Brechkraft des Augensystems korrigiert, die Brillen der Kurzsichtigen haben eine negative Brechkraft. Mit diesen Brillen sind beide Gruppen von Fehlsichtigen wieder ebenso wie normalsichtige Menschen in der Lage, in dem durch die Gl. 11.239 spezifizierten Bereich scharf zu sehen. Die Übersichtigkeit wird oft gar nicht oder erst in höherem Lebensalter erkannt, da sie, solange das Auge dazu in der Lage ist, durch eine entsprechend stärkere Akkomodation des Auges kompensiert werden kann. Die Folge ist dann "lediglich" eine untypisch starke Ermüdung der Augen.

Auch übersichtige und kurzsichtige Menschen werden mit zunehmendem Lebensalter alterssichtig. Auch sie können dann **mit** ihrer bisherigen Brille nur noch bis zu einer gewissen minimalen Entfernung  $a > 25 \cdot \text{cm}$  scharf sehen und benötigen

für den Nahbereich eine Brille mit einer anderen, zu positiveren Werten verschobenen Brechkraft. Kurzsichtige, deren Fehlsichtigkeit nicht zu stark ist, können jedoch auch ihre normale Brille einfach absetzen und den Schärfbereich dadurch zu kleineren Entfernungen verschieben. Die Alterssichtigkeit hebt also eine bereits vorher vorhanden gewesene Kurzsichtigkeit nicht auf, wie immer wieder behauptet wird. Das Auge des Kurzsichtigen ohne Brille entspricht lediglich in gewissem Sinne der Situation des Normalsichtigen mit einer Lesebrille, aber eben i.a. nicht mit der optimal angepassten Brechkraft.

Um einem Einspruch des Lesers zu dem eben Gesagten vorzubeugen, sei angemerkt, dass durch andere altersbedingte Veränderungen des optischen Systems, z.B. in Zusammenhang mit einer Trübung und/oder Verfärbung der Augenlinse (*Katarakt* oder *grauer Star*) sich als Nebeneffekt auch die Position der Schärfenebene bei entspanntem Augenmuskel verändern kann. Der graue Star führt meist zu einer Verschiebung der Brechkraft der Augenlinse in Richtung positiverer Werte, so dass eine vorher vorhandene Kurzsichtigkeit in der Tat partiell kompensiert wird.

Zur schnellen Adaption seiner Gesamtempfindlichkeit an die aktuell vorliegende mittlere Helligkeit der betrachteten Umgebung enthält das optische Augensystem auch eine verstellbare Blende, die *Iris*. Diese wird durch die direkt vor der Augenlinse liegende sog. *Regenbogenhaut* gebildet und ist mit Hilfe von 2 separaten Muskeln bis auf einen Durchmesser von ca.  $2 \cdot mm$  verengbar und bis auf etwa  $7 \cdot mm$  erweiterbar.

Eine weitere Eigenschaft des visuellen Systems, die sicherlich bereits für die Entwicklungsgeschichte des Menschen von besonderer Bedeutung war, ist die Fähigkeit des *räumlichen Sehens*. Hierzu ist es notwendig und hinreichend, dass 2 räumlich ausreichend weit separierte Augen **denselben** Bildausschnitt betrachten können. Dann sind diese beiden Bilder nicht völlig identisch, weil nämlich die beiden Augen jedes Objekt jeweils unter einem etwas anderen Winkel sehen und zwar um so stärker, je kürzer die Entfernung zum Objekt ist, s. Abb. 48. In dem gezeichneten Beispiel

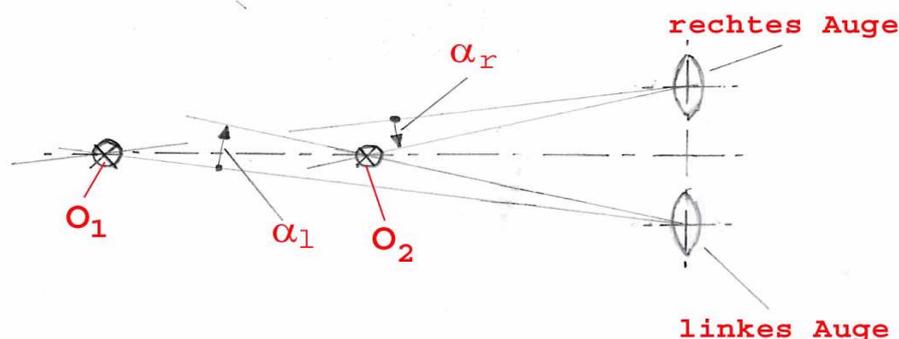


Abb. 48 Funktionsprinzip des räumlichen Sehens

liegt das entferntere Objekt  $O_1$  für das linke Auge rechts von dem näher gelegenen Objekt  $O_2$  ( $\alpha_l < 0$ ), für das rechte Auge liegt dagegen  $O_1$  links von  $O_2$  ( $\alpha_r > 0$ ).

Das in unserem Gehirn vorhandene Bildverarbeitungssystem ist nun in der Lage, diese beiden Einzelbilder durch einen geeigneten Auswerte-Algorithmus zu **einem** Gesamtbild zu vereinen und gleichzeitig jedem Bildpunkt eine Entfernungsinformation zuzuordnen. Diese Fähigkeit bezeichnen wir als *räumliches Sehen*.

Soll bei der Wiedergabe von Bildern z.B. durch Projektion eines Diapositivs auf eine Leinwand ebenfalls ein räumlicher Bildeindruck entstehen, müssen daher ebenfalls den beiden Augen zwei verschiedene, weil unter einem etwas veränderten Blickwinkel aufgenommene Bilder derselben Szene zugeführt werden. Technisch ist dies z.B. dadurch möglich, dass diese beiden Bilder mit senkrecht zueinander linear-polarisiertem Licht auf eine polarisationserhaltende Leinwand projiziert werden. Die Betrachtung erfolgt dann durch eine Brille mit 2 senkrecht zueinander orientierten Polarisationsfiltern.

An dieser Stelle sei angemerkt, dass nicht alle Lebewesen, auch nicht alle höher entwickelten, diese Fähigkeit des räumlichen Sehens besitzen. Z.B. haben einige Vogelarten, z.B. die Tauben und die Hühnervögel, wohl ebenfalls 2 Augen, blicken mit diesen aber jeweils zu einer anderen Seite. Überdies sind die Augäpfel unbeweglich. Ihr Gesichtsfeld beträgt daher insgesamt bis zu  $340^\circ$ , die Bilder der beiden Augen überlappen sich aber überhaupt nicht, so dass ein räumliches Sehen nach dem soeben beschriebenen Konzept aus konstruktiven Gründen nicht möglich ist. Diese Vögel verschaffen sich dennoch einen räumlichen Eindruck ihrer Umgebung, indem sie periodisch ihren Kopf in horizontaler Richtung hin und her bewegen. Aus der damit einher gehenden Verschiebung der Perspektive der verschiedenen Objekte lassen sich dann wieder die Entfernungen dieser Objekte bestimmen. Als Erklärung für dieses uns allen bekannte Verhalten wird häufig angeführt, dass hierdurch die während der Fortbewegung des Vogels auf Grund der unbeweglichen Augen auftretende Bewegungsunschärfe ausgeglichen wird. Vermutlich spielen beide Effekte eine relevante Rolle.

Wir diskutieren nun die Ortsauflösung des menschlichen Sehsystems. Die Größe  $y'$  des auf der Netzhaut entstehenden Bildes eines Objektes ist offenbar einfach

$$y' = 17 \cdot mm \cdot \frac{y}{a} = 17 \cdot mm \cdot \tan \omega \quad (11.248)$$

$\omega$  : Sehwinkel, unter dem das Objekt erscheint

Es ist also dieser Sehwinkel  $\omega$ , der darüber entscheidet, ob das Auge die betrachtete Struktur noch auflösen kann. Wenn wir den auf der Retina vorhandenen minimalen Abstand 2-er Detektoren zugrunde legen, beträgt die (theoretische) Auflösungsgrenze des Auges, d.h. der Grenzwinkel  $\omega_{\min}$ , unter dem 2 Objekte in das Auge einfallen müssen, damit sie noch als separierte Objekte erkannt werden können,

$$\omega_{\min, \text{theor.}} = \frac{\delta}{17 \cdot mm} = \frac{2 \cdot 10^{-3}}{17 \cdot mm} \approx 1,18 \cdot 10^{-4} = 0,4'' \quad (11.249)$$

$\delta$  : Abstand zwischen den Photodektoren

In der Realität liegt das Auflösungsvermögen des menschlichen Auges deutlich über diesem Wert, nämlich in der Größenordnung von

$$\omega_{\min} \approx 60'' \quad (11.250)$$

Ursache hierfür ist insbesondere die bereits bei der Datenübertragung an den Sehnerv stattfindende Datenkompression (s.u.). In der Augenheilkunde bestimmt man das aktuelle Auflösungsvermögen der Augen eines Patienten mit Hilfe von sehr kontrastreichen Testmotiven und bildet das Verhältnis dieses aus der Grenze der Erkennbarkeit bestimmten Winkels  $\omega_{\min}$  und des Referenzwertes  $60''$ ,

$$\gamma = \frac{60''}{\omega_{\min}} \quad (11.251)$$

und nennt dieses Auflösungsverhältnis den *Visus* oder die Sehschärfe des Patienten. In der Umgangssprache hat sich dagegen die Angabe dieses Wertes in % eingebürgert und deren Bezeichnung als *Sehfähigkeit*. Da der Bezug auf einen mit einer gewissen Willkür festgelegten Wert (als im Durchschnitt für gesunde Menschen geltend) erfolgt, sind durchaus auch Messwerte  $> 100 \cdot \%$  möglich. Die oft zitierte *Sehfähigkeit* eines Menschen, die z.B. auch das juristische Kriterium für die Beurteilung des realen Sehvermögens eines Menschen ist, ist also ausschließlich das *Auflösungsvermögen* des optischen Systems! 2 Menschen mit gem. dieser Konvention und Sprechweise gleicher Sehfähigkeit können sich daher durchaus noch deutlich in dem Vermögen unterscheiden, in bestimmten konkreten Situationen bestimmte Objekte zu erkennen oder zu unterscheiden.

Ein optisches Gerät, das bei der Betrachtung eines Objektes die insgesamt erreichte Ortsauflösung erhöhen soll, muss offenbar den Sehwinkel  $\omega$  vergrößern. Präziser formuliert bedeutet dies folgendes: Ohne das optische Gerät erscheint uns der zu beobachtende Gegenstand unter den optimalen uns möglichen Gegebenheiten unter einem Sehwinkel  $\omega_1$  und bei Verwendung des Gerätes unter einem Sehwinkel  $\omega_2$ . Die Wirkung des Gerätes charakterisiert daher die Größe

$$\gamma = \frac{\omega_2}{\omega_1} \quad (11.252)$$

die als *Winkelvergrößerung* bezeichnet wird, in manchen Lehrbüchern unglücklicherweise auch einfach als *Vergrößerung*. Um eine Verwechslung mit dem Abbildungsmaßstab  $\Gamma$  zu vermeiden (Abschnitt 11.6.2), werde ich immer die vollständige Bezeichnung *Winkelvergrößerung* verwenden.

#### 11.13.5 Die Retina (-)

Das für uns wichtigste System zur Detektion von sichtbarer Strahlung ist der Array-Detektor in unserem Auge, die *Netzhaut* oder *Retina*. Die Position und Funktion dieses Systems haben wir im Abschnitt 11.13.4 bereits angedeutet. Ich werde dies nun ein wenig vertiefen. Die Retina unseres Auges hat eine Fläche von insgesamt

etwa  $900 \cdot \text{mm}^2$  und trägt insgesamt ca.  $1,2 \cdot 10^8$  diskrete Photodetektoren. Dies entspricht einer mittleren Flächendichte von

$$n_A^{(\text{Detektoren})} = 1,33 \cdot 10^5 \cdot \frac{\text{Detektoren}}{\text{mm}^2} \quad (11.253)$$

Die von diesen Detektoren erzeugten Informationen werden kontinuierlich und parallel ausgelesen, vorverarbeitet (insbesondere zur Kontrastanhebung), komprimiert und über insgesamt ca.  $5 \cdot 10^5$  Nervenleitungen, die geometrisch zu dem *Sehnerv* zusammengefasst sind, an das Gehirn übertragen. Die Grenzfrequenz dieser Datenerfassung und -übertragung beträgt etwa  $18 \cdot \text{Hz}$ . An der Anschlussstelle des Sehnervs an die Netzhaut befinden sich (konstruktiv bedingt) keine Photodetektoren. Aus diesem Bildbereich gelangen daher keine Bildinformationen an das Gehirn. Dieses Phänomen wird als *blinder Fleck* bezeichnet. Seine Existenz wird uns i.a. nicht bewusst, da das Gehirn an dieser Stelle des Bildes eine Art Interpolation vornimmt.

Bereits auf Grund der äußeren Form und geometrischen Abmessungen lassen sich 2 Typen von Detektoren unterscheiden, die als *Zäpfchen* bzw. als *Stäbchen* bezeichnet werden. Die Zäpfchen sind langgestreckt mit entlang dieser Achse deutlich uneinheitlichem Durchmesser. Ihr mittlerer Durchmesser liegt im Bereich  $1 \dots 10 \cdot \mu\text{m}$ . Mit insgesamt etwa  $6 \cdot 10^6$  machen sie zahlenmäßig nur einen winzigen Bruchteil aller Detektoren aus, jedoch besteht die Makula praktisch ausschließlich aus Zäpfchen. Es gibt 3 verschiedene Typen von Zäpfchen, die sich primär in ihrer spektralen Empfindlichkeit unterscheiden, aber auch in unterschiedlicher Häufigkeit vorhanden sind. Ihre spektrale Empfindlichkeit entspricht den im Abschnitt 11.14.5 angegebenen Funktionen  $X(\lambda)$ ,  $Y(\lambda)$  und  $Z(\lambda)$  für das Farb-Tagesehen, und ihre relative Häufigkeit beträgt in dieser Reihenfolge etwa  $40 : 20 : 1$ . Im Zentrum der Makula beträgt der Durchmesser der Zäpfchen  $1 \dots 4 \cdot \mu\text{m}$ , in deren Randbereich und in den übrigen Bereichen der Retina  $4 \dots 10 \cdot \mu\text{m}$ .

Die in der Retina der Anzahl nach weitaus überwiegenden Detektoren sind die Stäbchen. Sie haben (ihrem Namen entsprechend) einen entlang ihrer Längsausdehnung nahezu konstanten Durchmesser, der sich ebenfalls im Bereich  $1 \dots 10 \cdot \mu\text{m}$  bewegt. Stäbchen sind nur außerhalb der Macula vorhanden. Ihre Konzentration ist in der unmittelbaren Umgebung der Macula am größten und fällt dann nach außen hin ab. Entsprechend steigt ihr Durchmesser von ca.  $1 \cdot \mu\text{m}$  nahe der Macula auf bis zu  $10 \cdot \mu\text{m}$  am Rand der Retina. Sie besitzen eine einheitliche spektrale Empfindlichkeit, die mit der im Abschnitt 11.14.5 mit  $V'_\lambda$  bezeichneten Hellempfindlichkeit für das sog. *Nachtsehen* übereinstimmt. Die Stäbchen haben eine etwa um den Faktor  $10^4$  höhere absolute Empfindlichkeit als die Zäpfchen. Im Zustand der Übersteuerung tragen sie jedoch nicht mehr zum Bildaufbau bei, so dass bei genügend **hoher** Objekthelligkeit die von den **Zäpfchen** erzeugten Informationen den Bildaufbau dominieren. Bei entsprechend **niedriger** Beleuchtungsintensität überwiegt dagegen der Beitrag der Stäbchen zum Aufbau der Bildinformation. Da sie jedoch alle dieselbe spektrale Empfindlichkeit haben, kann dieses nur eine Hell/Dunkelinformation sein. Ein

Nebeneffekt dieses Konzeptes und der Verteilung von Stäbchen und Zäpfchen über die Retina sei noch erwähnt: Für das Nachtsehen wirkt die gesamte Macula, die ja nahezu keine Stäbchen enthält, als *blinder Fleck*: Nachts sieht man ein Objekt am besten, wenn man es nicht direkt anvisiert, sondern etwas daneben blickt.

Die experimentell bestimmte untere Grenze für die Auslösung eines detektierbaren Helligkeitsreizes an einem einzelnen Stäbchen-Detektor beträgt etwa  $3 \dots 5 \cdot \text{Photonen}$  und zwar innerhalb der bereits genannten Integrationszeit des Detektionskanals von etwa  $50 \cdot \text{ms}$ . Wenn wir postulieren, dass bereits jeder einzelne von einem Detektorkanal ausgelöste Nervenreiz (in Form eines elektrischen Stromimpulses) auch vom Gehirn erkannt wird, dann bedeutet dieser Zahlenwert, dass die gem. Gl. 11.167 definierte Quantenausbeute bei der Retina etwa

$$\eta^{(N)} \approx 0,25 \quad (11.254)$$

beträgt. Übertrifft der Photonenstrom, der auf einen einzelnen Detektor trifft, diesen Schwellwert, so wird ein entsprechend stärkerer Nervenreiz erzeugt. Die Sättigung der Stäbchen-Detektoren wird bei etwa  $XXX \cdot \frac{\text{Photonen}}{\text{Detektor}\cdot\text{s}}$  erreicht. Die Dynamik der Stäbchen-Detektoren beträgt also ca.  $10^4$ .

Bei den Zäpfchen-Detektoren betragen die entsprechenden Grenzwerte etwa  $XXX \cdot \text{Photonen}$  bzw.  $XXX \cdot \frac{\text{Photonen}}{\text{Detektor}\cdot\text{s}}$ . Ihre Dynamik beträgt daher ca.  $10^6$ .

(XXX: Die hier mit XXX markierten Zahlenangaben sind noch nicht verfügbar. Trotz intensiver Literatur-Recherche konnte ich noch keine mir verlässlich erscheinenden Zahlenangaben finden.)

In beiden Fällen steht diese Dynamik jedoch nicht zeitgleich zur Verfügung, also auch nicht innerhalb einer beobachteten Szene. Die hierfür relevante Signaldynamik liegt in der Größenordnung von  $10^3$ . Das physiologische Detektions- und Signalverarbeitungssystem des menschlichen Auges besitzt aber die Fähigkeit der *Adaption*, also des Angleichs der Signalempfindlichkeit des Messsystems an die aktuell gegebene, über die u.a. Einstellzeit gemittelte, maximale Helligkeit der abgebildeten Szene. Der Einstellbereich beträgt etwa  $10^2$  bei den Zäpfchen und etwa  $10^3$  bei den Stäbchen. Die für diesen Prozess der Adaption benötigte Einstellzeit ist stark von dem Vorzeichen der Empfindlichkeitsänderung abhängig. Die sog. *Dunkeladaption* dauert mehrere Minuten, während die *Helladaption* nur einige Sekunden benötigt.

Der Adaptionsprozess der Zäpfchen erfolgt für die 3 verschiedenen, farbselektiven Zäpfchentypen separat und jeweils unabhängig von einander. Demzufolge wird der sog. Weißabgleich des Messsystems (s. Abschnitt 11.14.3) nicht nur bei einer Veränderung der Helligkeit der beobachteten Szene, sondern auch der Farbtemperatur des Beleuchtungslichtes neu vorgenommen.

In dem menschlichen Detektionssystem für optische Strahlung läuft also eine Signalverarbeitung ab, die identisch ist mit der Verarbeitung in einem hochwertigen technischen Messsystem für dieselbe Aufgabe, nämlich zur Aufzeichnung eines Bildes von einem mit optischer Strahlung beleuchteten Objekt. Dieses enthält direkt hinter dem eigentlichen Strahlungsdetektor einen programmierbaren Verstärker, durch den

die erforderliche Signaldynamik gewährleistet wird, die von der nachfolgenden weiteren Signalverarbeitung sonst nicht zu bewältigen wäre (s. Absatz S. 1523).

### 11.13.6 Geräte zur Unterstützung des Augensystems (\*)

In diesem Abschnitt werden wir uns mit optischen Abbildungsgeräten befassen, bei denen das System der Bildregistrierung das menschliche Auge ist oder zumindest sein kann. In vielen dieser Beispiele ist nämlich das Gerät sowohl mit einer Möglichkeit der unmittelbaren Betrachtung mit dem Auge ausgestattet als auch mit einem Adapter z.B. zur elektronischen Bildaufzeichnung. Alle diese Geräte haben die Aufgabe, die Bedingungen der Betrachtung des ausgewählten Objektes zu verbessern. Diese Verbesserung ist erforderlich oder zumindest hilfreich, weil z.B. das Objekt für eine Betrachtung mit dem bloßen Auge zu weit entfernt oder zu klein ist, oder weil es sich an einer Stelle befindet, die einer direkten Betrachtung mit dem Auge nicht zugänglich ist.

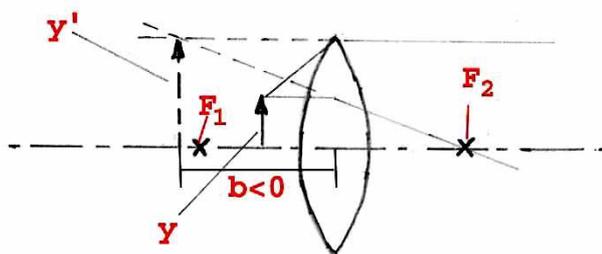
Bei vielen Geräten besteht diese Unterstützung in der Realisierung einer Winkelvergrößerung  $\gamma > 1$ , s. Gl. 11.252. Manche Geräte erreichen dies dadurch, dass das Bild im Vergleich zum Objekt näher an das Auge herangerückt wird, während der Abbildungsmaßstab sich nur wenig ändert. Es gibt aber auch Systeme, bei denen primär ein relativ großer Abbildungsmaßstab realisiert wird. In der weitreichenden Form, in der ich an dieser Stelle den Begriff der Geräte zur Unterstützung des Augensystems verwende, ist der Diapositiv-Projektor (s. Abschnitt 11.11.1) ein derartiges Beispiel.

## Die Lupe (-)

Wie wir soeben gelernt haben, fokussiert das optische System des Auges das von einem Gegenstandspunkt ankommende divergierende Strahlenbündel auf die Netzhaut. Es ist nun wichtig anzumerken, dass das Auge nicht unterscheiden kann, ob dieses divergierende Strahlenbündel wirklich von einem real existierenden Punktstrahler ausgeht oder als bereits divergierender Strahl endlicher Querschnittsfläche aus einem optischen System austritt. Einem derartigen Strahl ordnet das Auge daher ebenfalls einen Gegenstandspunkt zu und zwar an dem Ort, an dem sich das Strahlenbündel bei einer rückseitigen Fortsetzung zu einem Punkt vereinigt. Ein Beispiel für eine derartige Situation ist das von einer Linse erzeugte sog. *virtuelle Bild* eines Gegenstands in einer Position

$$0 < a < f \quad (11.255)$$

s. Abb. 49. Die Abb. 49 erklärt uns außerdem unmittelbar die Funktion eines *Vergrößerungsglases* oder einer *Lupe*, dem einfachsten Gerät zur Unterstützung des Augensystems. Hierbei handelt es sich um eine einfache Bikonvexlinse ausreichend großen Durchmessers, die von Hand derart zwischen die Augen und das zu betrachtende Objekt gehalten wird, dass die Bedingung 11.255 erfüllt ist. Dann entsteht ein virtuelles vergrößertes Bild. Der große Linsendurchmesser ist nötig, weil er die

Abb. 49 Virtuelles Bild eines Gegenstands in der Position  $0 < a < f$ 

Bildfeldgröße festlegt. Die Winkelvergrößerung der Lupe beziehen wir auf eine Betrachtung des Objektes ohne Lupe in der konventionellen Sehweite von  $25 \cdot \text{cm}$  und erhalten daher

$$\gamma = \frac{\frac{y'}{|b|}}{\frac{y}{25 \cdot \text{cm}}} = \frac{25 \cdot \text{cm} \cdot |b - f|}{|b| \cdot f} = \frac{25 \cdot \text{cm} \cdot (|b| + f)}{|b| \cdot f} \quad (11.256)$$

Die Winkelvergrößerung einer Lupe wird offenbar maximal, wenn

$$|b| \gg f \Rightarrow a \lesssim f \Rightarrow \gamma \approx \frac{25 \cdot \text{cm}}{f} \quad (11.257)$$

D.h. eine wirksame Lupe besitzt immer eine Brennweite von deutlich weniger als  $25 \cdot \text{cm}$  und einen Durchmesser von zumindest einigen  $\text{cm}$ .

In den nun folgenden Absätzen diskutieren wir optische Geräte zur Unterstützung des Augensystems, die aus 2 Linsen bestehen.

### Das Fernrohr (-)

Optische Geräte zur Unterstützung des Augensystems, die aus 2 Linsen bestehen, sind zunächst die in unterschiedlichen Varianten existierenden *Fernrohre* zur Betrachtung weit entfernter Objekte. Wir beginnen unsere Diskussion mit dem aus 2 Linsen mit positiver Brechkraft bestehenden *Keplerschen Fernrohr*, s. Abb. 50. In dieser Abb. ist der Ort des Objektes aus zeichnerischen Gründen im Vergleich zur real auftretenden Situation viel zu nahe an  $L_1$  gezeichnet. Das reelle Zwischenbild des weit entfernten Objektes entsteht nahezu in der Brennebene der Linse  $L_1$ , in der Realität also kurz dahinter. Seine Größe beträgt

$$y' = y \cdot \frac{f_1}{a - f_1} \approx y \cdot \frac{f_1}{a} \quad (11.258)$$

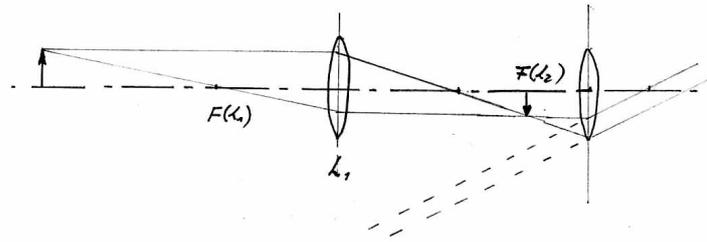


Abb. 50 Strahlengang des Keplerschen Fernrohrs

Die Linse  $L_2$  wird nun so justiert, dass dieses Zwischenbild in ihrer objektseitigen Brennebene liegt. Dann erzeugt  $L_2$  ein virtuelles umgekehrtes Bild des Objektes im Unendlichen und mit dem Schwinkel

$$\tan \omega_2 = \frac{y'}{f_2} \approx \frac{y}{a} \cdot \frac{f_1}{f_2} \quad (11.259)$$

Ohne das Fernrohr beträgt der Schwinkel des Objektes

$$\tan \omega_1 = \frac{y}{a} \quad (11.260)$$

Also gilt

$$\frac{\omega_2}{\omega_1} \approx \frac{\tan \omega_2}{\tan \omega_1} = \frac{f_1}{f_2} \quad (11.261)$$

Die Winkelvergrößerung eines Keplerschen Fernrohrs ist also gleich dem Brennweitenverhältnis der beiden benutzten Linsen. Für irdische Anwendungen (Beobachtung weit entfernter Objekte z.B. auf See) ist von Nachteil, dass das Bild umgekehrt, also um  $180^\circ$  gedreht ist. Zur Behebung dieses Mangels gibt es für diesen Anwendungsbereich geeignete Varianten, die wir hier aber nicht näher betrachten wollen. Bei astronomischen Anwendungen ist dieses Verhalten i.a. ohne besonderen Belang.

Der Vollständigkeit halber sei noch angemerkt, dass wegen des sehr großen Abstandes des Objektes von dem Fernrohr eine Beleuchtung des Objektes i.a. nicht möglich ist.

(XXX: Der weitere Text des Absatzes *Das Fernrohr* ist noch nicht verfügbar.)

### Das Mikroskop (-)

Wir betrachten nun ein System aus 2 Linsen, das zur Betrachtung naher, aber sehr *kleiner* Objekte dient, das *Mikroskop*, s. Abb. 51. Jetzt wird das Objekt unmittelbar hinter der Brennebene der als *Objektiv* bezeichneten Linse  $L_1$  positioniert, so dass in einer Entfernung  $b \gg f_1$  ein reelles vergrößertes Zwischenbild entsteht. Der Abbildungsmaßstab dieser Abbildung beträgt

$$\Gamma = \frac{b - f_1}{f_1} \quad (11.262)$$

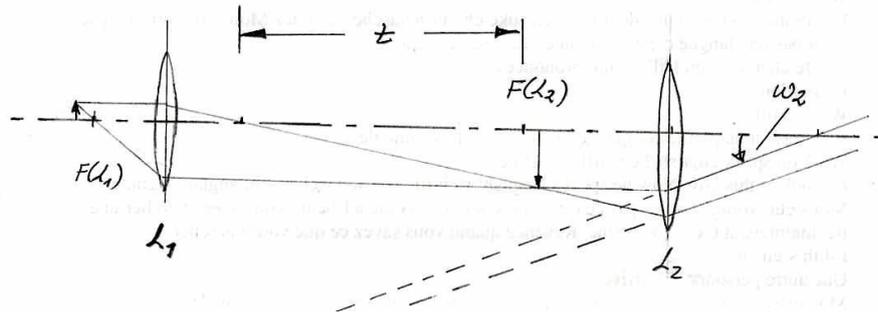


Abb. 51 Prinzip des Strahlengangs in einem Mikroskop

Die als *Okular* bezeichnete Linse  $L_2$  wird nun so positioniert, dass ihre Brennebene in der Abb. 51 unmittelbar links von der Position des Zwischenbildes liegt. Dann gilt

$$a_2 \lesssim f_2 \quad (11.263)$$

und das Okular wirkt als Lupe (s. Absatz S. 1593) und erzeugt ein virtuelles Bild, das unter dem Schwinkel

$$\tan \omega_2 \approx \frac{y'}{f_2} \quad (11.264)$$

in das Auge gelangt. Ohne das Mikroskop beträgt der Schwinkel des Objektes bei einer Betrachtung in der sog. konventionellen Sehweite  $a_{\min}$  (Abschnitt 11.13.4)

$$\tan \omega_1 = \frac{y}{a_{\min}} \quad (11.265)$$

Insgesamt beträgt also die Winkelvergrößerung des Mikroskops

$$\gamma \approx \frac{\tan \omega_2}{\tan \omega_1} = \Gamma \cdot \frac{a_{\min}}{f_2} = \frac{(b - f_1) \cdot a_{\min}}{f_1 \cdot f_2} \quad (11.266)$$

Die Größe  $(b - f_1) = t$  wird in der Mikroskopie meist als *Tubuslänge* bezeichnet. In der Abb. 51 ist der Ort des Objektes aus zeichnerischen Gründen viel zu weit von der Brennebene der Linse  $L_1$  entfernt. In der realen Situation befindet sich das Objekt praktisch in der Brennebene von  $L_1$  und genau so das Zwischenbild in der Brennebene von  $L_2$ . Daher fällt dann auch die Tubuslänge  $t$  - wie bereits in dieser Abb. gezeichnet - praktisch mit dem Abstand der beiden Brennebenen  $F'(L_1)$  und  $F(L_2)$  zusammen.

Soll das erzeugte Bild mit einem Bildempfänger, z.B. einer photographischen Kamera aufgezeichnet werden, muss das virtuelle Bild durch einen Kamera-Adapter in ein reelles Bild gewandelt werden.

Da man mit einem Mikroskop überwiegend Objekte betrachtet, die nicht selbst leuchten, muss in dem in Abb. 51 gezeigten Strahlengang noch der Beleuchtungsstrahlengang ergänzt werden, damit er einem realen kommerziellen Mikroskop

entspricht. Hierbei müssen wir den Fall des Remissions- oder Aufsicht-Mikroskops und den des Transmissions- oder Durchlicht-Mikroskops getrennt behandeln. Aufsicht-Mikroskope besitzen meist nur eine sehr einfach konzipierte Beleuchtungseinheit, meist eine schräg zum optischen Achse montierte Glühlampe ohne jegliche Fokussierung, da ja das von der Probe diffus gestreute Licht zur Bildaufbau verwendet wird. Bei den Durchlicht-Mikroskopen wird die Beleuchtung vorzugsweise wieder, wie bereits im Abschnitt 11.10.1 erläutert, nach dem Konzept des vollständigen Strahlengangs konzipiert.

Als Kontrastmechanismen sind grundsätzlich alle im Abschnitt 11.10.4 erläuterten Konzepte auch für die Mikroskopie geeignet.

Die Abb. 52 zeigt den Gesamt-Strahlengang eines kommerziellen Mikroskops.

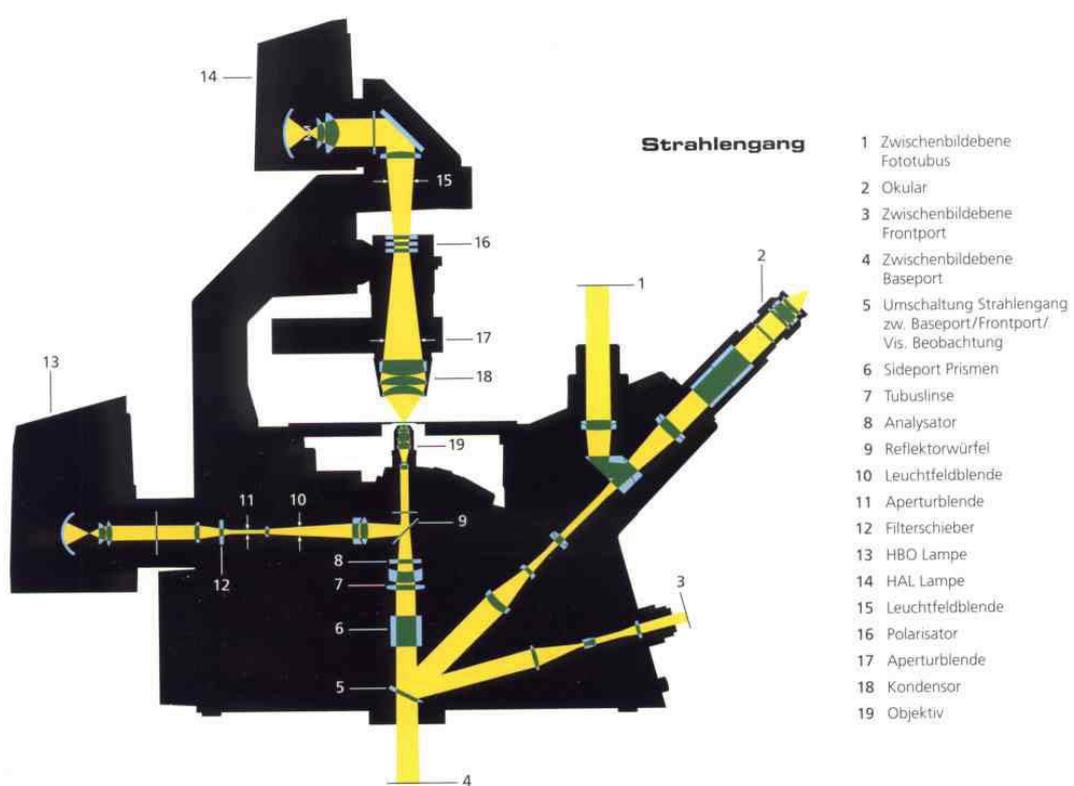


Abb. 52 Strahlengang des inversen Mikroskops Zeiss Axiovert 200  
(Quelle: Firmenschrift Mikroskopie Carl Zeiss Axiovert 200)

Dieses Gerät ist ein sog. *inverses Mikroskop*, d.h. das Objektiv ist unterhalb der Probenebene positioniert. Diese Konfiguration ist insbesondere für die Untersuchung von biologischen Zellkulturen von Vorteil, da diese i.a. in einer Nährstofflösung schwimmend untersucht werden. Die Zellen sedimentieren dann an den Boden der transparenten Objektschale, so dass ein kleiner Abstand zwischen Objektiv und Probe (und damit eine hohe Vergrößerung) am einfachsten mit einem inversen Mikroskop

erreicht wird. Überdies ist dann der Raum oberhalb der Probenschale ggffs. für in-situ-Manipulationen (XXX: präzisieren)frei. Bei dem in der Abb. 52 wiedergegebenen Mikroskop handelt es sich um ein Universal-Mikroskop, das sowohl für Aufsicht- als auch für Durchlichtbeleuchtung geeignet ist und eine Fülle von Zusatzeinrichtungen enthält zur Realisierung der verschiedenen Kontrastmechanismen sowie zum Anschluss von Zusatzgeräten, z.B. einer Stehbildkamera.

### Das Elektronenmikroskop (-)

Jedes Mikroskop, das nach dem im Unterabsatz S. 1595 beschriebenen Konzept arbeitet, ist in seinem Auflösungsvermögen durch die Wellenlänge der zur Abbildung benutzten Strahlung begrenzt. Dieser Zusammenhang ist durch die sog. Abbé-sche Formel (Gl. 11.184) beschrieben. Durch besondere Techniken, s. insbes. die STED-Technik (Absatz S. 1556), lässt sich wohl diese Begrenzung noch um etwa 1 bis 2 Größenordnungen zu kleineren Werten verschieben. Will man jedoch die Auflösung zu noch kleineren Werten verschieben, ist man gezwungen, für die Abbildung zu einer kurzwelligeren Strahlung überzugehen. Verbleibt man bei der elektromagnetischen Strahlung, entspricht dies dem Übergang zur (mehr oder weniger harten) Röntgenstrahlung. Hierfür fehlen aber bis heute (2014) die für eine quasi-optische Abbildung erforderlichen Linsen.

Eine Alternative ist die Verwendung von Korpuskelstrahlung, also von einem Strom aus Teilchen mit endlicher Ruhemasse  $M_0$ , die auf einen geeigneten Wert des Impulsbetrages  $P$  beschleunigt worden sind. Ihnen ist dann eine Wellenlänge gem. Gl. 7.12 zugeordnet,

$$\lambda = \frac{h}{P} \quad (11.267)$$

Die verwendeten Teilchen sollten technisch einfach herstellbar sein, und für ihre Ablenkung sollten technisch beherrschbare Methoden existieren, nach denen sich Ablenkungs-Linsen konstruieren lassen. Die technisch einfachste Entscheidung ist die zugunsten der Elektronen. Für ihre Erzeugung, Beschleunigung und Ablenkung durch elektrische und/oder magnetische Felder besaß man seit Anfang des 20. Jahrh. bewährte Techniken. Elektronen, die in einem elektrischen Feld von  $100 \cdot kV$  beschleunigt worden sind, haben eine de-Broglie-Wellenlänge von

$$\lambda_e(U = 100 \cdot kV) = \frac{1,226 \cdot nm}{\sqrt{\frac{U}{V}}} \approx 0,123 \cdot nm$$

Die Auflösungsgrenze eines Elektronen-Mikroskops sollte also bis in die Nähe von  $0,1 \cdot nm = 1 \cdot \text{Å}$  getrieben werden können. Als Pionier des **T**ransmissions-**E**lektronen**m**ikroskops (TEM) gilt der deutsche Physiker *Ernst Ruska* (\* 1906 in Heidelberg; † 1988 in Berlin als em. Prof. der FU u. TU Berlin). Er fertigte 1931 zusammen mit dem deutschen Elektroingenieur *Max Knoll* (\* 1897 in Schlangenbad b. Wiesbaden; †

1969 in München als em. Prof. d. TU München) das erste Transmissions-Elektronenmikroskop und entwickelte es bis 1938 bis zur Serienreife. Diese Mikroskope basierten alle auf magnetischen Fokussierungslinsen. Für sein Lebenswerk erhielt Ruska 1986 den Nobelpreis für Physik (zu 1/3). Nahezu zeitgleich entwickelte der deutsche Elektroingenieur *Günther Reinhold Rüdberg* (\* 1883 in Hannover; † 1961 in Boston/Mass.(USA) als em. Prof. d. Harvard Univ. und des MIT) ein Transmission-Elektronenmikroskop mit elektrostatischen Linsen. Er konnte diese Entwicklung jedoch wegen seiner rassistischen Verfolgung nicht fortsetzen und emigrierte 1935 zunächst nach Großbritannien und später in die USA. Heute bildet das **Ernst-Ruska-Center (ERC)** in Jülich, ein gemeinschaftliches Institut der **Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule (RWTH)** in Aachen und des Forschungszentrums Jülich, eines der weltweit bedeutendsten Kompetenz-Zentren für die Weiterentwicklung der Transmissions-Elektronenmikroskopie.

Die Abb. 53 zeigt eine Realaufnahme eines heutigen Elektronenmikroskops mit einer Markierung der Position der verschiedenen Funktions-Baugruppen. Im Gegensatz zu den optischen Mikroskopen haben Elektronenmikroskope meist ein 2-stufiges Objektiv, deren Baugruppen meist als Objektiv und als Projektiv bezeichnet werden.

Das erzeugte Elektronen-Bild fällt auf einen unter Elektronenbeschuss phosphoreszierenden Leuchtschirm, (XXX: präzisieren) der aus dem Elektronen-Bild ein optisches Bild erzeugt. Dieses kann durch ein seitliches Fenster vom Operator beobachtet werden und außerdem über eine Relais-Optik (für sichtbares Licht) auf einen photographischen Film oder eine CCD-Kamera übertragen werden.

Einige typische Kenndaten dieses Mikroskops sind in der nachfolgenden Tabelle zusammengestellt:

Beschleunigungsspannung	80 ... 400 · kV
Strahlstrom	XXX · nA
Ortsauflösung	10 .... 0,05 · nm

Die höheren Beschleunigungsspannungen werden primär für die Abbildung von Metallproben und/oder mit dem Ziel einer möglichst hohen Ortsauflösung eingesetzt. Bei der Untersuchung organischer Proben benutzt man i.a. Spannungen < 200 · kV. Mit der mit heutigen Geräten bei hierfür geeigneten Proben erreichbaren Ortsauflösung von 0,01 · nm stößt man bereits in die sub-atomare Welt vor.

Der am häufigsten genutzte Kontrastmechanismus ist der Streukontrast: An jeder Art von Materie werden Elektronen teilweise elastisch (und kohärent!) gestreut. Es sind sowohl Hellfeld-Aufnahmen (Beschränkung des Abbildungsstrahls auf ungestreute Elektronen, s. auch Unterabsatz S. 1538) als auch Dunkelfeld-Aufnahmen

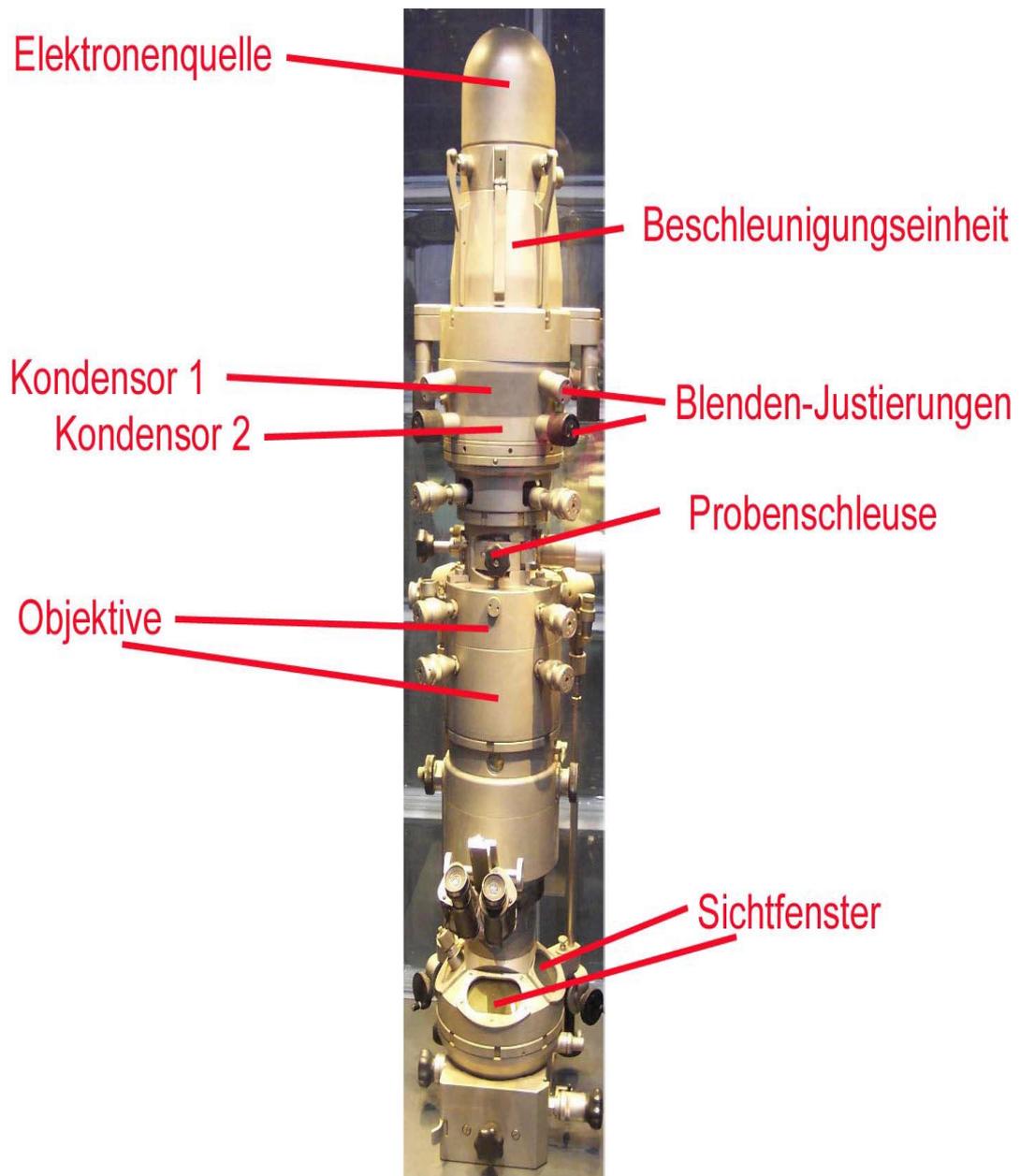


Abb. 53 Ansicht eines 100kV-Transmissions-Elektronenmikroskops  
(Quelle: Diese Abb. basiert auf dem Bild Siemens 1-A Electron Microscope aus der freien Enzyklopädie Wikipedia und unterliegt der Creative Commons Attribution-Share Alike 3.0 Unported; der Autor ist Stahlkocher)

(Beschränkung des Abbildungstrahls auf gestreute Elektronen, s. wieder Unterabsatz S. 1538) möglich. Dieses Ausblenden erfolgt in der Fourierebene der Abbildung, s. u. . Blendet man im Abbildungsstrahlengang den Primärstrahl aus und benutzt nur die gestreuten Strahlungsanteile, so erhält man ein Bild des Probenausschnitts im Kontrast dieses Streuvermögens: Probenanteile, die Elemente hoher Kernladungszahl enthalten, z.B. Schwermetalle, werden in einem Positivbild heller wiedergegeben als Probenanteile, die vorwiegend aus Elementen niedriger Kernladungszahl bestehen, z.B. Leichtmetalle.

Das Elektronenmikroskop ist aber auch in der Lage, von demselben Probeausschnitt, von dem soeben ein mikroskopisches Bild erstellt worden war, eine Elektronen-Beugungsaufnahme auf demselben Bildschirm anzuzeigen. Hierzu muss lediglich die Brechkraft des Projektions-Objektivs dahingehend verändert werden, dass nun die zugehörige Fourier-Ebene mit der Ebene des Bildschirms identisch ist. (XXX: präzisieren)

Die Transmissions-Elektronenmikroskopie verlangt meist eine relativ aufwendige Probenpräparation. Denn das vom Elektronenstrahl abzubildende Probenelement darf nur eine Dicke von ca.  $5 \cdot nm \dots 5 \cdot \mu m$  haben. Bei Metallproben stellt man meist zunächst durch mechanisches Schleifen und Polieren eine Probe her mit einer Dicke von ca.  $100 \cdot \mu m$ , die man dann durch elektrolytisches Polieren weiter ausdünn, bis sich an einer Stelle ein Loch bildet. Der für die elektronenmikroskopische Untersuchung geeignete Probenbereich ist dann der Randbereich um dieses Loch herum. Biologische Proben verlangen eine besonders komplizierte Technik der Präparation, bevor sie einer Untersuchung im TEM zugänglich sind. Sie müssen chemisch (z.B. durch Einbetten in polymerisierendes und vernetzendes Glutaraldehyd) oder durch Schock-Gefrieren fixiert werden. Als zusätzliches Kontrastmittel dient oft  $OsO_4$ .

Wenn die Aufgabenstellung sich darauf beschränkt, die Oberfläche der Probe abzubilden, genügt es oft, einen Abdruck der Proben-Oberfläche zu erstellen z.B. durch die Beschichtung der Probe mit einem Kohlenstoff-Film und anschließendes Ablösen des C-Films. Bei morphologischen Untersuchungen an Polymeren gelingt es oft, durch geeignete Ätzverfahren oberflächen-nahe morphologische Strukturen in topographische Strukturen umzuwandeln.

In jedem Fall besteht bei all diesen Preparationsmethoden die Gefahr, dass durch sie zusätzliche Strukturen entstehen, und dass diese Artefakte für reale Strukturen der Probe gehalten werden.

(XXX Der weitere Text des Absatzes *Das Elektronenmikroskop* ist noch nicht verfügbar.)

### 11.13.7 Der Sextant (-)

Der *Sextant* (von lat. *sechster Teil*) ist ein Gerät zur Bestimmung des Winkels, den 2 ausgewählte Objekte zusammen mit dem jeweiligen Beobachtungspunkt bilden, also z.B. zur Bestimmung des sog. *Elevationswinkels*, den die Sonne mit dem Horizont bildet. Bis zu seiner Erfindung 1730 durch den englischen Astronom und Mathematiker *John Hadley* (\* 1682 in Barnet, Hertfordshire; † 1744 ebenda) und unabhängig

davon durch den Amerikaner *Thomas Godfrey* (\* 1704 in Bristol/Pennsylvania; † 1749 in Philadelphia) benutzte man hierfür den *Jakobusstab* (Abb. 54), ein heute

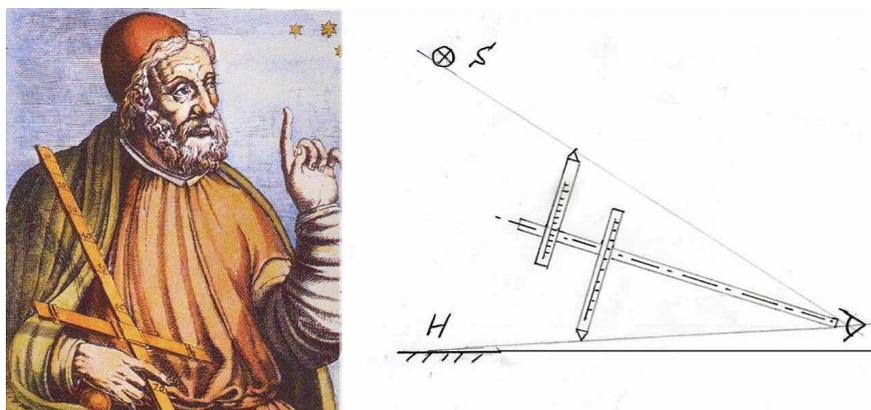


Abb. 54 Jakobusstab zur astronomischen Winkelmessung

(a) in der Hand des Astronomen Ptolemaeus (mittelalterliches Idealporträt eines unbekanntes Künstlers

(Quelle von (a) : Diese Abb. basiert auf der Abb. *Claudius\_Ptolemaeus.jpg* aus der freien Enzyklopaedie Wikipedia; das Bild ist gemeinfrei)

(b) Prinzipsskizze

rudimentär anmutendes Gerät, das aber dennoch bis dahin das wichtigste nautische Instrument der Schiffs-Standortbestimmung darstellte. Der Jakobusstab besteht aus einem Längsstab mit 2 (oder mehreren) senkrecht dazu angeordneten Querstangen, deren Positionen auf ihren Skalen abgelesen werden können. Diese beiden Querstangen werden nun solange verschoben, bis die beiden anvisierten Objekte, z.B. die Unterkante der Sonne und der Horizont, bei einer annähernd simultanen Peilung vom Ende des Längsstabes aus über die beiden Enden der Querstäbe jeweils gerade hinter diesen verschwinden. Aus der Position der Querstangen ergibt sich dann der Winkel zwischen diesen beiden angepeilten Objekten.

Zumindest nach Meinung des mittelalterlichen Malers, der das in der Abb. 54 wiedergegebene Porträt von Ptolemaeus erstellte, war dieses Instrument bereits um die Zeitwende bekannt. Die mathematischen und astronomischen Werke von Ptolemaeus galten bis in das späte Mittelalter als wissenschaftliche Standardwerke.

Der Spiegel-Sextant (Abb. 55) besteht aus einem fest im Gerät montierten halbdurchlässigen Spiegel  $S_2$  und einem Reflexionsspiegel  $S_1$ , der um die Achse drehbar ist, die durch den in die Abb. 55 eingezeichneten Punkt  $A$  senkrecht hindurch geht. Beobachtet wird **immer** durch  $S_2$  hindurch in die vom Beobachter  $B$  zum Horizont führende Richtung. Dabei wird nun der Spiegel  $S_1$  solange verdreht, bis das relevante Objekt, also z.B. die Unterkante der Sonnenscheibe, in der Beobachtungsrichtung mit dem Horizont zur Deckung kommt. Die Spiegelposition kann danach an dem mit

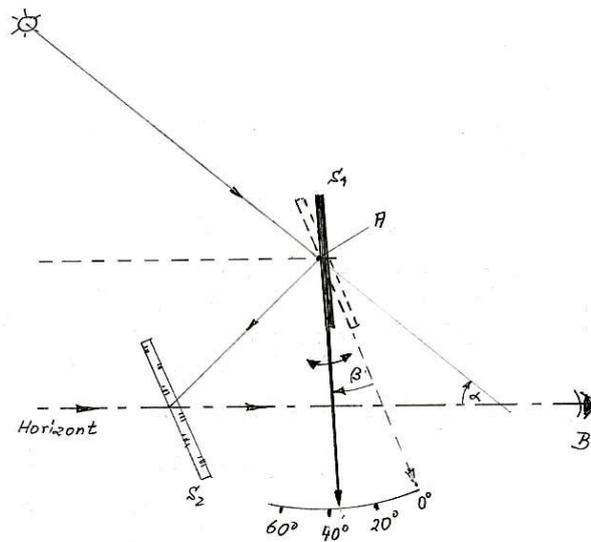


Abb. 55 Strahlengang in einem konventionellen Sextanten

dem Drehspiegel fest verbundenen Zeiger abgelesen werden. Zur Vermeidung einer Blendung können in den zur Sonne ausgerichteten Teilstrahlengang abschwächende Filter eingeschwenkt werden. Die Referenzposition des Sextanten (in Abb. 55 mit  $0^\circ$  gekennzeichnet) bestimmt man, indem man den Horizont sowohl als Referenz- auch als Messobjekt verwendet. Aus dem Reflexionsgesetz 11.23 folgt unmittelbar, dass der Drehwinkel  $\beta$  des Spiegels  $S_1$  und der Winkel  $\alpha$  des Messobjektes relativ zum Horizont über die Beziehung

$$\alpha = 2 \cdot \beta \quad (11.268)$$

verknüpft sind. Dieser Faktor 2 wird i.a. bei der Markierung der Ableseskala bereits berücksichtigt, so dass man an ihr unmittelbar den Winkel  $\alpha$  ablesen kann. Bei den in der Seefahrt üblichen Geräten umfasst diese Ableseskala i.a.  $\frac{1}{6}$  eines Kreisumfangs,

$$\beta_{\max} = 60^\circ \Rightarrow \alpha_{\max} = 120^\circ \quad (11.269)$$

Daher erhielt dieser Gerätetyp den Namen *Sextant*. Allein wegen der nun wirklich simultanen Beobachtung beider Objekte stellte er eine enorme Verbesserung für die Schiffs-Navigation dar, weil nun auch bei unruhiger See bei einiger Übung eine präzise Winkelmessung möglich war. Moderne sog. *Trommelsextanten* für terrestrische Anwendungen der Landvermessung arbeiten im Grundsatz nach demselben optischen Prinzip. Die Messgenauigkeit ist jedoch durch geeignete mechanische Untersetzungen zur Einstellung des Kippwinkels des Drehspiegels enorm gesteigert worden. Man erreicht heute mit derartigen Geräten eine Einstellgenauigkeit von etwa  $0,1'$ .

### 11.13.8 Die optische Datenspeicherung (-)

Parallel zur Entwicklung elektronischer Techniken zur Wiedergabe und Übertragung von akustischen Signalen (Sprache, Musik), von Bildsequenzen (Film, Fernsehen) und von beliebigen digitalen Daten (s. Heft 10.1.1) entstand der Bedarf nach der **Speicherung** dieser Daten, und zwar sowohl im kommerziellen Bereich (Rundfunk- und Fernsehanstalten, Filmstudios und Film-Theater) als auch für den sog. Consumer-Markt. Die technischen Lösungen für diese Aufgabe beruhten anfangs auf **mechanischen** (Schallplatte) oder **photochemischen** (photographischer Film) Prinzipien. Später wurde diese Systeme weitgehend durch Techniken abgelöst, die auf **magnetischen** Prinzipien beruhen (Audio-Magnetbänder, magnetische Video-Aufzeichnung, magnetische Trommelspeicher/ Magnetplatte). Etwa seit 1980 werden diese Verfahren ihrerseits zunehmend durch Techniken abgelöst, die auf **optischen** Prinzipien beruhen.

Den Anfang machte die sog. **Compact-Disc** (CD). Sie diente zunächst ausschließlich zur Speicherung von digitalisierten (s. Kapitel 14.6) Audio-Signalen (*Musik-CD*). Sie löste innerhalb weniger Jahre die Schallplatte ab, insbesondere Dank des auch für jeden Laien offensichtlichen Qualitätssprungs in der Wiedergabe-Qualität. Außerdem lässt sich die CD, ähnlich wie die Schallplatte, zu geringen Kosten in hoher Auflage herstellen. Die Audio-CD erreichte ihren größten Verkaufserfolg im Jahr 2001 mit einem Weltumsatz von

$$N_{CD}(2001) = 1,34 \cdot 10^8 \quad (11.270)$$

Exemplaren. Seitdem geht ihr Umsatz wieder leicht zurück.

Ich beginne mit der Erläuterung der Wiedergabe-Technik. Die digitale Information in Form einer linear angeordneten Folge von Zahlen (1 oder 0) wird über eine geeignete Codierung als eine Folge unterschiedlich langer Vertiefungen (*Pits*) an der Oberfläche auf die ansonsten nahezu perfekt ebene (*Land*-Bereich) CD-Kreisscheibe übertragen. Diese besteht aus einem hochtransparenten, spritzgussfähigen Polymer, meist hochreines Polycarbonat. Auf eine der beiden Oberflächen wird bereits während des Spritzgussprozesses die Vertiefungsstruktur aufgebracht, s. Abb. 56 (a). Diese Struktur wird anschließend durch eine ca.  $50 \dots 100 \cdot nm$  dicke Aluminiumschicht abgedeckt. Auf diese Schicht folgt noch eine ca.  $10 \cdot \mu m$  dicke Schutzschicht aus einem Polymerlack sowie evtl. ein den Inhalt der CD charakterisierender Aufdruck. Dieser beeinflusst nicht den optischen Leseprozess. Insgesamt ergibt sich ein Schichtaufbau, wie er in der Abb. 57 skizziert ist.

Eine typische optische Baugruppe für das Auslesen der als Pit/Land-Struktur gespeicherten Daten zeigt die Abb. XXX:

(XXX: Diese Abb. ist noch nicht verfügbar.)

Das Licht einer Laserdiode wird über eine halbdurchlässige Platte in den eigentlichen Strahlengang eingeleitet, durch eine Kollimatorlinse in paralleles Licht wohl definierten Strahldurchmessers gewandelt und sodann durch eine weitere Linse und durch die CD-Scheibe hindurch auf deren rückseitige Oberfläche fokussiert. Auf

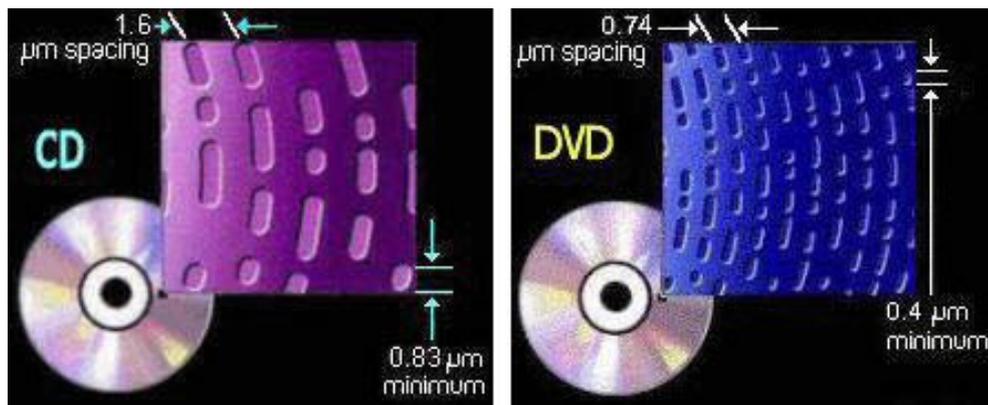


Abb. 56 Pitstruktur einer Audio-CD und einer Video-DVD

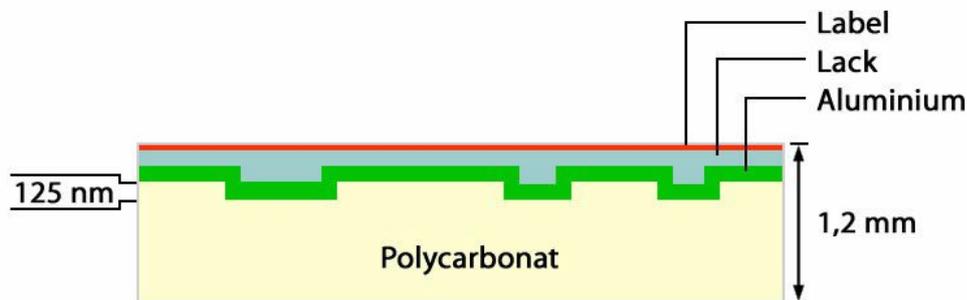


Abb. 57 Schichtaufbau einer Audio-CD (Prinzipkizze)

(Quelle: Diese Abb. basiert auf dem Bild CD\_Querschnitt aus der freien Enzyklopädie Wikipedia und unterliegt der GNU-Lizenz für freie Publikation Vers. 1.2; der Autor ist Klaus Eifert)

Grund der Wellenlänge des Lasers von  $780 \cdot nm$  (im Vakuum) und des Brechungsindex der Scheibenmaterials von 1,585 ergibt sich ein beugungsbegrenzter Strahlquerschnitt an der Unterseite der CD-Oberfläche von

$$D_{Messg} = 1,7 \cdot nm ; A_{Messg} = \frac{\pi}{4} \cdot D_{Messg}^2 \quad (11.271)$$

Das von der Aluminiumschicht reflektierte Licht durchläuft die optische Anordnung in umgekehrter Richtung. Der ohne Reflexion durch die halbdurchlässige Platte hindurchgehende Anteil wird auf einen Photodetektor konzentriert. Der Intensitätsunterschied zwischen der Situation, bei der der Messfleck ausschließlich auf *land* trifft, und der Situation, bei der sich ein Pit innerhalb des Messflecks befindetet, resultiert aus der Interferenz des von der Pit-Grube reflektierten Anteils mit dem Anteil, der von dem auf Land-Niveau-befindlichen Flächenanteil reflektiert wird. Die optische

Weglänge dieser beiden Strahlungsanteile unterscheidet sich um den Wert

$$\delta\Lambda = n_{PC} \cdot 2 \cdot 125 \cdot nm = 396 \cdot nm \quad (11.272)$$

Dieser Wert entspricht in guter Näherung der halben Wellenlänge der benutzten Messstrahlung. Es tritt also partielle Auslöschung des reflektierten Signals auf. Wir berechnen nun das Verhältnis der in den beiden o.g. Situationen auftretenden Intensitäten: (XXX: nachfolgenden Text komplett überarbeiten)

1. Der Messfleck trifft auf ein Flächenelement, das sich ausschließlich auf Land-Niveau befindet; ein Interferenzeffekt tritt nicht auf und die Intensität des Messsignals beträgt

$$I_1 = c \cdot \frac{\pi}{4} \cdot 1,7 \cdot \mu m^2 \quad (11.273)$$

2. Der Messfleck trifft auf ein Flächenelement, das ein Pit minimaler Länge enthält; der verbleibende Rest befindet sich auf Land-Niveau. Die zugehörigen Flächenanteile betragen

$$A_2(Pit) = 0,83 \cdot 0,5 \cdot \mu m^2 \quad (11.274)$$

$$A_2(Land) = A_{Messg} - A_2(Pit) = \frac{\pi}{4} \cdot 1,7^2 \cdot \mu m^2 - A_2(Pit) \quad (11.275)$$

Die am Detektor zur Interferenz gelangenden Amplitudenanteile sind dann

$$\mathcal{E}_2(Pit) = \sqrt{c} \cdot \sqrt{\frac{\pi}{4} \cdot 0,83 \cdot 0,5 \cdot \mu m^2} \quad (11.276)$$

$$\mathcal{E}_2(Land) = \sqrt{c} \cdot \sqrt{\frac{\pi}{4} \cdot 1,7^2 \cdot \mu m^2 - \frac{\pi}{4} \cdot 0,83 \cdot 0,5 \cdot \mu m^2} \quad (11.277)$$

und ergeben ein Messsignal der Intensität

$$I_2 = c \cdot \frac{\pi}{4} \cdot 1,7^2 \cdot \mu m^2 \cdot \left( \sqrt{1 - \frac{0,83 \cdot 0,5}{1,7^2}} - \sqrt{0,83 \cdot 0,5} \right)^2 \quad (11.278)$$

$$\approx c \cdot \frac{\pi}{4} \cdot 1,7^2 \cdot \mu m^2 \cdot 0,079 \quad (11.279)$$

3. Der Messfleck trifft auf ein Flächenelement, das ein in Spurrichtung durchgehendes Pit enthält; der verbleibende Rest befindet sich wieder auf Land-Niveau. Die zugehörigen Flächenanteile betragen dann

$$A_3(Pit) = \frac{\pi}{4} \cdot 1,7 \cdot 0,5 \cdot \mu m^2 \quad (11.280)$$

$$A_3(Land) = \frac{\pi}{4} \cdot 1,7^2 \cdot \mu m^2 - A_3(Pit) \quad (11.281)$$

$$= \frac{\pi}{4} \cdot 1,7 \cdot 1,2 \cdot \mu m^2 \quad (11.282)$$

Daraus folgt nun

$$c \cdot \frac{\pi}{4} \cdot 1,7 \cdot \mu m^2. \quad (11.283)$$

Die Original-CDs haben folgende Abmessungen und Spezifikationen:

Durchmesser	120 · mm
Dicke	1,2 · mm
Spurabstand	1,7 · μm
min. Pitlänge	0,83 · μm
Messstrahlung	780 ... 790 · nm
Pitbreite	0,5 · μm
Messfleckdurchm.	1,7 · μm
Datenbereich	(50 ... 116) · mm
Gesamtlänge d. Spur	ca. 6 · km
max. Datenmenge	900 · MB
Brechungsindex d. CD	1,585

Damit diese Pit-Struktur während des Spritzgussprozesses den Spezifikationen entsprechend auf die CD übertragen wird, muss das Rohmaterial in seinen Fließeigenschaften sehr fein auf das vom Hersteller der Spritzgussmaschine erprobte und danach vorgegebene Sollverhalten abgeglichen sein. Kritisch sind insbesondere die im Endprodukt vorliegende reale Pit-Tiefe und Pit-Breite.

(XXX: Der weitere Text des Abschnitts *Die optische Datenspeicherung* ist noch nicht verfügbar.)

## 11.14 Die Detektion von Farben (\*)

Der generellen Strukturierung dieses Buches folgend gehören die Wissenschaft des Farbensehens und alle damit zusammenhängenden technischen Fragestellungen ohne Zweifel in das Kapitel 11.13 (*Optik des täglichen Lebens*). Aus pragmatischen Gründen habe ich diesen Inhalt dennoch in ein separates Kapitel gelegt, nämlich wegen seines starken Umfangs. Ich hoffe, dass die weitere Untergliederung des Textes hierdurch übersichtlicher geworden ist.

Mit Hilfe unserer Augen (und des nachgeschalteten *Messdaten-Verarbeitungssystem*s, unserem Gehirn) nehmen wir die Objekte, die wir in der uns umgebenden Welt betrachten, zum einen als unterschiedlich *hell* und zum anderen als von unterschiedlicher *Farbe* wahr. Die Frage nach der genauen Funktion dieses *Farbensehens* hat schon sehr früh die Wissenschaft beschäftigt. Unter den Autoren der Farbenlehre finden sich so renommierte Namen wie Leonardo da Vinci, Newton, Helmholtz, Maxwell, Young, Ostwald, Schrödinger und *Johann Wolfgang v. Goethe* (\* 1749 in Frankfurt/Main; † 1832 in Weimar). Young formulierte bereits 1801 die Hypothese,

dass der unterschiedliche Farbeindruck beleuchteter Objekte aus der unterschiedlichen spektralen Zusammensetzung des von diesen Objekten remittierten Lichtes resultiert. Goethes Beitrag zu diesem Thema war allerdings für den wissenschaftlichen Fortschritt wenig hilfreich. Den entscheidenden Beitrag zur Entmystifizierung dieses Themas und zur Begründung einer physikalischen Farbmessstechnik leisteten etwa während der Jahre 1925 bis 1930 der amerikanische Physiker *Deanne Brewster Judd* (\* 1900 in South Hadley Falls/Mass. (USA); † 1972)([28]), der britische Physiker *William David Wright* (\* 1906; † 1997 als emer. Professor des Imperial College London) und *John Guild* vom National Physical Laboratory in England ([27])(XXX: präzisieren). Sie bestimmten durch physiologische Versuchsreihen die spektralen Empfindlichkeitskurven der menschlichen Farbmesskanäle, indem sie Versuchspersonen Farbtafeln unterschiedlicher Helligkeit und Färbung mit einem Farbeindruck vergleichen ließen, den die jeweilige Versuchsperson selbst durch additive Mischung von 3 Farbsignalen solange verändern konnte, bis sie dieses Farbsignal und das Farbtafelfeld als von gleicher Helligkeit und Farbe bewertete.

Mit der Festlegung der mittleren spektralen Empfindlichkeitskurven des Menschen durch eine Norm (erstmalig 1931 durch die **Commission International de l'Éclairage CIE**) lag auch die Spezifikation vor für die Entwicklung physikalischer Messgeräte zur Quantifizierung des Farbeindrucks von Objekten. Die Bereitstellung dieser Verfahren war ein enormer technischer Fortschritt. Denn einhergehend mit der stürmischen Entwicklung der Produktion synthetischer Farbstoffe etwa seit 1860 wurde sehr bald nahezu jedes Industrielle Produkt gefärbt, nicht nur Kleidung und andere Textilien, sondern genauso Baumaterialien, Gebrauchsartikel des täglichen Lebens und technische Geräte und Maschinen. Die Färbung all dieser Produkte galt und gilt es auf den vom Designer gewollten Sollwert einzustellen und während der Produktion von Stück zu Stück konstant zu halten. Beim Zusammenbau von Einzelteilen, die oft aus unterschiedlichen Rohmaterialien bestehen, zu einem Apparat, z.B. zu einem Staubsauger, gilt es, die Färbung dieser Einzelteile fein aufeinander abzustimmen. Solange die Rezeptur für die Farbeinstellung, d.h. die Angabe, welche Farbstoffe in welcher Konzentration für den Färbungsprozess eingesetzt werden sollen, aus der mit Intuition und Erfahrung getroffenen Entscheidung des Färbers resultierte und das Ergebnis durch visuellen Vergleich mit einem Sollobjekt beurteilt wurde, war dieser Produktionsschritt extrem teuer, unsicher und Quelle ständiger Auseinandersetzungen zwischen den Produzenten der Einzelteile und dem des Gesamtapparates. Die Entwicklung der quantitativen Farbmessung und der Verfahren zur Rezepturberechnung (s. Abschnitt 11.14.9) haben diese *alchemistische Phase* der Farbbestimmung beendet. Ihr wirtschaftlicher Nutzen ist kaum zu hoch einzuschätzen.

Die Herstellung farbiger Bilder war über Jahrhunderte auf die Malerei beschränkt. Insbesondere seit etwa 1950 ist sie durch Bereitstellung immer neuer technischer Möglichkeiten zu einem eigenen ständig gewachsenen Wirtschaftszweig geworden:

- durch den farbigen Kinofilm (seit 1932),

- den Farbdruck für Bücher, Plakate, Zeitschriften (auf Basis photographischer Aufnahmen erstmals 1893),
- die (Stehbild-)Farbphotographie (seit 1936),
- das Farbfernsehen (seit 1954), und schließlich
- die Farb-Videoaufzeichnung für den professionellen Kunden (seit 1956) und für den Amateur (seit 1976).

Alle diese Techniken sind heute Teil unserer Gesellschaft und unseres eigenen Lebens. Die Herstellung dieser Farbbilder und die Produktion und der Betrieb der dafür erforderlichen Geräte und Maschinen macht einen bedeutenden Teildes Bruttoinlandsproduktes eines westlichen Industriestaates aus ([29]). Die farbbildgebenden Techniken erfüllen aber nicht nur volkswirtschaftlich, sondern auch kulturell eine wichtige Funktion.

Als einführende Literatur zur Farbmeterik nenne ich [32] und [33].

#### 11.14.1 Grundkonzept eines farbselektiven Strahlungsmesssystems (\*)

Der auf der Erdoberfläche ankommende Teil des Sonnenspektrums reicht etwa von  $300 \cdot nm$  bis  $1400 \cdot nm$ , s. Abb. 58. Wird die Umgebung, in der sich ein Mensch

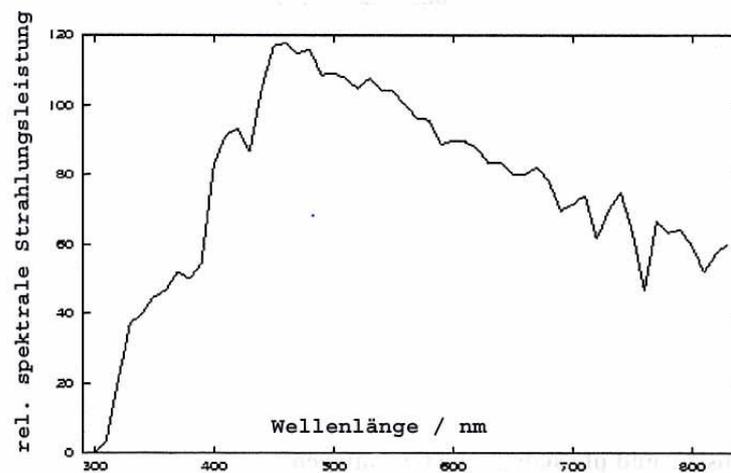


Abb. 58 Relative spektrale Verteilung des auf der Erdoberfläche ankommenden Sonnenlichtes.

(Quelle: eigene Graphik, erstellt auf Basis der in [31] publizierten Daten)

gerade aufhält, von dieser Sonnenstrahlung beleuchtet; remittieren die verschiedenen Objekte, die sich ebenfalls in dieser Umgebung befinden, diese Strahlung in unterschiedlicher Weise und ein kleiner Teil dieses remittierten Lichtes gelangt auch in das

Auge des Menschen und dient zur Analyse dieser Objekte durch den Menschen. Für diese Analyse verwendet das menschliche Auge etwa den Spektralbereich

$$380 \cdot nm < \lambda < 750 \cdot nm \quad (11.284)$$

um einen Messwert für die *Helligkeit* und die *Farbe* dieser Objekte zu gewinnen. Die Beschränkung auf den durch die Gl. 11.284 spezifizierten Wellenlängenbereich resultiert nur teilweise aus physikalischen oder biochemischen Beschränkungen, sie ist das Ergebnis eines evolutionären Optimierungsprozesses, in den insbesondere auch die besonderen Verhaltensweisen der Gattung *Mensch* eingegangen sind. Daher gibt es auch Tiere, deren Augen bis deutlich weiter in das UV oder in das IR hinein empfindlich sind. Z.B. sind die Augen einiger Vögel (Star, Papagei) bis zu Wellenlängen deutlich unter  $380 \cdot nm$  empfindlich. Die Bildung UV-empfindlicher Sensoren auf Basis von organischem Material ist jedoch wegen der dann extrem schwierig zu lösenden Problematik der Strahlungsschädigung dieser Sensoren sehr schwierig. Die Natur ist daher diesen Weg nur dann gegangen, wenn hierdurch substantielle Verbesserungen in den Überlebenschancen zu erreichen waren. Auf der anderen Seite gibt es einige Raub-Schlangen (Python, Boa, Klapperschlange), deren Kopf zusätzlich zu den Augen mit speziellen IR-Sensoren ausgestattet ist. Auf diese Weise können diese vorzugsweise nachts jagenden Schlangen ihre Beute über deren IR-Eigenstrahlung detektieren. Für den Menschen war die Beschränkung auf den o.a. Spektralbereich offenbar ausreichend. Alle für ihn relevanten Objekte streuen diesen Strahlungsanteil in merklichem Umfang zurück, wobei diese Rückstreuung meist deutlich von der Wellenlänge abhängt und zwar von Objekttyp zu Objekttyp wiederum deutlich unterschiedlich. Daher ist die spektrale Verteilung des rückgestreuten Lichtes deutlich von der des Beleuchtungslichtes verschieden, und dieser Unterschied kann zur Identifizierung des Objekttyps herangezogen werden. Genau dies ist das Konzept der (biologischen wie physikalischen) *Farbmessung*. Wir werden nun überlegen, wie ein solches Farbdetektionssystem konzipiert sein muss, um die an ihn zu stellenden (und noch zu spezifizierenden) Anforderungen zu erfüllen. Überraschendes (aber auch beeindruckendes) Ergebnis dieser Überlegungen wird sein, dass nahezu zwangsläufig genau die Spezifikationen resultieren, die von dem menschlichen Farbmesssystem erfüllt werden.

Um das zu konzipierende spektral selektive Messsystem nicht komplizierter als unbedingt nötig zu gestalten, bietet es sich an, anstelle des gesamten Spektrums nur eine eng begrenzte Anzahl  $N$  von Messwerten  $X_i$  aufzunehmen. Diese  $N$  Messkanäle belegen die empfangene Messstrahlung  $I(\lambda)$  mit einer (jeweils unterschiedlichen) Gewichtsfunktion  $S_i(\lambda)$ :

$$X_i = \int I(\lambda) \cdot S_i(\lambda) \cdot d\lambda \quad ; \quad i = 1 \dots N \quad (11.285)$$

Diese Funktion  $S_i(\lambda)$  bezeichnen wir auch als die *spektrale Empfindlichkeit* des  $i$ -ten Messkanals. Wir fordern nun, dass jedes Rückstreusignal, das in dem Spektralbereich

mit nicht verschwindender Empfindlichkeit  $S_i(\lambda)$  nicht völlig verschwindet, auch ein nicht verschwindendes Messsignal  $X_i$  erzeugt,

$$\exists \lambda' \text{ mit } S_i(\lambda') \neq 0 \text{ und } I(\lambda') \neq 0 \Rightarrow X_i \neq 0 \quad (11.286)$$

Daraus folgt aber unmittelbar, dass die  $S_i(\lambda)$  positiv definit sind,

$$S_i(\lambda) \geq 0 \quad \forall \lambda \quad (11.287)$$

Dann aber sind auch alle Messwerte  $X_i$  positiv definit,

$$X_i \geq 0 \quad \forall S_i(\lambda), I(\lambda) ; i = 1 \dots N \quad (11.288)$$

Durch die Reduktion der kontinuierlichen Funktion  $I(\lambda)$  auf die  $N$  Zahlen  $X_i$  geht natürlich Information verloren. Insbesondere wird es immer Funktionen  $I^{(k)}(\lambda) \neq 0$  und  $I^{(l)}(\lambda) \neq 0$  geben mit der Eigenschaft, dass sie dieselben Messwerte  $X_i$  erzeugen, obwohl sie sich in ihrem Verlauf unterscheiden:

$$X_i(I_k) = X_i(I_l) \quad \text{obwohl } I_k(\lambda) \neq I_l(\lambda) \quad (11.289)$$

Diese als *Metamerie* bezeichnete Eigenschaft besitzt zwangsweise jedes Farbmesssystem mit endlich vielen Kanälen. Aufgabe des Konstrukteurs eines konkreten Farbmesssystems ist es, den Umfang der Funktionenpaare  $\{I^{(k)}; I^{(l)}\}$  mit dieser Eigenschaft möglichst klein zu halten. In den nachfolgenden Kapiteln werde ich versuchen darzulegen, wie hierbei vorzugehen ist.

Um unseren Vorfahren optimale Überlebens- und Entwicklungschancen zu geben, hatte die Natur u.a. folgende Aufgabe zu lösen: Das menschliche Auge zusammen mit seinem nachgeschalteten Signalverarbeitungssystem musste in der Lage sein, das von den verschiedenen Objekten der realen Natur zurückgestreute Umgebungslicht dergestalt zu analysieren, dass aus diesen Signalen verlässlich auf die Art des Objektes geschlossen werden kann und zwar unabhängig von der Intensität und spektralen Zusammensetzung des Umgebungslichtes. D.h. es gilt, die Baumkrone als grün, das Bärenfell als braun und die Himbeere als rot verlässlich zu erkennen, und das sowohl bei direktem Sonnenlicht am Mittag wie auch bei bedecktem Himmel oder gar bei tiefstehender Abendsonne. Die von der Natur gefundene Lösung basiert auf folgendem Konzept: Die primären Messwerte  $X_i$  werden derart in eine ebenfalls positiv definite *Helligkeitskennzahl*  $H$  und in  $N - 1$  positive *Farbkennzahlen*  $F_i$  transformiert, dass folgende Anforderungen erfüllt sind:

### **A1 Helligkeitsinvarianz der Farbkennung (H; $F_i$ )**

Ändert sich das Messlicht nur in seiner Intensität insgesamt, während die relative spektrale Zusammensetzung konstant bleibt, so ändert sich nur der Helligkeitswert, aber nicht die Farbinformation. In Formeln ausgedrückt bedeutet das:

$$I^{(2)}(\lambda) = a \cdot I^{(1)}(\lambda) \Rightarrow H^{(2)} = a \cdot H^{(1)} ; F_i^{(2)} = F_i^{(1)} \quad \forall a \in \mathbb{R}, a > 0 \quad (11.290)$$

## A2 Verfärbungselektivität der Farbkennung ( $\mathbf{H}; \mathbf{F}_i$ )

Ändert sich die spektrale Verteilung des Messlichtes in einem ausreichend schmalen Wellenlängenbereich und zwar so, dass die Helligkeit des Messlichtes konstant bleibt<sup>‡</sup>, so ändert sich in jedem Fall mindestens eines der Farbsignale  $F_i$ . In Formeln ausgedrückt bedeutet das:

$$\begin{aligned}
 I^{(2)}(\lambda) &= I^{(1)}(\lambda) + \delta I(\lambda) \\
 \delta I(\lambda) &= 0 \quad \forall \lambda \notin [\lambda^* - \Delta\lambda; \lambda^* + \Delta\lambda] ; \\
 380nm &< \lambda^* < 750nm ; \quad \Delta\lambda \ll 370nm \\
 H^{(2)} &= H^{(1)} \\
 \Rightarrow & (\exists i \text{ mit } F_i^{(2)} \neq F_i^{(1)}) \quad \forall \delta I(\lambda) \neq 0
 \end{aligned}
 \tag{11.291}$$

Die Beschränkung der Funktion  $\delta I(\lambda)$  auf einen schmalen Wellenlängenbereich um eine (beliebig wählbare) Wellenlänge  $\lambda^*$  herum ist nötig, da sonst wegen der bereits genannten Metamerie immer Funktionen  $\delta I(\lambda) \neq 0$  gefunden werden können, die alle  $F_i$  konstant lassen, vgl. Gl. 11.289.

Diese beiden Anforderungen sind unverzichtbar: **A1** stellt sicher, dass z.B. trotz der starken Helligkeitsunterschiede zwischen direkt von der Sonne bestrahlten Bereichen einer Szene und den im Schatten liegenden Anteilen eine verlässliche Objekterkennung durchgeführt werden kann. **A2** sichert eine ausreichende Empfindlichkeit des Messsystems gegenüber nur geringen Verschiebungen der Objektfarbe. Eine dritte ebenso wichtige Anforderung an das menschliche Farbmesssystem werde ich im Abschnitt 11.14.3 erläutern.

Um der Anforderung **A1** zu genügen und aus den Signalen  $X_i$  einen Satz von helligkeitsunabhängigen Farbsignalen  $F_i$  zu gewinnen, muss eine geeignete Normierung durchgeführt werden. Brauchbar ist z.B. eine Transformation, die einen der Farbkanäle unmittelbar als Helligkeitsinformation interpretiert:

$$H = X_N \tag{11.292}$$

$$F_i = \frac{X_i}{X_N} \quad \forall i \neq N \tag{11.293}$$

Der Einfachheit halber haben wir an dieser Stelle die Messkanäle derart umsortiert, dass der zur Normierung benutzte Kanal die lfd. Nr.  $N$  erhält. Schon um nicht in mathematische Schwierigkeiten zu geraten (Division durch 0), sollte dann  $S_N(\lambda)$  spektral wesentlich breiter sein als die übrigen  $S_i(\lambda)$ . Es sollte also gelten:

$$S_N(\lambda) > 0 \quad \forall \lambda \text{ mit: } \exists i \text{ mit: } S_i(\lambda) > 0 \tag{11.294}$$

<sup>‡</sup>Die Beschränkung der Funktion  $\delta I(\lambda)$  auf solche, die  $H$  konstant halten, erleichtert die nachfolgende mathematische Behandlung, schränkt aber die freie Wahl der  $\delta I(\lambda)$  letztlich in keiner Weise ein. Wenn sich nämlich durch eine Funktion  $\delta I(\lambda)$  die Helligkeit ändert, sorgt die Helligkeitsinvarianz dafür, dass  $H$  auf den alten Wert gebracht werden kann, ohne dass sich die Farbkennung verändert.

Die Gl. 11.290 ist bei dieser Form der Transformation automatisch erfüllt. Die Bedingung **A2** verlangt insbesondere, dass an keiner Stelle  $\lambda$  alle Ableitungen der Funktionen  $S_i(\lambda)$  gleichzeitig verschwinden dürfen, oder - strenger formuliert - es gilt, Funktionen zu finden derart, dass der Ausdruck

$$\max_i \left( \frac{dS_i(\lambda)}{d\lambda} \right) \quad (11.295)$$

für alle Wellenlängen des Bereichs 11.284 maximal wird. Wir werden also erwarten, dass an den Stellen, an denen eine der Funktion  $S_i(\lambda)$  maximal wird, eine andere gerade ein Maximum in ihrer Ableitung durchläuft, also einen sog. Wendepunkt zeigt. Insbesondere aber verlangt die Bedingung **A2**, dass innerhalb des (durch die Gl. 11.284 definierten) relevanten Wellenlängenbereichs immer mindestens 2 Funktionen  $S_i(\lambda)$  signifikant von 0 verschieden sind. Anderenfalls nämlich könnte das System nicht mehr zwischen einer reinen Helligkeitsänderung bei konstanter relativer Strahlungsverteilung und einer leichten Verfärbung bei konstanter Helligkeit unterscheiden (s. hierzu auch Abschnitt 11.13.2).

Die durch den Vektor

$$\vec{F} = (F_1; \dots; F_{N-1}) \quad (11.296)$$

darstellbare Größe werden wir im Folgenden als den (verallgemeinerten) *Farbort* der Messstrahlung bezeichnen.

#### 11.14.2 Topologische Eigenschaften der Farbortmenge (\*)

In diesem Kapitel werden wir für die Farbortmenge

$$\left\{ \vec{F} \right\} = \{(F_1; \dots; F_{N-1})\} \quad (11.297)$$

einige Eigenschaften herleiten, die unabhängig von der Anzahl  $N$  der Farbmesskanäle und von der speziellen Form der Empfindlichkeitskurven  $S_i(\lambda)$  gegeben sind. Für die normierten Größen  $F_i$  gilt die Definition gem. Gl. 11.293. Trivialerweise gibt es für jeden Satz von Empfindlichkeitskurven  $S_i(\lambda)$  einen oberen und unteren Grenzwert der  $F_i$ ,

$$F_{i,\min} = \min_{\lambda} \frac{S_i(\lambda)}{S_N(\lambda)} ; F_{i,\max} = \max_{\lambda} \frac{S_i(\lambda)}{S_N(\lambda)} \quad \forall i \neq N \quad (11.298)$$

$F_i$  nähert sich dem Wert  $F_{i,\min}$  genau dann, wenn die Messstrahlung zunehmend auf die Wellenlänge begrenzt wird, für die  $S_i(\lambda)/S_N(\lambda)$  minimal wird. Umgekehrt nähert sich  $F_i$  dem Wert  $F_{i,\max}$ , wenn die Messstrahlung überwiegend im Bereich mit maximalem  $S_1(\lambda)/S_N(\lambda)$  liegt. Diese beiden Wellenlängen bezeichnen wir mit  $\lambda_{F_{i,\min}}$  und  $\lambda_{F_{i,\max}}$ .

$$F_i = F_{i,\min} \Leftrightarrow I(\lambda) = I \cdot \delta(\lambda - \lambda_{F_{i,\min}}) \quad (11.299)$$

$$F_i = F_{i,\max} \Leftrightarrow I(\lambda) = I \cdot \delta(\lambda - \lambda_{F_{i,\max}}) \quad (11.300)$$

$\delta(\lambda)$  ist die Diracsche Deltafunktion, s. Abschnitt 2.5. Wird einer der Grenzwerte  $F_{i,\min}$  oder  $F_{i,\max}$  angenommen, lassen sich auch die jeweils anderen Farbwerte unmittelbar angeben:

$$F_j^{(F_{i,\min})} = \frac{S_j(\lambda_{F_{i,\min}})}{S_N(\lambda_{F_{i,\min}})} \quad \forall j \neq i, \quad i, j \neq N \quad (11.301)$$

$$F_j^{(F_{i,\max})} = \frac{S_j(\lambda_{F_{i,\max}})}{S_N(\lambda_{F_{i,\max}})} \quad \forall j \neq i, \quad i, j \neq N \quad (11.302)$$

Mit dieser Aussage ist der mögliche Wertebereich der Tupel  $\vec{F} = (F_1; \dots; F_{N-1})$  noch nicht festgelegt, aber bereits durch einen  $(N-1)$ -dimensionalen Quader eingeschränkt:

$$\{\vec{F}\} \subseteq \{\vec{F} : F_{i,\min} \leq F_i \leq F_{i,\max}, \quad i \neq N\} \quad (11.303)$$

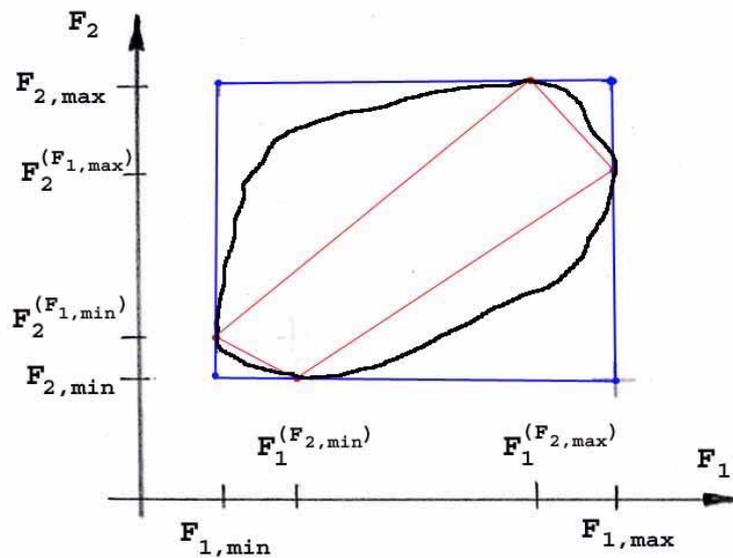
D.h. insbesondere,  $\{\vec{F}\}$  ist beschränkt und kompakt, da ja die jeweiligen Randwerte auch angenommen werden. (Zu den in diesem Abschnitt verwendeten topologischen Begriffen s. Abschnitt 3.1.3) Da aber der Rand jeder beliebigen Randmenge leer ist, handelt es sich bei den Randwerten von  $\{\vec{F}\}$  um eine geschlossene Hyperfläche der Dimension  $N-2$ . Wie man einfach beweisen kann (s. Aufgabe 8), ist die Farbortmenge  $\{\vec{F}\}$  konvex, d.h. mit je 2 Punkten  $\vec{F}_a$  und  $\vec{F}_b \in \{\vec{F}\}$  liegt auch die Gerade, die diese beiden Punkte verbindet, vollständig innerhalb dieser Menge.

Wir wissen also nun, dass der mögliche Wertebereich  $\{\vec{F}\}$  kleiner ist als der durch die Gl. 11.298 definierte  $(N-1)$ -dimensionale Quader, aber größer als das  $(N-1)$ -dimensionale Vieleck, das aufgespannt wird, wenn die durch die Gl. 11.299 und 11.300 definierten  $2 * (N-1)$  Punkte jeweils paarweise mit Geraden verbunden werden. Die wahre Randmenge von  $\{\vec{F}\}$  geht überdies durch die  $2 * (N-1)$  Punkte  $(F_{1,\min}; \dots; F_{N-1}^{(F_{1,\min})})$ ,  $(F_{1,\max}; \dots; F_{N-1}^{(F_{1,\max})})$ , ...,  $(F_1^{(F_N,\min)}; \dots; F_{N-1,\min})$  und  $(F_1^{(F_N,\max)}; \dots; F_{N-1,\max})$  hindurch.

Diese Verhältnisse möchte ich am Beispiel  $N=3$  und mit Hilfe der Abb. 59 plausibel machen. Die Extremwerte der Farbkoordinate  $F_1$  ( $F_{1,\max}$  und  $F_{1,\min}$ ) sowie der Farbkoordinate  $F_2$  ( $F_{2,\max}$  und  $F_{2,\min}$ ) definieren das blau gezeichnete Rechteck. Dieses bildet eine Obermenge der mit schwarzem Rand gezeichneten Farbortmenge. Die aus diesen Extremwerten gem. Gl. 11.301 bzw. 11.302 berechenbaren Farborte

$$(F_{1,\max}; F_2^{(F_{1,\max})}), (F_{1,\min}; F_2^{(F_{1,\min})}), (F_1^{(F_{2,\max})}; F_{2,\max}), (F_1^{(F_{2,\min})}; F_{2,\min}) \quad (11.304)$$

sind als blaue Punkte gezeichnet. Sie definieren das ebenfalls blau gezeichnete Viereck, das eine Untermenge der Farbortmenge bildet. Diese 4 Punkte liegen auf dem Rand der realen Farbortmenge.

Abb. 59 Topologische Struktur der Farbortmenge im Fall  $N = 3$ 

Damit haben wir bereits eine ganze Reihe von Aussagen zusammengetragen, die die Mannigfaltigkeit der für ein Farbmesssystem brauchbaren Empfindlichkeitskurve  $S_i(\lambda)$  bereits stark einschränken und auch bereits die topologische Struktur der jeweils resultierenden Farbortmenge teilweise festlegen. Noch weiter gehende Aussagen sind allerdings ohne die genaue Kenntnis der Funktionen  $S_i(\lambda)$  nicht mehr möglich.

### 11.14.3 Aktiv und passiv strahlende Objekte - die Farbe weiß (\*)

Ohne zusätzliche Informationen kann ein Farbmesssystem nicht unterscheiden, ob die Quelle der empfangenen Messstrahlung ein eigenständiger **aktiver** Strahler ist, oder ob diese Quelle (nur) die von einer anderen Strahlungsquelle auf sie auftreffende Strahlung partiell zurückstret und hierbei teilweise auch auf das Messsystem lenkt. Derartige Objekte bezeichnen wir als **passive** Strahler. Für die Deutung der Farbinformation spielt dies aber eine wesentliche Rolle.

Bei einem aktiven Strahler ist im Grundsatz jede beliebige spektrale Strahlungsverteilung möglich. Diese Strahlungsverteilung lässt sich in ihrer Auswirkung bzgl. eines Farbmesssystems durch Angabe **einer** Zahl approximieren, nämlich durch ihre *Farbtemperatur*. Diese Größe ist gem. DIN 5033-8 ([10]) definiert als die Temperatur desjenigen schwarzen Körpers, dessen Strahlung in diesem Farbmesssystem Messwerte  $\{X_i\}$  erzeugt, die im Vergleich zu allen anderen schwarzen Körpern am nächsten zu den von der betrachteten Lichtquelle erzeugten Werten  $\{X_i\}$  liegt. Bei der von einem passiven Strahler remittierten Strahlung können dagegen nur Verteilun-

gen auftreten von der Form <sup>§</sup>

$$\begin{aligned}
 I(\lambda) &= c \cdot I_0(\lambda) \cdot R(\lambda) \quad ; \quad 0 \leq R(\lambda) \leq 1 & (11.305) \\
 I_0(\lambda) &: \text{Strahlungsverteilung der Beleuchtungsquelle} \\
 R(\lambda) &: \text{Remissionsfaktor des passiven Strahlers} \\
 c &: \text{Proportionalitätsfaktor}
 \end{aligned}$$

Der Proportionalitätsfaktor  $c$  ist überwiegend durch die Geometrie der Beleuchtung und der Strahlungsdetektion bestimmt und i.a. wellenlängen-unabhängig. Entsprechend eingengt ist der Umfang der möglichen Farbinformationssignale. Insbesondere aber ist **ein** Farbmesssignal ausgezeichnet, nämlich das eines Objektes mit  $R(\lambda) = 1$ . Den hierzu gehörenden Farbort nennen wir *weiß*. D.h. die Farbe des Beleuchtungslichtes ist per Definition immer *weiß*, oder etwas präziser formuliert:

Der Begriff *weiß* ist nur dann eindeutig definiert, wenn eine Messumgebung vorliegt mit genau 1 Beleuchtungsquelle und im übrigen ausschließlich passiv rückstreuenden Objekten. Liegen mehrere Beleuchtungsquellen unterschiedlicher spektraler Verteilung vor, können wohl noch Farbkennzahlen von Objekten (von aktiven Beleuchtungsquellen wie von passiv streuenden Objekten) angegeben werden. Der Begriff *weiß* aber ist nicht mehr definiert, da jetzt die relative spektrale Verteilung des Beleuchtungslichtes sowohl vom Ort der beleuchteten Objekt Oberfläche als auch von deren Orientierung im Raum abhängt. Besteht die Messumgebung ausschließlich aus aktiven Strahlungsquellen (wie z.B. beim Fernseh-Monitor), definiert man i.a. (und im Grunde willkürlich) ein bestimmtes Farbsignal als *weiß*, nämlich das einer Referenz-Strahlungsquelle (z.B. des in Normen festgelegten Standard-Tageslichtes).

Wir werden uns nachfolgend auf den Fall von genau 1 Beleuchtungsquelle beschränken. Der Farbort *weiß* stellt dann einen ausgezeichneten Punkt im Inneren der Farbortmenge dar, den *Weißpunkt*. Wegen der Konvexität der Farbortmenge schneidet jeder von diesem Punkt ausgehende Strahl die Randmenge des Wertebereichs in genau einem Punkt, und die Gesamtheit aller dieser Strahlen bedeckt den Wertebereich vollständig. Daher können wir für jedes Farbmesssystem eine neue, recht anschauliche Farbkennzeichnung definieren. Diese besteht aus dem *Farbton*  $h$  als Ort auf dem Rand der Farbortmenge, in dem der vom Weißpunkt aus durch den Farbort ( $F_1; \dots; F_N$ ) hindurchgehende Strahl diese Randmenge schneidet, und aus der *Farbsättigung*  $s$  als den normierten Abstand des Farbortes vom Weißpunkt,

$$s = \frac{d(\text{Farbort}; \text{Weißpunkt})}{\text{Länge des Strahls v. Weißpunkt durch den Farbort bis z. Rand}} \quad (11.306)$$

Ich verwende als Kennzeichnung der Farbsättigung - wie in der Literatur üblich - den kleinen Buchstaben  $s$ , obwohl dieser bereits für die Kennzeichnung des Streukoeffizienten verwendet wird. Ich vertraue hierbei auf die Aufmerksamkeit des Lesers.

<sup>§</sup>Den Fall fluoreszierender Objekte werde ich der Einfachheit halber an dieser Stelle nicht betrachten.

Durch die Normierung gem. Gl. 11.306 liegt die Farbsättigung  $s$  immer zwischen 0 und 1. Die Farbtonmenge  $\{\vec{h}\}$  hat die Dimension  $N - 2$  und ist, mathematisch exakt formuliert, eine eindeutige Abbildung der Randmenge von  $\{\vec{F}\}$ . Insbesondere besitzt sie dieselbe Topologie, ist also immer abgeschlossen. Ihre Randmenge ist also leer: Von einem Farbton ausgehend gibt es immer mindestens eine Richtung (ab  $N > 2$  sogar beliebig viele Richtungen), entlang der man letztlich wieder beim Ausgangsfarbtone ankommt. Nach im Prinzip willkürlicher Festlegung eines Koordinatensystems auf dieser Randmenge lässt sich jeder mögliche Farbton durch diese  $N - 2$  Koordinaten eindeutig festlegen.

Um die Transformation  $\{\vec{F}\} \rightarrow \{(s; \vec{h})\}$  ausführen zu können, muss (s. Gl. 11.306) im Raum der Farbtonmenge ein Abstand definiert sein. Im einfachsten Fall kann man den euklidischen Abstand

$$d(\vec{F}_a; \vec{F}_b) = \sqrt{\sum_{i \neq 2} (F_{i,a} - F_{i,b})^2} \quad (11.307)$$

verwenden. Meiner Einschätzung nach ist das System  $\{s; \vec{h}\}$  intuitiv leichter zugänglich als das System  $\{\vec{F}\}$ . Überdies liefert diese Art der Farbkennung auch eine zusätzliche Empfehlung für die Auslegung der Funktionen  $S_i(\lambda)$ . Aus Gründen der Symmetrie und der Vereinheitlichung der Sensitivität von  $s$  gegen leichte spektrale Veränderungen der Messstrahlung sollten nämlich die  $S_i(\lambda)$  so gewählt werden, dass der Weißpunkt eines typischen Beleuchtungslichtes, z.B. des Norm-Tageslichtes, etwa im geometrischen Schwerpunkt der Farbtonmenge liegt.

Wir definieren nun noch den Begriff des komplementären Farbtons: Verlängern wir den Strahl, der von dem jeweiligen Farbton zum Weißpunkt führt, über diesen hinaus bis zum gegenüber liegenden Randpunkt von  $\{\vec{F}\}$ , so entspricht diesem Randpunkt ein Farbton, den wir als den *komplementären Farbton* des Ausgangsfarbtone bezeichnen.

Unmittelbar verknüpft mit der Unterscheidung zwischen aktiv und passiv strahlenden Objekten ist die Unterscheidung zwischen *additiver* und *subtraktiver Farbmischung*: Geht es um die Aufgabe, aus mehreren (absorbierenden) Komponenten (Farbstoffen) ein Objekt herzustellen, das bei Bestrahlung mit Licht einer vorgegebenen spektralen Verteilung einen bestimmten Farbton ergibt, so spricht man von subtraktiver Farbmischung. In diesem Fall ist die Farbtonmenge beschränkt, da durch Absorption nur spektrale Anteile aus dem Messlicht entfernt, aber nicht hinzu gefügt werden können. Überlagert man dagegen eine Anzahl  $k$  von aktiven Strahlungsquellen additiv zu einer Beleuchtungsquelle,

$$I_{gesamt}(\lambda) = \sum_{j=1}^k a_j \cdot I_j(\lambda) \quad (11.308)$$

so spricht man von additiver Farbmischung. In diesem Fall kann der Farbort grundsätzlich beliebige Werte annehmen.

Nachdem wir nun die Ursache und die Bedeutung des Farbortes *weiß* verstanden haben, können wir eine weitere Anforderung an das menschliche Farbmesssystem behandeln, die sich als zumindest von der gleichen Bedeutung wie die bisher genannten Anforderungen A1 und A2 herausstellen wird. Es handelt sich um die

### A3 Beleuchtungsinvarianz der Farbkennung $(\vec{h}; s)$ Farbkanäle

Ändert sich in einer Szene mit nur einer Beleuchtungsquelle und im übrigen ausschließlich passiven Objekten die spektrale Verteilung des Beleuchtungslichtes und damit die Lage des Farbortes *weiß* im Farbraum  $\{\vec{F}\}$ , so muss das Farbmesssystem in der Lage sein, diese Verschiebung zu erkennen und zu kompensieren, um danach die Farbortkoordinaten  $(\vec{h}; s)$ Farbkanäle wieder korrekt bestimmen zu können.

Diese Anforderung ist nötig, um die Farbe der Objekte unabhängig von der jeweiligen Beleuchtungsart zu erkennen. Denn nur die Farbe, letztlich also das spektrale Remissionsverhalten, ist spezifisch für das jeweilige Objekt, nicht dagegen die spektrale Verteilung des remittierten Lichtes selbst. In welchem Umfang hierbei Unterschiede in der Beleuchtungsart kompensiert werden müssen, wird klar, wenn man bedenkt, dass das natürliche Beleuchtungslicht Farbtemperaturen zwischen etwa  $30.000 \cdot K$  (die im Schatten des direkten Sonnenlichtes liegenden Anteile einer Szene bei blauem Himmel im Sommer) und  $3.800 \cdot K$  (von tief stehender Abendsonne beleuchtete Szene) annimmt. Greifen wir z.B. die beiden Wellenlängen  $450 \cdot nm$  und  $650 \cdot nm$  heraus, so ändert sich deren spektrale Energiestromdichte  $j^{(E)}(T, \lambda)$  hierbei wie folgt (s. Gl. 8.466):

$$\frac{j^{(E)}(T, 450 \cdot nm)}{j^{(E)}(T, 650 \cdot nm)} = \begin{array}{l} 3,61 \quad \text{für } T = 30.000 \cdot K \\ 0,471 \quad \text{für } T = 3.800 \cdot K \end{array} \quad (11.309)$$

also etwa um den Faktor 7,7! Und diese Kompensation muss mit einer Präzision entsprechend der Farbumterscheidungsempfindlichkeit des menschlichen Farbmesssystems ausgeführt werden,

$$d_{L,a^*,b^*}^{(\min)} \approx 1,0 \quad (11.310)$$

(zur Definition der Farbkoordinaten  $(L, a^*, b^*)$  und des über sie definierten Abstandes zweier Farbeindrücke s. Abschnitt 11.14.5).

Ist der korrekte Weißort  $\vec{F}_{wei}^{(2)}$  der veränderten Beleuchtungsquelle (2) ermittelt, werden weiße und nahezu weiße Objekte wieder mit ihrer korrekten Farbkennung

$$(\vec{h}^{(2)}; s^{(2)}) \approx (\vec{h}^{(1)}; s^{(1)}) \quad (11.311)$$

bestimmt. Überraschenderweise kann man zeigen (s. Aufgabe 11), dass unter gewissen einschränkenden Bedingungen an die Art der spektralen Veränderung des Beleuchtungslichtes die Gl. 11.311 sogar im gesamten Farbraum exakt gilt und nicht nur angenähert in der Nähe des Weißpunktes. (XXX: präzisieren)

Es bleibt noch die Frage zu klären, wie denn der neue Weißort  $\overrightarrow{F_{wei}^{(2)}}$  bestimmt werden kann. Die hierfür benötigte Information ist offenbar in keiner einzelnen Farbinformation eines Elementes der beobachteten Szene enthalten. Die einzige Möglichkeit besteht in der ganzheitlichen Analyse der gesamten aktuell beobachteten Szene unter Ausnutzung geeigneter zusätzlicher Annahmen. Wie das menschliche Farbmesssystem diese Aufgabe wirklich löst, ist bis heute nicht vollständig geklärt, s. hierzu z.B. [34]. Aller Wahrscheinlichkeit nach erfolgt dieser Abgleich dadurch, dass der vom Messsystem angenommene Weißort solange verschoben wird, bis die aktuell beobachteten und von ihrem Typ her wieder erkannten Objekte einen Farbton aufweisen, der mit der Erinnerung möglichst gut übereinstimmt. Eventuell spielt auch der Erfahrungssatz

$$\textit{Im Mittel ist die Welt grau} \quad (11.312)$$

eine relevante Rolle s. hierzu auch Abschnitt 11.13.5.

#### 11.14.4 Dimension und Qualität eines Farbmesssystems (\*)

Wir werden uns nun der Antwort auf die Frage nähern, **wieviele** Farbmesskanäle für ein den o.a. Anforderungen genügendes System benötigt werden, und welche Strukturen die Empfindlichkeitskurven haben sollten.

### 2-Kanal-Farbmesssysteme (-)

Um überhaupt zusätzlich zur Helligkeitskennzahl eine Farbinformation zu erhalten, muss die Gesamtanzahl  $N$  der Messkanäle mindestens 2 betragen. Dann wird die Primärinformation  $I(\lambda)$  auf 2 Zahlen  $X_1$  und  $X_2$  komprimiert. Ein - wie wir später sehen werden (s. die im Abschnitt 11.14.5 beschriebenen Funktionen  $Y(\lambda)$  und  $X(\lambda)$ ) *vernünftiges* Beispiel für die Wahl der beiden Funktionen  $S_1(\lambda)$  und  $S_2(\lambda)$  ist in der Abb. 60 wiedergegeben. Die Transformation 11.292/11.293 führt dann auf das Wertetupel  $(H; F)$ . D.h. die Farbortmenge  $\{F\}$  hat die Dimension 1 und demzufolge hat der Rand dieser Menge die Dimension 0 ! Die Farbkennzeichnung über *Farbort* und *Farbsättigung* hat jetzt die einfache Form

$$\begin{aligned} s &= \frac{F - F_{\text{weiß}}}{F_{\text{max}} - F_{\text{weiß}}} \quad \forall F \geq F_{\text{weiß}} \\ &= \frac{F_{\text{weiß}} - F}{F_{\text{weiß}} - F_{\text{min}}} \quad \forall F < F_{\text{weiß}} \\ h &= 1 \quad \forall (F - F_{\text{weiß}}) \geq 0 \\ &\quad -1 \quad \text{sonst} \end{aligned} \quad (11.313)$$

Der Farbton kann also nur die Werte 1 (für den z.B. als *rot* bezeichneten Farbton) und  $-1$  (für den z.B. als *blau* bezeichneten komplementären Farbton) annehmen. Die Bezeichnung der beiden Farbtonwerte mit Begriffen, die uns aus der Umgangssprache

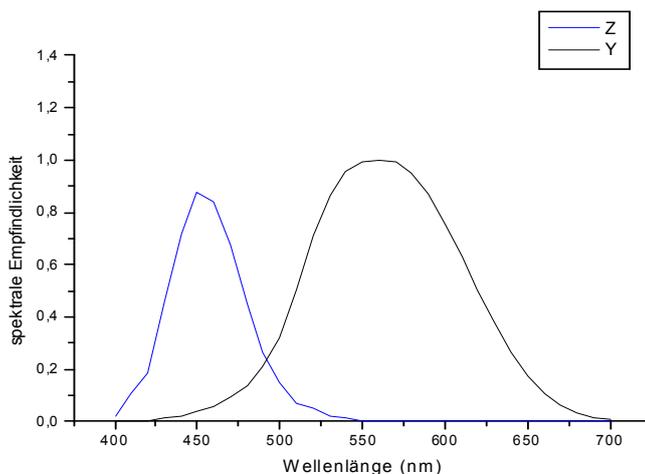


Abb. 60 Vernünftiges Beispiel der spektralen Empfindlichkeitskurven eines 2-Kanal-Farbdetektionssystems

bekannt sind als Werte zur Kennzeichnung einer Farbe (wieder im umgangssprachlichen Sinne), ist an dieser Stelle völlig willkürlich. Ich hätte genau so gut auch die Worte *hübsch* und *hässlich* oder *links* und *rechts* verwenden können. Die letztgenannte Bezeichnung ergäbe sogar eine unmittelbar einsehbare Bedeutung, nämlich *links* bzw. *rechts* vom Weißpunkt.

Ein Farbmesssystem mit 2 Messkanälen liefert also zusätzlich zur Helligkeitsinformation auch eine Aussage über den Farbton, allerdings nur in Form der Alternative *Systemfarbton* oder *System-Komplementärfarbton*, sowie über den Farbsättigungsgrad.

Wir überprüfen nun, ob  $F$  die Anforderungen der Verfärbungssensitivität 11.291 erfüllt:

$$\begin{aligned}
 I^{(2)}(\lambda) &= I^{(1)}(\lambda) + \delta I(\lambda) \\
 \Rightarrow \delta X_1 &= \int \delta I(\lambda) \cdot S_1(\lambda) \cdot d\lambda ; \delta X_2 \\
 &= \int \delta I(\lambda) \cdot S_2(\lambda) \cdot d\lambda & (11.314) \\
 \Rightarrow \delta F &= \frac{\delta X_1}{X_2} - \frac{X_1}{X_2} \cdot \delta X_2 = \frac{1}{X_2} \cdot (\delta X_1 - F \cdot \delta X_2)
 \end{aligned}$$

Da aber nur Änderungen  $\delta I(\lambda)$  betrachtet werden sollen, bei denen die Helligkeit konstant bleibt, gilt

$$\delta X_2 = 0 \Rightarrow \delta F = \frac{1}{X_2} \cdot \delta X_1 \quad (11.315)$$

Die Anforderung 11.291 lautet also

$$\begin{aligned}\delta X_1 &= \int \delta I(\lambda) \cdot S_1(\lambda) \cdot d\lambda \neq 0 \quad \forall \delta I(\lambda) \neq 0 \\ \delta X_2 &= \int \delta I(\lambda) \cdot S_2(\lambda) \cdot d\lambda \neq 0\end{aligned}\quad (11.316)$$

D.h. die beiden Funktionen  $S_1(\lambda)$  und  $S_2(\lambda)$  müssen sich im gesamten relevanten Wellenlängenbereich ausreichend und geeignet unterscheiden. Insbesondere darf  $S_1(\lambda)$  an keiner Stelle dieses Wellenlängenbereiches verschwinden. Diese beiden Bedingungen deuten bereits an, dass die Anforderung (11.291) nicht einfach zu erfüllen ist. Und in der Tat lässt sich beweisen, dass sie nicht exakt erfüllbar ist (s. Aufgabe 9). D.h. es gibt Funktionen  $\delta I(\lambda) \neq 0$ , die nicht nur  $H$ , sondern auch  $F$  unverändert lassen.

Mit einem 2-Kanal-Farbmesssystem lässt sich also die Anforderung der Verfärbungssensitivität nicht erfüllen.

### 3-Kanal-Farbmesssysteme (-)

Bei einem 3-Kanal-Farbmesssystem ist die Farbortmenge 2-dimensional und deren Randmenge demzufolge 1-dimensional, also eine geschlossene Kurve. Die Verhältnisse wurden bereits in der Abb. 59 dargestellt. Im Anschluss an die Festlegung des Weißpunktes (Abschnitt 11.14.3) kann wieder zu der Farbkennung  $(\vec{h}; s)$  Farbkanäle übergegangen werden. Im Gegensatz zum Fall des 2-Kanal-Farbmesssystems kann jetzt der Farbton nicht mehr nur 2 Werte annehmen, sondern eine sich kontinuierlich ändernde Vielfalt von Werten, die auf eine geschlossene Kurve abgebildet sind. Eine naheliegende Parametrisierung des Farbortes ist der Winkel, den der vom Weißpunkt zum Farbort führende Strahl mit einer Bezugslinie bildet. Dieser Winkel entspricht dann der *Farbart* und die Entfernung des Farbortes vom Weißpunkt entspricht der *Buntheit* (oft auch als *Chroma* bezeichnet) oder *Brillanz* des Farbortes.

In der Natur ist das 3-Farbensehen ein typisches Merkmal der Primaten, also der großen Affen und des Menschen.

### Farbmesssysteme mit 4 und mehr Kanälen / Schlussfolgerungen (-)

Farbmesssysteme mit 4 Kanälen der spektralen Empfindlichkeit führen auf sehr verwandte Strukturen der daraus ableitbaren Informationen wie im Falle der 2- und insbesondere der 3-Kanal-Farbmesssysteme. Die Farbortmenge ist jetzt 3-dimensional und deren Rand eine 2-dimensionale Fläche. Demzufolge hat der Farbton  $\vec{h}$  nun 2 Komponenten. Diese lassen sich z.B. nach den beiden sterischen Winkelkomponenten des Strahls vom Weißpunkt durch den Farbort parametrisieren. Dann ist jeder Farbton durch seinen farbmetrischen Längen- und Breitengrad festgelegt.

Dieser Prozess ließe sich durch Hinzunahme weiterer Farbmesskanäle fortsetzen. An der generellen Struktur der daraus ableitbaren Informationen ändert sich auch dann nichts Grundsätzliches mehr. Man erhält immer

\* eine skalare **Helligkeits**information,

blau / \* eine skalare **Farbsättigungs**information und

\* eine **Farbton**information der Dimension  $N - 2$ , wenn  $N$  die Anzahl der Messkanäle ist.

Der maßgebliche Unterschied liegt insbesondere in dem Ausmaß, in dem sich die Anforderung 11.291 der Verfärbungssensitivität erfüllen lässt. Bei einem 2-Kanal-System ist diese Anforderung nicht erfüllbar. Spektral eng begrenzte Veränderungen der relativen spektralen Verteilung des Messlichtes werden nicht als Farbveränderungen erkannt, wenn diese Veränderungen in gewissen ausgezeichneten Bereichen des sichtbaren Spektrums liegen. Erst bei einem 3-Kanal-System ist es möglich, die  $S_i(\lambda)$  so zu gestalten, dass dies nicht mehr möglich ist und **jede** spektral ausreichend eng begrenzte Veränderung der relativen spektralen Verteilung des Messlichtes auch als Farbverschiebung erkannt wird.

Systeme mit mehr als 3 Kanälen ändern nichts Grundsätzliches mehr an diesem Verhalten, außer dass sie die Differenzierung der Farbtonkennzeichnung weiter verfeinern und die mögliche *Metamerie* (s. Abschnitt 11.14.1) der Farben weiter einschränken. Erst seit neuestem ist bekannt, dass auch das 4-Farbsehen in der Natur weit verbreitet ist, ja ursprünglich sogar die dominierende Realisierung im Bereich der Wirbeltiere war. Vermutlich waren alle Dinosaurier mit einem 4-Farbsehen ausgerüstet und haben diese Eigenschaft auf die heutigen Vögel vererbt. Der 4. Farbkanal ist insbesondere im UV-Bereich empfindlich. Typische Werte für das Empfindlichkeitsmaximum dieser 4 Farbkanäle sind

$$\lambda(S_{\max}) = 375 \cdot nm / 445 \cdot nm / 508 \cdot nm / 565 \cdot nm \quad (11.317)$$

Den Vögeln hilft dieses UV-Farbsehen vermutlich insbesondere bei der Beurteilung des Reifegrades von Früchten und Beeren. Gewissen Raubvögeln hilft es beim Aufspüren ihrer Beute, da viele Nager (Wühlmäuse etc.) mit ihrem Harn und Kot am Boden Duftspuren anlegen, um den schnellen Rückweg in den schützenden Bau zu markieren. Diese Duftspur ist aber auch UV-reflektierend.

#### 11.14.5 Das menschliche Farbmesssystem - die DIN-Farbkoordinaten (-)

Die Abbildungs- und Detektionseigenschaften des menschlichen Auges haben wir bereits ausführlich in den Abschnitten 11.13.4 und 11.13.5 diskutiert. An dieser Stelle beschränke ich mich daher auf eine Wiederholung der aus farbmeterischer Sicht relevanten Eigenschaften dieses hochspezialisierten Systems:

Die bereits in der Einleitung zum Kapitel 11.14 zitierten physiologischen Vergleichsexperimente von Wright und Guild zeigten unzweideutig, dass das menschliche Farbmesssystem 3 Detektionskanäle aufweist, also genau die Anzahl, die nach den im Abschnitt 11.14.4 ausgeführten Überlegungen für ein brauchbares System unbedingt benötigt wird. Die Natur hat also das Nötige getan, ohne unnötig über das Ziel hinaus zu schießen, ein beeindruckendes Beispiel für die Effektivität der Evolution. Wright und Guild waren auf Basis ihrer Vergleichsexperimente auch in der Lage,

den relativen Verlauf der spektralen Empfindlichkeit dieser 3 Messkanäle anzugeben. Diese von ihnen bereitgestellten Rohdaten wurden im Rahmen der üblichen wissenschaftlichen Auseinandersetzung abgeglichen und schließlich von den relevanten Normenausschüssen übernommen und als verbindlich festgeschrieben ([35], [36], [37]). Die in der DIN-Norm 5033 in Tabellenform festgelegte Normempfindlichkeit für das

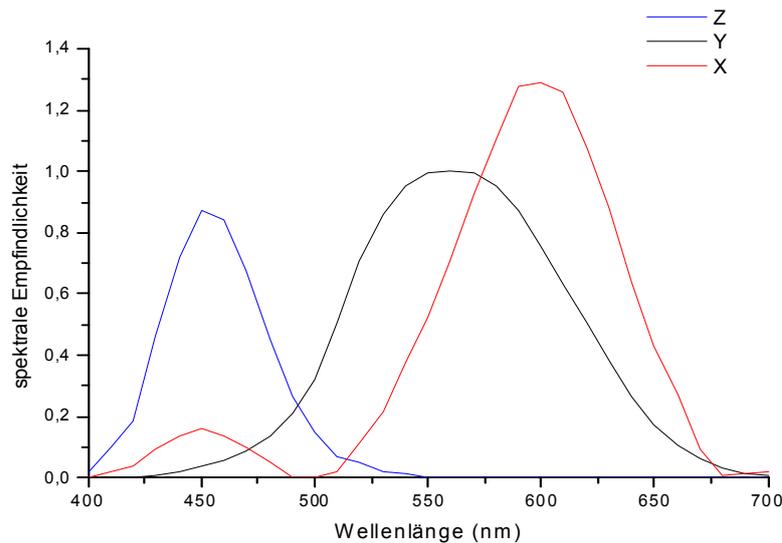


Abb. 61 Empfindlichkeitskurven X, Y, Z für das Tagessehen (gem. DIN 5032)

Tagessehen (s.u.) zeigt die Abb. 61. Die Empfindlichkeitskurve des Grünkanals  $Y(\lambda)$  ist dabei mit der auch als  $v(\lambda)$  bezeichneten Hellempfindlichkeitskurve identisch. Wie auch schon Wright und Guild feststellten, gelten diese Empfindlichkeitskurven jedoch nur für das sog. *Tagessehen*, also bei ausreichender Helligkeit der beobachteten Szene. Im Extremfall des sog. *Nachtsehens*, bei Helligkeiten also, wie sie in hellem Mondlicht auftreten, findet nahezu gar kein Farbsehen mehr statt und die nun wirksame Hellempfindlichkeit  $v'(\lambda)$  ist gegenüber der Empfindlichkeitskurve  $Y(\lambda)$  für das Tagessehen signifikant zu kürzeren Wellenlängen verschoben, s. Abb. 62. Das menschliche Auge besitzt also insgesamt 4 verschiedene Detektionskanäle, von denen 3 am Tage aktiv sind und der 4. in der Nacht. *Bei Nacht sind daher nicht nur alle Katzen, sondern überhaupt alle Objekte grau*, weil nämlich mit nur 1 Detektionskanal ein Farbsehen nicht möglich ist.

Es gilt heute als gesichertes Erkenntnis, dass die Augen einer Reihe von Säugetieren, darunter Hund und Katze, nur 2 am Tag aktive Detektionskanäle besitzen und dazu wieder einen nachtaktiven Helligkeitskanal. Sie haben insgesamt einen deutlichen geringeren relativen Anteil an Zapfen-Dektoren. Dafür ist die obere Grenzfrequenz des Helligkeits-Kanals gegenüber dem entsprechenden Wert beim Menschen

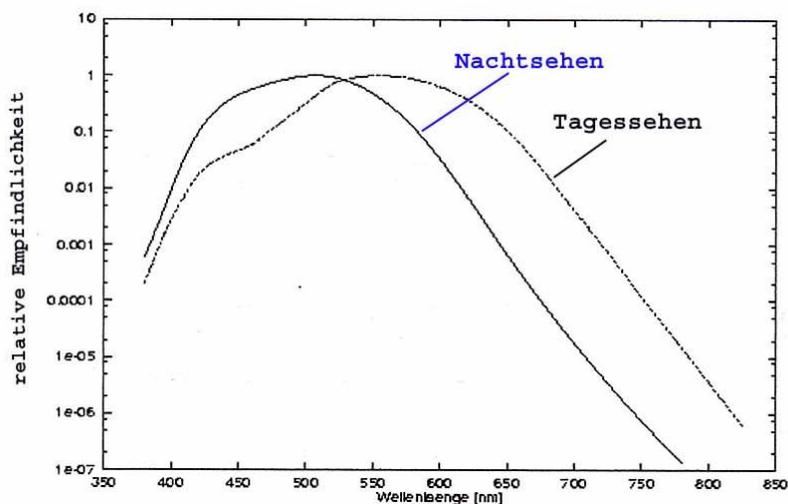


Abb. 62 Spektrale Hellempfindlichkeitskurven  $v(\lambda)$  (Tagessehen) und  $v'(\lambda)$  (Nachtsehen) des menschlichen Auges

deutlich erhöht. Dadurch können diese Tiere Bewegungen in ihrer Umgebung besonders empfindlich und mit hoher Ortsauflösung erkennen.

#### 11.14.6 Das UB $V$ -Farbmesssystem der Astronomie (-)

In der Astronomie hat sich für die Charakterisierung der Farbe, die dem von einem Stern emittierten Licht zugeordnet wird, ein eigenes Farbmesssystem durchgesetzt. Es hat ebenfalls 3 Farbmesskanäle, die als U (ultraviolet) / B (blue) / V (visual) bezeichnet werden. Die Schwerpunkts-Wellenlängen der für die Messung vorgeschriebenen Schmalbandfilter haben die Werte

$$U : \lambda_{\max} = 364 \cdot nm ; B : \lambda_{\max} = 442 \cdot nm ; V : \lambda_{\max} = 540 \cdot nm \quad (11.318)$$

Dieses System wurde von den amerikanischen Astronomen *Harold Lester Johnson* (\* 1921 in Denver/Col. (USA); † 1980 in Mexico City) und *William Wilson Morgan* (\* 1906 in Bethesda/Tenn.(USA); † 1994 in Williams Bay/Wisc (USA)) vorgeschlagen, s. [57]. Es hat sich heute weitgehend durchgesetzt. Bei seiner auf die Astronomie begrenzten Anwendung besteht der Vorteil gegenüber dem CIE-Farbmesssystem darin, dass im für die Astronomie besonders wichtigen blauen und ultravioletten Spektralbereich eine feinere Unterscheidung möglich ist.

Neben diesem System wird in der Astronomie auch noch das auf den dänischen Astronomen und theoretischen Physiker Bernd Strömgren (\* 1908 in Göteborg; † 1987 in Stockholm als em. Leiter des Nordic Institute for Theoretical Physics in Stockholm) zurückgehende, als UB $VY$ -System bezeichnete Farbmesssystem eingesetzt. Es benutzt 4 Schmalbandfilter, wobei auch die ersten 3 Filter gegenüber dem

UBV-System verschobene Schwerpunktswellenlängen haben:

$$\begin{aligned} U & : \lambda_{\max} = 350 \cdot nm ; B : \lambda_{\max} = 411 \cdot nm ; V : \lambda_{\max} = 467 \cdot nm \\ Y & : \lambda_{\max} = 547 \cdot nm \end{aligned} \quad (11.319)$$

#### 11.14.7 Der Glanz (\*)

Jedem von uns ist der Begriff einer *glänzenden Oberfläche* eine intuitiv vertraute Formulierung. Dennoch ist eine physikalisch wohldefinierte Quantifizierung dieses Begriffes, die diese visuelle Anordnung von *mehr oder weniger glänzend* korrekt wiedergibt, nicht einfach. Primäre physikalische Ursache für das Auftreten von Glanz ist die **gerichtete** Reflexion des Beobachtungslichtes an der betrachteten Oberfläche. Bei der visuellen Bestimmung des Glanzes einer Oberfläche wird bewertet, in welchem Umfang das gerichtete, also unter einem bestimmten Winkel auf die Probe fallende Beleuchtungslicht von dieser spekulär reflektiert wird. Zum Glanzeindruck trägt nur dasjenige Licht bei, das sich in einem gewissen engen Kegel um diese mittlere Ausbreitungsrichtung ausbreitet. Damit ein Glanzeindruck entsteht, müssen also 3 Bedingungen erfüllt sein:

- gerichtetes Beleuchtungslicht,
- ein ausreichend hoher Brechungsindex der beleuchteten Probe und
- eine spekulär reflektierende, also ausreichend glatte Oberfläche.

Entsprechend müssen bei der Festlegung einer objektiven Glanzmessung folgende Parameter festgelegt werden:

1. der Winkel zwischen der Beleuchtungsrichtung und der Probennormalen;
2. der Öffnungswinkel der Beleuchtungsoptik;
3. der Öffnungswinkel der Detektionsoptik.

In den einschlägigen Normen der quantitativen Glanzmessung ([38]) sind, angepasst für die jeweiligen typischen Anwendungen, verschiedene geometrische Bedingungen festgelegt worden.

(XXX: Der diese Normen interpretierende Text ist noch nicht verfügbar.)

Die spektralen Bedingungen sind bei der Glanzmessung von untergeordneter Bedeutung, da diese nur über die Dispersion  $n = n(\lambda)$  der reflektierenden Schicht und den daraus resultierenden Einfluss der spektralen Verteilung des Messlichtes auf den Reflexionsfaktor (s. z.B. Gl. 11.41) in die Messung eingehen.

Daher ist auch das von einem beliebigen Objekt reflektierte Licht in 1. Näherung **grau**, was seinerseits die Erklärung dafür ist, dass passiv remittierende farbige

Objekte, z.B. photographische Farbreproduktionen, brillantere (s. Abschnitt 11.14.3) Farben ergeben, wenn sie mit einer glänzenden Oberfläche hergestellt werden und so dann im gerichteten Licht betrachtet werden: Bei einer matten Oberfläche ist nämlich der spekulär von der Oberfläche reflektierte Lichtanteil in der vom Auge aufgenommenen Farbinformation mit enthalten. Er entspricht aber einem Grauanteil. Bei einer glänzenden Oberfläche betrachtet man jedoch das Farbphoto intuitiv immer außerhalb des Winkels für die spekuläre Reflexion des gerichteten Beleuchtungslichtes, und dessen gerichtet reflektierter Anteil gelangt nicht in das Auge.

Die Oberfläche eines realen Objektes ist genau dann hochglänzend, wenn jedes herausgegriffene makroskopische Oberflächenelement (von z.B. einigen  $mm^2$ ) bis hin zu Abmessungen im sub-Lichtwellenlängenbereich nahezu ideal plan ist. Die technische Realisierung dieser Bedingung gelingt primär durch eine Nachbehandlung der Oberfläche des technischen Objektes, sei es durch eine mechanische Nachbehandlung (Feinschleifen, Polieren), sei es durch Auftragen einer transparenten Beschichtung, deren Brechungsindex sich möglichst wenig von dem des beschichteten Objektes unterscheidet. Diese Beschichtung ist direkt nach dem Auftragen noch (zäh-) flüssig, so dass sich geringfügige Unebenheiten der Oberfläche noch ausgleichen können. Ist also die Dicke dieser Beschichtung größer als die mittlere Rauhtiefe der darunter liegenden Oberfläche, werden diese Restunebenheiten völlig zugedeckt. Wenn nun dieses Beschichtungsmaterial nach dem Auftragen ausreichend schnell aushärtet, kann es nur wenig an dem Objekt herunterlaufen und es entsteht eine dauerhaft hochglänzende Oberfläche. Ggf. kann es erforderlich sein, die erforderliche Gesamtschichtdicke in mehreren, aufeinander folgenden Arbeitsschritten mit jeweils dazwischen geschalteten Trocknungsschritten, aufzutragen. Materialien mit diesem Paket von Eigenschaften bezeichnet man als *Lacke* ( von *laksha* (sanskrit), hunderttausend). Das soeben geschilderte optische Verhalten wird als *hochglänzend* bezeichnet.

Die handwerkliche Technik, dekorative Gegenstände, Möbel und Gemälde auf diese Weise mit einer hochglänzenden Oberfläche zu versehen, wurde als erstes in verschiedenen asiatischen Ländern entwickelt. Als Lack diente und dient bis heute bei dieser Technik ein Harz, das aus den Sekreten gewonnen wird, die eine bestimmte Blattlausart auf den Ästen der von ihr befallenen Bäume und Sträucher ablegt. Dieses Rohharz wird durch einfaches Erhitzen der "geernteten" Baum-Äste gewonnen. Als besonders geeignet und daher wertvoll wird das Sekret angesehen, das die sog. Lackschildlaus an den in Indien und Indochina beheimateten Malalar-Lackbäumen erzeugt. Als erstes werden die für die Lackierung vorgesehenen Flächen glattgeschliffen und sodann mit einer Grundierungsfarbe angestrichen, vorzugsweise tiefschwarz. Die gewünschten Bildmotive werden teilweise mit Pigmentfarben auf die derart vorbehandelte Oberfläche aufgemalt, teilweise in mosaik-ähnlicher Technik als Bruchstücke von Hühnereischalen aufgeklebt. Danach wird die gesamte Oberfläche des Objektes mit dem Lack überstrichen. Wegen der vergleichsweise niedrigen Viskosität dieses Lackes müssen i.a. eine Vielzahl von Lackschichten hintereinander aufgebracht werden, bis alle Unebenheiten insbesondere im Bereich der Bild-Motive

bedeckt sind. Betrachtet man nun diese Bilder in einem gerichteten Beleuchtungslicht,



Abb. 63 Nach traditioneller Art gemalte und lackierte Wandgemälde:  
Frühling; Winter (aus den 4 Jahreszeiten)  
Hersteller Fa. Tay Son, Ho-Chi-Minh-City, Vietnam  
(Fotograph: Marcello Lé Van Nhüông, Biscarrosse 2010)

z.B. in direktem Sonnenlicht, und außerhalb des Reflexionswinkels, so zeigen diese Bilder eine Signaldynamik (s. Abschnitt 11.10.6), die von keiner Bildwiedergabetechnik erreicht wird, die mit diffus remittierenden Unterlagen und darüber liegenden streuungsarmen Farbschichten arbeitet, also auch nicht mit einem professionellen offset-Druckerzeugnis. Auch aus diesem physikalisch-technischen Grund sind die so entstehenden Kunstwerke von einer ganz besonderen, ergreifenden Schönheit, die aus dem gerade erläuterten Grund von der Abb. 63 leider nur als Andeutung wiedergegeben werden kann. Diese Technik hat sich in mehreren asiatischen Ländern bis heute in darauf spezialisierten Handwerksbetrieben erhalten. Sie ist mit einem sehr hohen manuellen Zeitaufwand verbunden.

#### 11.14.8 Der Farbabstand (\*)

Ein wichtiges Detailproblem der Farbmeterik ist die Definition eines *Abstands zwischen 2 Farborten*. Es gilt also, wie in der mathematischen Theorie der metrischen Räume

üblich (vgl. Abschnitt 7.4.5 bzw. [15] in Heft 7 (Quantenmechanik)), den Raum der  $(X; Y; Z)$ -Farborte zu einem metrischen Raum zu erweitern, indem je 2 Farborten  $(X_1; Y_1; Z_1)$  und  $(X_2; Y_2; Z_2)$  eindeutig eine positive reelle Zahl  $d_{1,2}$  zugeordnet wird und zwar in einer Weise, die mit der menschlichen Wahrnehmung verträglich ist. D.h. die beiden Abstände  $d_{1,2}$  und  $d_{3,4}$  sollen genau dann gleich sein, wenn auch die menschliche Wahrnehmung die beiden Farbortpaare (1,2) und (3,4) als *gleich stark unterschiedlich* bewertet. Diese Abstandsdefinition ist von enormer technischer und wirtschaftlicher Bedeutung. Denn jede Spezifikation bei der Herstellung eines Produktes benötigt nicht nur einen Sollwert des Farbortes, sondern auch eine Toleranzangabe, also eine Zahl für den maximal zulässigen Abstand des realen Farbortes z.B. eines jeden einzelnen Produkt-Exemplars von dem vereinbarten Sollwert.

Wie der Leser durch einen Blick auf eine einigermaßen farbgetreue Wiedergabe der CIE-Normfarbtafel selbst feststellen kann, s. Abb. 64 (aus [33]), erfüllen die

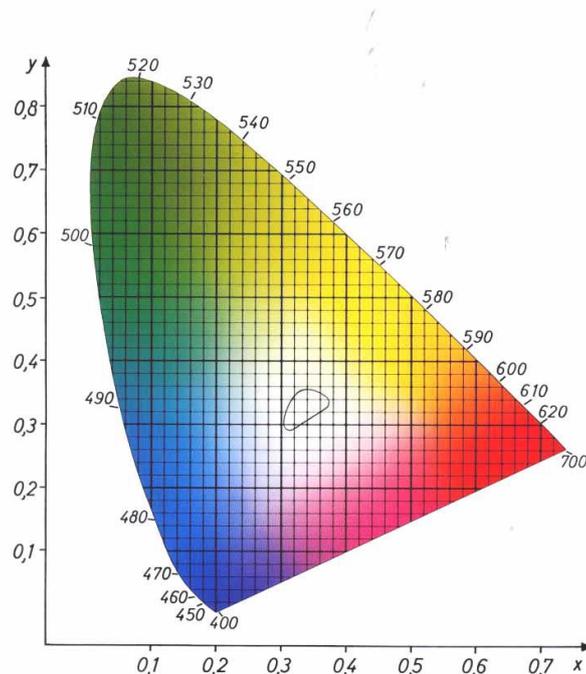


Abb. 64 CIE-Normfarbtafel

$(X, Y, Z)$ -Farbkoordinaten zusammen mit der euklidischen Abstandsdefinition

$$d_{1,2} = \sqrt{(X_1 - X_2)^2 + (Y_1 - Y_2)^2 + (Z_1 - Z_2)^2} \quad (11.320)$$

diese Bedingung offensichtlich **nicht**: Im Bereich der blauen und purpurnen Farben ändert sich die visuelle Wahrnehmung besonders schnell mit den  $(x, y)$ -Koordinaten, im Bereich der grünen Farben dagegen besonders langsam. Es wird also entweder eine modifizierte Abstandsdefinition benötigt oder eine Transformation der primären

Messwerte  $(X_i; Y_i; Z_i)$  in neue Koordinaten  $(\alpha; \beta; \gamma)$  dergestalt, dass in diesem transformierten Raum der euklidische Abstand

$$d_{1,2} = \sqrt{(\alpha_1 - \alpha_2)^2 + (\beta_1 - \beta_2)^2 + (\gamma_1 - \gamma_2)^2} \quad (11.321)$$

mit der visuellen Wahrnehmung verträglich ist. Bei der Entscheidungsfindung war man insbesondere darauf bedacht, eine relativ einfache Beziehung auszuwählen, da sie in der täglichen Industriellen Praxis angewandt werden sollte, und zwar zu einer Zeit, in der noch nicht der PC in nahezu jeden technisch orientierten Arbeitsplatz integriert worden war. Die technische Entwicklung ist den 2. Weg gegangen, der mit der Definition der sog.  $(L^*, a^*, b^*)$ -Farbkoordinaten auch Eingang in die einschlägigen Normen gefunden hat ([39])<sup>¶</sup>:

$$\begin{aligned} L^* &= 116 \cdot \left( \frac{Y}{Y_n} \right)^{1/3} - 16 \\ a^* &= 500 \cdot \left[ \left( \frac{X}{X_n} \right)^{1/3} - \left( \frac{Y}{Y_n} \right)^{1/3} \right] \\ b^* &= 200 \cdot \left[ \left( \frac{Y}{Y_n} \right)^{1/3} - \left( \frac{Z}{Z_n} \right)^{1/3} \right] \end{aligned} \quad (11.322)$$

$(X, Y, Z)$  sind die DIN-Farbkoordinaten des Objektes und  $(X_n, Y_n, Z_n)$  die DIN-Farbkoordinaten des zu Grunde gelegten Beleuchtungslichtes. In dem neuen Farbsystem ist  $L$  weiterhin eine Helligkeitskennzahl und  $a^*$  und  $b^*$  sind Farbkennzahlen, die weiterhin die Anforderung der Helligkeitsinvarianz erfüllen, aber jetzt eine andere farbliche Bedeutung haben.  $a^*$  wird als die *Rot/Grün-Achse*,  $b^*$  als die *Gelb/Blau-Achse* bezeichnet. Der Abstand 2-er Farborte in diesem  $(L, a^*, b^*)$ -Farbmesssystem ist einfach

$$d_{1,2} = \sqrt{(L_1^* - L_2^*)^2 + (a_1^* - a_2^*)^2 + (b_1^* - b_2^*)^2} \quad (11.323)$$

(XXX: Der die visuelle Wahrnehmungsgrenze in diesem Farbortsystem beschreibende Text ist noch nicht verfügbar.)

Es ist heute allgemein bekannt, dass auch diese Abstandsdefinition der (mittleren) visuellen Wahrnehmung nicht in vollem Umfang und nicht bei allen Farben in gleichem Maße entspricht. Aber in Ermangelung eines allgemein akzeptierten besseren Systems hat sich dieses Farbmesssystem dennoch weltweit durchgesetzt und wird heute allgemein für die Vereinbarung von Abnahmebedingungen technischer Produkte benutzt.

---

<sup>¶</sup>Für sehr kleine Werte der Quotienten  $X/X_n$ ,  $Y/Y_n$  oder  $Z/Z_n$  gelten etwas modifizierte Formeln.

### 11.14.9 Die Theorie deckender Anstriche (\*)

Im folgenden werden wir uns mit der Frage befassen, wie genau die wellenlängenabhängige Rückstreuung des Beleuchtungslichtes durch die farbigen Objekte zustande kommt, und wie dieses Verhalten bei technischen Produkten gezielt beeinflusst und vorausberechnet werden kann.

Bei den meisten farbigen Objekten kommt das von ihnen rückgestreute Licht überwiegend nicht direkt von der Objektoberfläche, sondern aus einer auf die Oberfläche folgenden Schicht endlicher Dicke<sup>||</sup>. Der visuell beobachtbare Effekt der Färbung kommt also durch das Zusammenwirken streuender und absorbierender Effekte in diesen oberflächennahen Bereichen des Objektes zustande. Erst die korrekte Berücksichtigung beider Effekte ermöglicht es, den Remissionsfaktor des gefärbten Objektes zu berechnen. Wir betrachten den Fall, dass die streuenden und die absorbierenden Elemente räumlich durchmischt sind. Dann muss das 3-dimensionale Problem der aufeinander folgenden Absorptions- und Streuprozesse (sowie der Reflexionen an eventuell vorhandenen makroskopischen Grenzflächen) unter Berücksichtigung der geometrischen Verhältnisse der Beleuchtung und der Strahlungsdetektion gelöst werden. Überraschenderweise lässt sich die überwiegende Zahl der real auftretenden Konfigurationen mit einem extrem vereinfachten Modell in völlig ausreichender Genauigkeit berechnen. Dieses Modell wurde bereits 1931 von *Paul Kubelka* (\* 1900 in Kladno/Böhmen (damals Österreich/Ungarn))(XXX: präzisieren) und *Franz Munk* (\* 1900 in Teplitz-Schönau (Erzgebirge); † 1964 in Goslar) veröffentlicht ([41]). Es benutzt folgende Näherungen:

1. Interferenzeffekte zwischen den unterschiedlichen Strahlungsanteilen werden vernachlässigt.
2. Das 3-dimensionale Problem wird auf ein 1-dimensionales reduziert, indem nur noch von einem in Richtung des Proben**inneren** laufenden Strahlungsstrom  $I_+$  einerseits und andererseits einem in Richtung der Proben**oberfläche** laufenden Strahlungsstrom  $I_-$  gesprochen wird, s. Abb. 65.

Dann gilt einfach

$$\frac{dI_+}{dx} = -(s + k) \cdot I_+ + s \cdot I_- \quad (11.324)$$

$$\frac{dI_-}{dx} = s \cdot I_+ - (s + k) \cdot I_- \quad (11.325)$$

$$s = s(\lambda) : \text{effektiver Streukoeffizient der Probenschicht}$$

$$k = k(\lambda) : \text{effektiver Absorptionskoeffizient der Probenschicht}$$

---

<sup>||</sup>Eine wichtige Klasse von Objekten mit stark selektiver Rückstreuung oder Reflexion nutzt hierfür in geschickter Weise Interferenzeffekte aus. Das wohl bekannteste Beispiel hierfür sind die schillernd bunten Schmetterlingsflügel ([53])

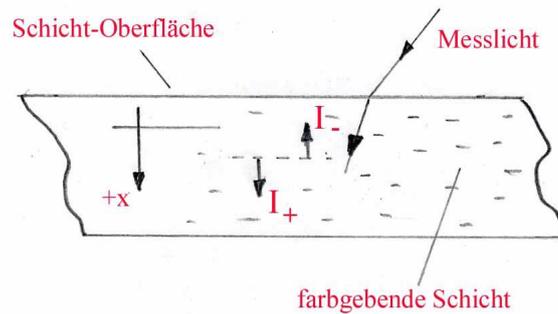


Abb. 65 1-dimensionale Näherung der Absorption und Streuung von Licht in einer dicken Probenschicht

Durch die Materialparameter  $s$  und  $k$  wird also das über die verschiedenen Richtungen, die das Licht in der Probe nimmt, gemittelte Streu- bzw. Absorptionsverhalten beschrieben. Daher hängen sie etwas von der gewählten Geometrie des Beleuchtungslichtes und des Empfangskanals ab. In der hier gewählten Definition haben sie die Dimension  $Länge^{-1}$ .

Das Differenzialgleichungssystem 11.324 / 11.325 für die Variablen  $I_+(x)$  und  $I_-(x)$  ist analytisch lösbar ([42], [43]). Als Vorbereitung hierauf multiplizieren wir die Gl. 11.324 mit  $I_+$  und die Gl. 11.325 mit  $I_-$  und addieren die beiden daraus resultierenden Gleichungen. Außerdem führen wir die Variable  $r$  und die Abkürzungen  $a$  und  $b$  ein:

$$r = \frac{I_-}{I_+}; a = \frac{s+k}{s}; b = \sqrt{a^2 - 1} \quad (11.326)$$

Dann reduziert sich die Anzahl der unabhängigen Variablen auf 1 und wir erhalten die Gl.

$$\begin{aligned} \frac{1}{s} \cdot \frac{dr}{dx} &= r^2 - 2 \cdot a \cdot r + 1 \Rightarrow \\ \frac{dr}{(r^2 - 2 \cdot a \cdot r + 1)} &= s \cdot dx \end{aligned} \quad (11.327)$$

Beide Seiten dieser Gl. sind analytisch integrierbar. Das Ergebnis lautet

$$\frac{1}{b} \cdot \left\{ \left[ \coth \left( \frac{a-r}{b} \right) \right]^{-1} - \left[ \coth \left( \frac{a-r_0}{b} \right) \right]^{-1} \right\} = s \cdot (x - x_0) \quad (11.328)$$

Aus dieser Lösung lassen sich durch Vorgabe unterschiedlicher Werte für die noch freien Parameter (z.B.)  $(x, x_0, r_0)$  eine Fülle von Gleichungen ableiten, mit deren Hilfe Fragestellungen der täglichen Praxis in der Farbgebung beantwortet werden

können (s. wieder [43]). Alle diese Gleichungen beziehen sich zunächst auf eine bestimmte Wellenlänge. Bei jeder konkreten farbmetrischen Berechnung muss daher die entsprechende Auswertung für jede interessierende Wellenlänge durchgeführt werden. Aus deren Ergebnissen können dann z.B. die Farbkoordinaten der betrachteten Probe berechnet werden (z.B. als  $X, Y, Z$ -Werte des DIN-Systems).

Als erstes Beispiel möchte ich den Zusammenhang zwischen  $s$  und  $k$  einerseits und dem Remissionsfaktor  $R_\infty$  einer unendlich dicken Schicht andererseits diskutieren. *Unendlich dick*, also *deckend* im Sinne dieser Theorie ist eine Schicht genau dann, wenn die Remission des Gesamtobjektes bereits durch diese Schicht alleine bestimmt ist, die optischen Eigenschaften der sich daran anschließenden Schicht also keinen Einfluss mehr auf diese Remission haben. Es gilt (s. wieder [43])

$$R_\infty = 1 + \frac{k}{s} - \sqrt{2 \cdot \frac{k}{s}} \cdot \sqrt{\left(1 + \frac{k}{2 \cdot s}\right)} \quad (11.329)$$

$$= 1 - \frac{1 + \frac{2 \cdot s}{k} + \frac{k}{4 \cdot s}}{\sqrt{1 + \frac{2 \cdot s}{k}}} < 1 \quad (11.330)$$

Messtechnisch wichtiger als diese Gl. 11.329 ist deren Umkehrung, also die explizite Form der Beziehung  $\frac{k}{s} = f(R_\infty)$ . Sie lautet

$$\frac{k}{s} = \frac{(R_\infty - 1)^2}{2 \cdot R_\infty} \quad (11.331)$$

Wenn also von dem zu untersuchenden Material eine Probe vorliegt, die in akzeptabler Näherung als *unendlich dick* im Sinne von *deckend* angesehen werden darf, lässt sich aus dem Messwert seines Remissionsfaktors unmittelbar die Kenngröße  $\frac{k}{s}$  gem der Gl. 11.331 berechnen.

Insbesondere ist festzuhalten, dass nicht  $k$  selbst, sondern  $\frac{k}{s}$  die  $R_\infty$  bestimmende Größe ist. Die Größe  $s$  für sich genommen bestimmt insbesondere die geometrische Mindest-Schichtdicke, die für einen deckenden Anstrich erforderlich ist. Beim Anmischen einer Paste für einen *deckenden Anstrich*, sei es beim Streichen einer Hauswand oder beim Malen eines Ölbildes, wird der ausreichend stark streuenden Ausgangspaste ein Farbstoff (oder mehrere) beigemischt, um den gewünschten Farbeindruck zu erhalten. Dieser Farbstoff trägt i.a. wenig zum Streukoeffizienten bei, bestimmt aber überwiegend den Absorptionskoeffizienten  $k$  des gesamten Anstrichs. Interessieren wir uns daher für die Abhängigkeit des Remissionsfaktors des fertigen Anstrichs von der Konzentration des Farbstoffs in der Farbpaste, so können wir hierzu unmittelbar die Funktion  $R_\infty = f\left(\frac{k}{s}\right)$  betrachten und  $s$  als annähernd unabhängig von der Farbstoffkonzentration ansehen. Diese Funktion ist in den folgenden Abb. wiedergegeben und zwar sowohl in linearer wie auch in logarithmischer Darstellung (Abb. 66). Offensichtlich ist weder  $R_\infty$  noch  $\log(R_\infty)$  linear von  $k/s$  (und damit von  $k$ ) abhängig. Ein Analogon zum Lambert-Beer-Gesetz (Abschnitt 11.2.2) existiert also **nicht!**

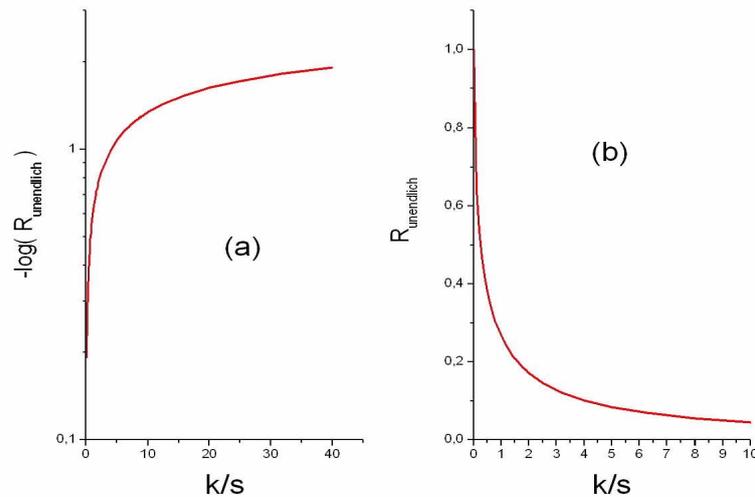


Abb. 66  $R_{\infty} = f(k/s)$  einer deckenden Schicht  
 (a) in linearer Darstellung  
 (b) in halblogarithmischer Darstellung

Die Gl. 11.329 zeigt auch, dass eine *brillante* (s. Abschnitt 11.14.3) Färbung des Anstrichs einer *wohl abgestimmten* Zugabe des Farbstoffs bedarf. Brillant ist der Farbeindruck einer remittierenden Probe ja nur dann, wenn der im reflektierten Licht *erwünschte* Spektralbereich, in dem der Farbstoff also wenig absorbiert, nahezu **vollständig** remittiert wird, und wenn gleichzeitig der unerwünschte Spektralbereich, in dem der Farbstoff stark absorbiert, nahezu **gar nicht** remittiert wird. Ist die erstgenannte Bedingung nur schlecht erfüllt, wirkt der Anstrich *dunkel* bzw. *verschmutzt*; ist die zweite Bedingung nur unzureichend erfüllt, so wirkt der Anstrich *blass* bzw. *vergraut*. Aus dem Verlauf der spektralen Absorption eines typischen Farbstoffs, s. Abb. 67, in Verbindung mit der Abb. 66 erkennen wir, dass eine gute Farbbrillanz nur in einem engen Bereich der zugegebenen Farbstoffkonzentration erreicht wird. Zur Verdeutlichung dieses Effektes ist in der Abb. 68 die spektrale Remission  $R_{\infty}$  für verschiedene Farbstoffkonzentrationen wiedergegeben. Bei sehr geringen Farbstoffkonzentrationen ( $\frac{k}{s} = 0,02$ ) ist der Farbeindruck noch nicht vergraut ( $R > 0,8$ ); die Färbung ist aber sehr blass ( $\frac{R(\lambda=460\cdot nm)}{R(\lambda=620\cdot nm)} = 1,24$ ). Ab einem Wert  $\frac{k}{s} = 0,2$  setzt dann bereits eine signifikante Vergrauung ein ( $R(460\cdot nm) < 0,8$ ), die Färbung selbst ist jedoch bereits kräftig ( $\frac{R(460\cdot nm)}{R(620\cdot nm)} = 1,91$ ). Noch stärkere Farbstoffkonzentrationen erhöhten primär nur noch die Vergrauung.

Die Gl. 11.329 bildet die Basis der technischen *Farbrezepturberechnung*, bei der wie folgt vorgegangen wird:

1. Messung der spektralen Remission der Referenzprobe, deren Farbeindruck nachgestellt

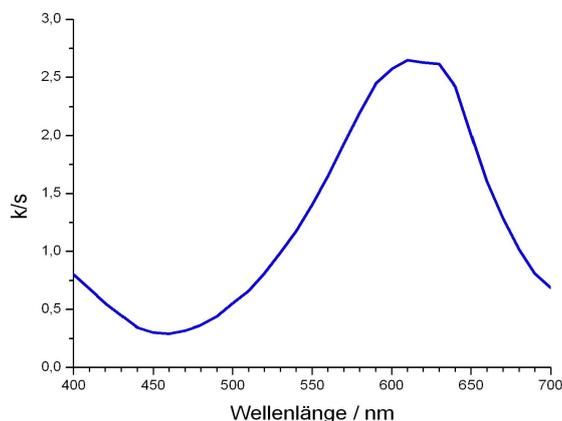


Abb. 67  $k/s$ -Werte eines kommerziellen Blau-Farbstoffs

werden soll;

2. Herstellung von Modellanstrichen der in Frage kommenden Rezepturbestandteile und Messung ihrer spektralen Remission; hieraus lassen sich dann die wellenlängenabhängigen  $k$ - und  $s$ -Werte dieser potentiellen Rezepturbestandteile bestimmen. Da hierfür (für jede Wellenlänge) 2 voneinander unabhängige Messwerte benötigt werden, werden diese Modellanstriche z.B. in 2 verschiedenen, geeignet ausgewählten Messgeometrien und/oder Konzentrationen vermessen, z.B. in Remission und in Transmission bei jeweils aus messtechnischer Sicht optimaler Konzentration. Eine andere Möglichkeit ist die Vermessung eines Anstrichs ausreichend niedriger Gesamtabsorption und -streuung ausschließlich in Remission, aber einmal mit einer mattschwarzen Probe und danach mit einer ideal weißen Probe als Unterlage, vgl. Aufgabe 12.
3. Für den nun folgenden Schritt wird vorausgesetzt, dass bei einer Mischung von Farbstoffen sich deren  $k$ - und  $s$ -Werte jeweils additiv überlagern. Über ein Programm der nichtlinearen Optimierung (XXX: Bezug nennen) wird sodann eine geeignete und nicht unnötig umfangreiche Auswahl an Farbstoffen aus dem Reservoir der verfügbaren Farbstoffe getroffen\*\* und deren jeweilige Konzentrationen berechnet, die zu einem Anstrich führen, dessen  $(L, a^*, b^*)$ -Farbkoordinaten bei der gewünschten Beleuchtungsart gut mit denen der Referenzprobe übereinstimmen. Überdies kann versucht werden, auch den spektralen Verlauf der Remission als ganzes an den der Referenzprobe anzunähern, um auch die Metamerie an die der Referenzprobe anzugleichen.

---

\*\*In der industriellen Praxis ist auch der Kaufpreis der einzelnen Farbstoffe ein wichtiges Entscheidungskriterium.

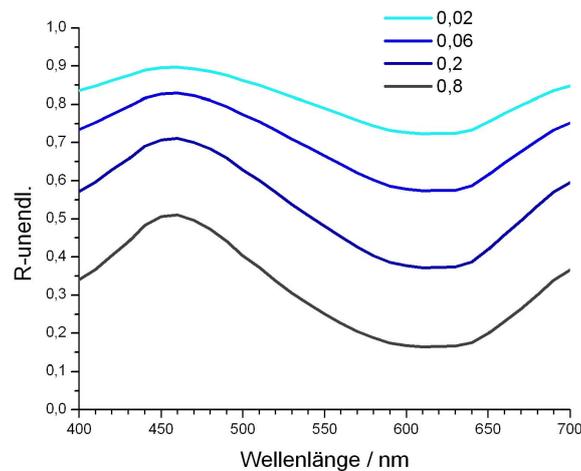


Abb. 68 Spektrale Remission einer mit einem Blaufarbstoff gefärbten deckenden Schicht; Konzentrationsreihe entsprechend den  $k/s$ -Werten 0,02 / 0,06 / 0,2 / 0,8 .

Diese Vorgehensweise ist etwa seit 1970 Stand der Technik und wird weltweit in dieser Form angewandt, natürlich modifiziert und verfeinert für die jeweiligen spezifischen Anwendungen wie die Färbung von Textilien, von Naturprodukten wie Leder oder die Herstellung von sog. *master batches* zur Massefärbung von Kunststoff-Spritzgussteilen. Bei letzteren handelt es sich um Kunststoffgranulate, denen in definierter Überdosis die für das Endprodukt errechnete Farbstoffrezeptur beigemischt wurde. Bei der Herstellung des Endproduktes im Spritzgussverfahren ist dann keine Dispergierung der Farbstoffmischung in der Kunststoffschmelze mehr erforderlich, sondern es muss nur noch dieser master batch im korrekten Verhältnis zum farbstofffreien Kunststoffgranulat zudosiert werden.

Ich möchte nun auf die **Transmission** einer **stark streuenden** Probe eingehen. Die zugehörige Gl. kann wieder aus der Gl. 11.328 hergeleitet werden (s. wieder [43]):

$$T = \frac{b}{a \cdot \sinh(b \cdot s \cdot d) + b \cdot \cosh(b \cdot s \cdot d)} \quad (11.332)$$

Zur Bedeutung der Parameter  $a$  und  $b$  s. wieder Gl. 11.326;  $d$  ist die Dicke der betrachteten Schicht. Auch diese Gl. zeigt uns, dass i.a. weder die Transmission  $T$  selbst noch deren Logarithmus durch eine lineare Funktion von  $k$  und/oder  $s$  angenähert werden können. Auch für die Transmission einer derartigen Probe kann also die Existenz eines Analogons zum Lambert-Beer-Gesetz (Abschnitt 11.2.2) nicht a priori vorausgesetzt werden.

Wir konzentrieren unsere Aufmerksamkeit zunächst auf den Fall starker Ab-

sorption

$$\frac{k}{s} \gg 1 \Rightarrow b \approx a \approx \frac{k}{s} \quad (11.333)$$

Mit dieser Näherung wird die Gl. 11.332 zu

$$\begin{aligned} T &\approx \frac{1}{\sinh(b \cdot s \cdot d) + \cosh(b \cdot s \cdot d)} \\ &= \cosh(b \cdot s \cdot d) - \sinh(b \cdot s \cdot d) \\ &\approx \cosh(a \cdot s \cdot d) - \sinh(a \cdot s \cdot d) \end{aligned} \quad (11.334)$$

Für diesen Fall berechnen wir nun die Abhängigkeit der Transmission von dem Absorptionskoeffizienten  $k$ :

$$\begin{aligned} \frac{\partial T(s, k, d)}{\partial k} &= \frac{\partial T(a, d)}{\partial a} \cdot \frac{\partial a(s, k)}{\partial k} = \{\sinh(a \cdot s \cdot d) - \cosh(a \cdot s \cdot d)\} \cdot \frac{1}{s} \\ &= -\frac{T}{s} \Rightarrow \end{aligned} \quad (11.335)$$

$$\frac{dT}{T} = -\frac{1}{s} \cdot dk \text{ für } s = \text{const.} \Rightarrow \quad (11.336)$$

$$-\log \frac{T}{T_0} = \Delta D = \frac{\log e}{s} \cdot \Delta k \quad (11.337)$$

In der Näherung **hoher Absorption** (bezogen auf die Streuung) stellt sich also wieder ein linearer Zusammenhang zwischen der Transmissionsdichte und dem Absorptionskoeffizienten  $k$  ein. Die Steigung dieser Funktion  $D = D(k)$  ist proportional zu dem Kehrwert des (bei dieser Betrachtung als konstant angenommenen) Streukoeffizienten  $s$ .

Dieser grundsätzliche Unterschied im Verhalten der Remission und der Transmission von streuenden und stark absorbierenden Schichten kann bei einer Reihe messtechnischer Aufgabenstellungen ausgenutzt werden, s. Abschnitt 11.15.9.

Wir bestimmen nun ein quantitatives Kriterium zur Beantwortung der Frage, wann eine Schicht *deckend* im Sinne der Kubelka-Munk-Theorie ist. Die allgemeine Lösung 11.328 der DGL 11.327 liefert uns auch das Handwerkzeug, um die Remission einer Probe endlicher Schichtdicke zu berechnen, die auf einer weiteren Probe, der Unterlage liegt. Diese habe die Remission  $R_u$ . Das Ergebnis lautet (s. wieder [43])

$$R = \frac{1 - R_u \cdot (a - b \cdot \coth(b \cdot s \cdot d))}{a + b \cdot \coth(b \cdot s \cdot d) - R_u} \quad (11.338)$$

Wir treffen nun die Vereinbarung

$R_0$  : Remission der Probe mit einer schwarzen Schicht als Unterlage

$R_1$  : Remission der Probe mit einer weißen Schicht als Unterlage

Dann ist es naheliegend, die nachfolgende Bedingung als eine Definition für den Begriff *deckend* anzusehen:

**Definition 193** Eine sowohl absorbierende ( $k > 0$ ) als auch streuende ( $s > 0$ ) Schicht bezeichnen wir genau dann als deckend, wenn gilt

$$\Delta = \frac{(R_1 - R_0)}{R_0} \ll 1 \quad (11.339)$$

Diese Kenngröße  $\Delta$  ist eine wohl definierte Funktion  $\Delta(k, s, d)$  der Materialparameter  $k$  und  $s$  sowie der Schichtdicke  $d$ , die sich aber nicht als einfach interpretierbare Funktion darstellen lässt.

Wir diskutieren nun noch den Fall von **sehr schwach absorbierenden** Proben. Bei sehr niedrigen Werten von  $k$ , genauer bei

$$k \cdot d \ll 1 \quad (11.340)$$

ist die Gl. 11.328 alleine für die Berechnung der Remission oder Transmission einer Schicht noch nicht brauchbar, denn sie berücksichtigt noch nicht die (Mehrfach-)Reflexionen an der oberen und unteren Grenzfläche der Schicht. In diesem Fall gilt (s. Abb. 69)

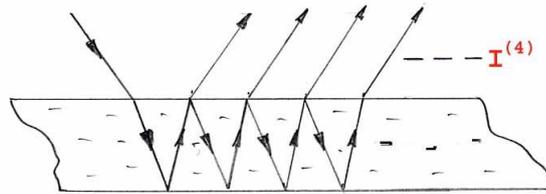


Abb. 69 Beitrag von Mehrfachreflexionen zur Remission einer schwach absorbierenden Schicht

$$I^{(1)} = I^{(0)} \cdot (1 - k \cdot d) \cdot (1 - r)^2 \quad (11.341)$$

$$I^{(2)} = I^{(0)} \cdot (1 - k \cdot d)^3 \cdot r^2 \cdot (1 - r)^2 \Rightarrow \quad (11.342)$$

$$I = I^{(0)} \cdot (1 - r)^2 \cdot (1 - k \cdot d) \cdot \sum_{i=1}^{\infty} (1 - k \cdot d)^{2 \cdot i} \cdot r^{2 \cdot i} \quad (11.343)$$

$$= \frac{I^{(0)} \cdot (1 - r)^2 \cdot (1 - k \cdot d)}{1 - (1 - k \cdot d)^2 \cdot r^2} \quad (11.344)$$

$r$  : effektiver Reflexionsfaktor der Grenzfläche Probe/Luft

$d$  : Probendicke

Für das weitere ist nun wichtig, **wie** wir die Transmission der Probe definieren, d.h. auf welchen Wert wir den aktuellen Messwert  $I$  beziehen. Beziehen wir  $I$  auf den Wert, der **ganz ohne** Probe gemessen wird, so erhalten wir

$$T^* = \frac{I}{I(0)} = \frac{(1-r)^2 \cdot (1-k \cdot d)}{1 - (1-k \cdot d)^2 \cdot r^2} \quad (11.345)$$

Beziehen wir dagegen  $I$  auf den Wert, der an einer Probe gemessen wird mit demselben Wert von  $r$ , aber mit  $k = 0$ , so folgt

$$T = \frac{I}{I(k=0)} = \frac{(1-r^2) \cdot (1-k \cdot d)}{1 - (1-k \cdot d)^2 \cdot r^2} \quad (11.346)$$

Wir wollen uns auf die Diskussion der Gl. 11.346 beschränken und entwickeln diese Gl. nach Potenzen von  $k \cdot d$ :

$$\begin{aligned} T &= (1-r^2) \cdot \frac{(1-k \cdot d)}{1-r^2+2 \cdot k \cdot d \cdot r^2-(k \cdot d)^2 \cdot r^2} \\ &= \frac{(1-k \cdot d)}{1+\frac{2 \cdot k \cdot d \cdot r^2-(k \cdot d)^2 \cdot r^2}{(1-r^2)}} \approx (1-k \cdot d) \cdot \left(1 - \frac{2 \cdot k \cdot d \cdot r^2}{(1-r^2)}\right) \\ &\approx 1 - k \cdot d - \frac{2 \cdot k \cdot d \cdot r^2}{(1-r^2)} = 1 - k \cdot d \cdot \frac{1+r^2}{1-r^2} \end{aligned} \quad (11.347)$$

In dieser Näherung wird also die Wirkung des für den einfachen Durchgang durch die Probe relevanten Absorptionskoeffizienten  $k$  um den Faktor  $\frac{1+r^2}{1-r^2}$  verstärkt. Sofern der Streukoeffizient  $s$  nicht extrem niedrig ist, ist der in diese Korrektur eingehende Reflexionsfaktor  $r$  nun aber keineswegs der für die *spekulare* Reflexion bei einem mittleren Einfallswinkel geltende Wert, sondern derjenige für **diffuses Licht**! Für Schichten mit einem Brechungsindex im Bereich 1,5 – 1,6 liegt dieser Wert etwa bei 0,7! Im Ergebnis wird also die Wirkung einer geringen, aber endlichen Absorption um den Faktor 3 oder mehr **überhöht**. Dieser Effekt schwächt sich dann ab und wird schließlich irrelevant, nämlich dann, wenn die Messstrahlung bereits nach einfachem Durchgang so stark geschwächt ist, dass die mehrfach reflektierte Strahlung keinen signifikanten Beitrag mehr leisten kann.

Mir scheint es angebracht anzumerken, dass dieser Effekt der Absorptionsanhebung durch Vielfachreflexion auch im Fall der Fluoreszenzanregung auftritt: Misst man die Intensität der innerhalb einer Schicht angeregten Fluoreszenz, so wirkt sich die Absorption dieser Schicht ggfls. deutlich stärker auf das Fluoreszenzsignal aus als dem in spekulärer Geometrie bestimmten Messwert dieser Absorption entspricht.

(XXX: Der an dieser Stelle vorgesehene Text ist noch nicht verfügbar. Er wird den Fall beschreiben, bei dem eine **ausschließlich absorbierende** Schicht über einer **ausschließlich streuenden** Schicht liegt. Ein typisches Beispiel für diese Konfiguration ist ein (konventionelles) photographisches Photobild oder auch der Ausdruck eines Farbbildes mit einem Inkjet-Drucker.)

*11.14.10 Wiedergabe von Farbbildern - Farbkorrektur (-)*

Die Wiedergabe von Farbbildern nach den heute verfügbaren Techniken von der Drucktechnik bis zur Digitalphotographie ist - wie bereits betont - ein wirtschaftlich wie auch kulturell wichtiger Teil unserer Gesellschaft geworden. Ich möchte in diesem Abschnitt versuchen, eine zumindest grobe Idee zu vermitteln von den Anforderungen, die diese Produktionstechniken erfüllen müssen, damit der Abnehmer dieser Bilder zufrieden ist, die Bilder also als mit dem Originalmotiv ausreichend übereinstimmend bewertet. Danach werde ich auf die technische Umsetzung dieser Anforderungen eingehen.

Um zu verstehen, welche Probleme bei der Wiedergabe von Farbbildern zu lösen sind, erinnere ich noch einmal an das Problem unterschiedsarbeiteter vermutlich u.a. nach der Erfahrungsregel (s. Abschnitt 11.14.3)

*Im Mittel ist die Welt grau*

Solange also das reproduzierte Farbbild die einzige, oder zumindest die weitaus hellste Strahlungsquelle ist, deren Licht das Auge des Betrachters erreicht, werden leichte bis mittlere Farbverschiebungen des Farbbildes insgesamt gar nicht wahrgenommen, sondern vom Betrachter - genauso wie eine Verschiebung der Farbtemperatur des Beleuchtungslichtes in der realen Welt - als Einfluss des Beleuchtungslichtes gedeutet und automatisch ausgeglichen. Diese Situation ist z.B. bei der Wiedergabe von Diapositiven oder Overhead-Folien gegeben, aber auch beim heimischen Fernseher oder beim Kinoprojektor<sup>††</sup>. Bei diesen technischen Produkten ist also die farblich korrekte Wiedergabe nicht besonders kritisch, auch nicht bei weißen bzw. nur schwach farbgesättigten Objekten. Solange nur die Anordnung der Farben zueinander korrekt ist und eine ausreichende Farbsättigung und -brillanz erreicht wird, wird die Farbwiedergabe als gut empfunden, eben weil eventuelle Verschiebung des Weißpunktes vom Auge des Betrachters korrigiert werden.

Bei Farbbildern, die in einer beleuchteten Umgebung betrachtet werden, ist dagegen gerade die Weiß- bzw. Grauabstimmung besonders kritisch. Diese Situation liegt i.a. bei jeder Art von Reproduktion auf passiv strahlendem Untergrund vor, also bei Druckerzeugnissen (Zeitschriften, Poster etc.) und bei photographischen Papierbildern. Bei der Betrachtung eines Papierbildes in einem hell erleuchteten Raum stimmt das Auge den Weißpunkt im wesentlichen auf Basis der Strahlung ab, die

---

<sup>††</sup>Ich empfehle dem Leser, diesen überraschenden und eindrucksvollen Effekt auf folgende Weise selbst zu erproben: Projizieren Sie in einem abgedunkelten Raum ein Diapositiv mit einem Motiv, das große Flächen einer annähernd konstanten Farbe enthält, z.B. eine Wiesenlandschaft. Sodann halten Sie vor das Objektiv des Projektors eine deutlich z.B. gelb oder blau gefärbte transparente Folie. Im 1. Moment werden Sie erkennen, daß nun das Diapositiv mit einem deutlichen Farbstich wiedergegeben wird. Dieser Eindruck verschwindet jedoch nach einer Weile weitgehend. Wenn Sie nun die Farbfolie entfernen, empfinden Sie die (nun wieder korrekte) Wiedergabe des Diapositives (temporär) als mit einem deutlichen Farbstich belegt, und zwar in der entgegengesetzten Richtung der Farbtionskala.

es von den **übrigen** Objekten dieses Raumes empfängt, während das Papierbild für diesen Prozess nur eine untergeordnete Rolle spielt. Wird nun z.B. die Farbe hellgrau, z.B. ein im Schatten liegender schneebedeckter Berghang, z.B. mit einer etwas zu hohen Absorption für grünes Licht wiedergegeben, so erscheint uns dieser Berghang deutlich purpurfarben. Einen purpurfarbenen Berghang empfinden wir aber als völlig unnatürlich und lehnen daher die Farbwiedergabe dieses Papierbildes als inakzeptabel ab. Derartige Farbverschiebungen müssen keinesfalls immer die Folge eines nicht korrekten technischen Ablaufs des Reproduktionsprozesses sein. Sie können z.B. auch aus einer von Bild zu Bild unterschiedlichen Farbtemperatur des bei der jeweiligen Bildaufzeichnung herrschenden Beleuchtungslichtes resultieren.

Am kritischsten ist die Wiedergabe von mittelgrauen Objekten, die einerseits noch hell genug sind, damit das Auge Veränderungen der Signalverhältnisse blau / grün / rot mit hoher Empfindlichkeit erkennen kann, die aber andererseits bereits dunkel genug sind, damit bereits signifikante Mengen an Gelb-, Purpur- und Blaugrün-Farbstoff benötigt werden, um diesen Grauton zu erzeugen. Dann genügt eine minimale Fehldosierung eines dieser Farbstoffe, um den Farbort signifikant aus dem Weißpunkt heraus zu verschieben, und das Objekt wird nicht mehr als *grau*, sondern als deutlich *farbig* gesehen. Eine einfache Möglichkeit, dieses Problem zu entschärfen, besteht darin, nicht 3, sondern 4 Farbstoffe für den Aufbau des Farbbildes zu verwenden, nämlich gelb, purpur, blaugrün **und** schwarz. Dann nämlich wird der Grauanteil in jedem Bildpunkt durch entsprechende Dosierung des schwarzen Farbstoffs eingestellt, und die anderen 3 Farbstoffe werden nur noch für die Einstellung der **Abweichungen** von diesem Grauanteil verwendet. Graue Bildanteile werden auf diese Weise zumindest bzgl. des Druckprozesses automatisch farblich korrekt wiedergegeben.

Diese Methode hat sich bei allen Verfahren zur Erzeugung von Farbbildern durchgesetzt, bei denen die Farbstoffe beliebig dosiert werden können, also insbesondere bei den konventionellen Druckverfahren zur Herstellung farbiger Bücher, Zeitschriften, Plakaten etc., sogar auch bereits bei den preiswerten Farbdruckern im PC-Bereich.

Die konventionelle Farbphotographie hat dagegen bis heute kein Konzept gefunden, von der 3-Farben- zur 4-Farben-Reproduktion überzugehen. Daher verlangt die Herstellung von Papierbildern als Umkehrkopie eines Farbnegativfilms eine sehr feine und präzise Farbabstimmung. Dies geschieht dadurch, dass das Beleuchtungslicht für den Kopierprozess (vgl. Abschnitt 11.13.2) in seinen Blau-, Grün- und Rotanteilen für jedes Bild separat abgeglichen wird. In früheren Jahren war dies die Aufgabe des Photolaboranten, der Bild für Bild in mehreren Versuchen kopierte und mit Hilfe seiner Erfahrung dafür sorgte, dass spätestens die 3. bis 4. Testkopie zu einem akzeptablen Ergebnis führte. Entsprechend hoch waren die Reproduktionskosten. Bereits seit etwa 1970 wurde diese Aufgabe von hochintelligenten Automaten erledigt, die innerhalb von wenigen Sekunden jedes einzelne Bild des Negativfilms in seinem Bildinhalt analysieren und daraus - in 1. Näherung wiederum nach der

Erfahrungsregel "*Im Mittel ist die Welt grau*" die Blau-, Grün- und Rotanteile der Strahlung für die Belichtung des Papierbildes berechnen ([44]). Das Ergebnis sind photographische Farbbilder mit überwiegend guter Qualität zu einem erstaunlich niedrigen Preis.

Zur technischen Anforderung an einen Farbwiedergabeprozess s. Aufgabe 10.

### 11.15 Tipps, Tricks und Spezialitäten (-)

Im Vergleich zu den entsprechenden Kapiteln der anderen Hefte ist dieses Kapitel *Tipps, Tricks und Spezialitäten* besonders umfangreich geworden, eine direkte Folge meiner langjährigen Arbeit auf dem Gebiet der Optik. Ich wünsche mir, dass der eine oder andere meiner Leser hier Antworten auf konkrete Fragen findet, die ihn auch schon einmal beschäftigt haben, oder die sich ihm sogar gerade jetzt neu stellen.

#### 11.15.1 Optimierung der Abbildungsqualität (\*)

Die Qualität des von einem abbildenden optischen System erzeugten Bildes ist primär durch die im Abschnitt 11.6.2 skizzierten Linsenfehler der für diese Abbildung benutzten Linsensysteme begrenzt. Trivialerweise lässt sich daher mit hochwertigen Objektiven eine bessere Bildqualität erreichen als mit einfachen Linsen. Dies ist aber nicht in jedem Fall möglich, nicht nur wegen der erhöhten Kosten, sondern z.B. einfach wegen eines nur begrenzt verfügbaren Platzes. Es macht daher durchaus Sinn, Maßnahmen zu kennen, die bei der Begrenzung auf den Einsatz relativ einfacher Linsen die dann erreichbare Abbildungsqualität optimieren. Eine wichtige Regel hierzu besagt, dass die an den brechenden Linsenflächen auftretenden Strahlablenkungen möglichst gleichmäßig auf alle diese brechenden Flächen verteilt sein sollten. Aus diesem Grund ist für eine sog. (1:1)-Abbildung eine Bikonvexlinse besser geeignet als eine Plankonvexlinse. Dagegen ist für eine Abbildung in das Unendliche eine Plankonvexlinse die bessere Lösung, s. Abb. 70. Eine weitere immer wirksame

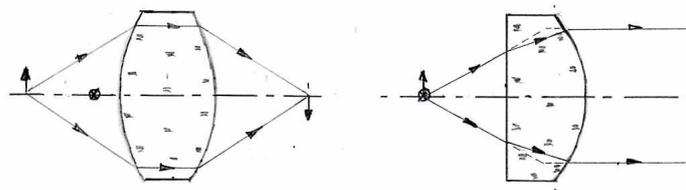


Abb. 70 Optimierung der Abbildungsqualität durch gleichmäßige Verteilung der Strahlablenkung

Maßnahme ist das Ablenden, d.h. die Reduzierung des für die Abbildung genutzten

Öffnungswinkels der Abbildungs-Optik. Hierdurch werden die Auswirkungen der Linsenfehler auf die Abbildungsqualität immer reduziert. Allerdings reduzieren sich auch die Ortsauflösung, der Bildkontrast und insbesondere die Bildhelligkeit, so dass diese Maßnahme nicht immer zulässig ist.

#### 11.15.2 Falschlichtminimierung (\*)

Im Abschnitt 11.10.6 habe ich bereits eine Falschlichtdefinition gegeben und auch schon angedeutet, welches die wichtigsten Falschlichtanteile sind, nämlich:

- Streulicht, erzeugt durch Verunreinigungen und Fehlstellen in den optischen Elementen des Gerätes;
- Streulicht, erzeugt durch die Begrenzungsaperturen der abbildenden Elemente;
- an den Grenzflächen der optischen Elemente reflektiertes Licht, das auf Umwegen wieder in den optischen Strahlengang gelangt;
- spektrales Falschlicht, entstanden durch Fehldurchlässigkeiten von Filterelementen.

Damit aber ist auch bereits vorgezeichnet, mit welchen Methoden diese verschiedenen Arten von Falschlicht reduziert werden können: Verunreinigungen und Fehlstellen in den optischen Elementen des Gerätes reduziert man durch den Einsatz ausreichend hochwertiger Elemente sowie durch deren sorgfältige und ausreichend oft wiederholte Reinigung. Da sich Verunreinigungen (Staub) während des Betriebes ausschließlich auf äußeren Flächen dieser Elemente niederlassen können, ist es günstig, diese Anzahl äußerer Flächen auf das unbedingt nötige Minimum zu begrenzen. Aus dem analogen Grund sollten auch nicht unnötig voluminöse optische Elemente verwendet werden, da jedes Volumenelement eines optisch abbildenden Elementes auch immer einen gewissen endlichen Streukoeffizienten besitzt. M.a.W. bzgl. des Falschlichtanteils ist oft eine einfache Linse besser als ein hochwertiges aus vielen einzelnen (verkitteten und nicht verkitteten) Linsenelementen zusammengesetztes Photo-Objektiv. Diese Vorgabe steht allerdings in Konkurrenz zu dem Ziel der optimalen Abbildungsqualität, das eher zu einer Lösung mit relativ vielen optischen Abbildungselementen führt. Feldlinsen, an deren Abbildungsqualität immer nur untergeordnete Anforderungen zu stellen sind, sind daher immer als einfache Linsen auszuführen, es sei denn, man benötigt eine derart starke Brechkraft, dass diese mit einer einzelnen Linse nicht zu erreichen ist.

Um das von den Grenzflächen der optischen Elemente *reflektierte* Licht zu minimieren, sollten diese reflex-mindernd beschichtet sein (Kapitel 11.6). Dieser sog. *T-Schutz* ist also nicht nur eine Maßnahme zur Erhöhung des aktiven Signals, sondern auch eine zur Störsignalreduzierung.

Um das von den Begrenzungs-Aperturen ausgehende Streulicht zu minimieren, ist es angezeigt, deren von Primärlicht getroffene Fläche zu minimieren, da diese

immer auch als Streuquelle wirkt. Man sollte ihnen also das Profil einer möglichst scharfkantigen Schneide geben. Außerdem sollte in einem konzeptionell zusammengehörenden optischen Strahlengang immer nur **eine** Aperturblende existieren, die diesen Strahlengang wirklich in seiner Ausdehnung begrenzt, während alle weiteren eventuell noch vorhandenen Blenden (z.B. wiederum aus Gründen der Streulichtminimierung) unbedingt soweit geöffnet sein sollten, dass sie den primären Strahlengang **gerade noch nicht** begrenzen.

Überdies ist es essentiell, dafür zu sorgen, dass alles Falschlicht, das dennoch entstanden ist, eine möglichst geringe Chance hat, in den Detektor zu gelangen. Daher sollten alle inneren Flächen eines optischen Gerätes mattschwarz lackiert sein und zwar nicht nur diejenigen Flächen, auf die gestreutes Licht unmittelbar auftreffen kann, sondern ebenfalls alle Flächen, die das Licht erst im Zuge von Mehrfachreflexionen erreichen kann. Für diese Anwendung gibt es sog. *optische schwarze Pulverlacke*, mit denen ein Remissionsfaktor unter 0,03 erreicht werden kann. Eine noch bessere Wirkung erreicht man i.a. mit (fusselreiem!) Samt-Velourstoff, den man auf die (ausreichend großen und ebenen) Bereiche dieser Flächen klebt. Seit neuestem (ca. 2014) gibt es die technische Realisierung einer noch schwärzeren Oberfläche ([65]). Hierzu wird z.B. eine Aluminium-Oberfläche mit einer Schicht aus ca.  $50 \cdot nm$  dicken Kohlenstoff-Nanoröhren versehen. Man erreicht so einen Remissionsfaktor der Größenordnung

$$R < 0,001 \quad (11.348)$$

Wegen der extrem hohen Kosten wird sich die reale Anwendung dieser Technik auf besonders teure Geräte, z.B. Weltraum-Teleskope beschränken.

Generell sollten hochpräzise optische Geräte nicht ohne besonderen Grund unnötig klein aufgebaut werden, weil ein kleines Gerät jede Art von Maßnahmen zur Falschlichtreduzierung zusätzlich erschwert.

Die wichtigsten Falschlichtquellen erkennt man am einfachsten und sichersten, wenn man mit dem Auge aus der Detektorposition heraus in das optische Gerät blickt, während der eigentliche Strahlengang an einer Stelle komplett unterbrochen worden ist. Man kann so unmittelbar **sehen**, von welchem Element das meiste dennoch den Detektor erreichende Licht herkommt, z.B. erkennt man einen bestimmten Teil der Gehäuse-Innenfläche oder eine Blendenkante als das aktuell hellste Objekt. Die enorme Empfindlichkeit und Dynamik des menschlichen Auges ist für diesen Test allen technischen Detektionsmöglichkeiten überlegen. Nur wenn diese Vorgehensweise wegen apparativ-konstruktiver Beschränkungen nicht möglich oder aus Sicherheitsgründen nicht zulässig ist, sollte man diese Untersuchung in analoger Weise mit einem abbildenden technischen Detektor durchführen.

Spektrales Falschlicht kann insbesondere bei Geräten mit einer hohen Signaldynamik zu einem ernsthaften Problem werden, das - auch von kommerziellen Geräteherstellern - oft unterschätzt wird. Um diese Behauptung einzusehen, betrachten wir als konkretes Beispiel ein Filter-Photometer zur Messung der optischen Transmissionsdichte (s. Abschnitt 11.11.3). Das *Spektralprodukt* (s. Abschnitt 11.15.6) dieses

Gerätes wird insbesondere durch dessen Messfilter festgelegt. Dieses Filter habe in seinem Durchlassbereich eine Transmissionsdichte nahe 0 und weit außerhalb dieses Bereiches eine annähernd konstante Restdurchlässigkeit entsprechend einer Transmissionsdichte von  $D_{\text{fehl}} \approx 3,0$ . Der opto-elektronische Messkanal habe eine Signaldynamik von etwa  $10^6$ . Dann sollte das Gerät (unter ausschließlicher Betrachtung der Signaldynamik) z.B. in der Lage sein, eine Probe der (realen) Transmissionsdichte  $D = 5,0$  mit einer (absoluten) Genauigkeit von  $\pm 0,1$  zu vermessen. Führt man einen derartigen Test mit spektral neutralen Proben aus, wird sich genau dieses Ergebnis zeigen. Verwendet man dagegen eine spektral selektiv absorbierende Probe, insbesondere - wie es den meisten realen Anwendungen entspricht - eine solche, die nur in einem Bereich um den Durchlassbereich des Messfilters herum absorbiert, weit außerhalb dieses Bereichs dagegen nahezu transparent ist, so zeigt sich ein völlig anderes Verhalten: Bei nur schwach absorbierenden Proben entspricht der Messwert relativ genau dem realen Wert. Bei stärker absorbierenden Proben bleibt der gemessene Wert immer stärker hinter dem realen Wert zurück und kommt in keinem Fall über den Wert  $D_{\text{Messg}} \lesssim 3,0$  hinaus. Durch das spektrale Falschlicht wird also die bei entsprechend kritischen Proben praktisch erreichbare Dynamik des Gerätes stark reduziert.

### 11.15.3 Ausleuchtung größerer Flächen (\*)

Bei der praktischen Einarbeitung in die Entwicklung optischer Geräte ist eine der für jeden Neuling überraschenden Erfahrungen die Schwierigkeit, eine größere Fläche gleichmäßig auszuleuchten. Groß in diesem Sinne ist jede Fläche  $A$ , die signifikant größer ist als die leuchtende Fläche der benutzten Strahlungsquelle.

Die einfachste Art der Beleuchtung ist diejenige ohne jedes abbildende Element, s. Abb. 71. Wenn wir nun annehmen, dass die Abstrahlungscharakteristik der

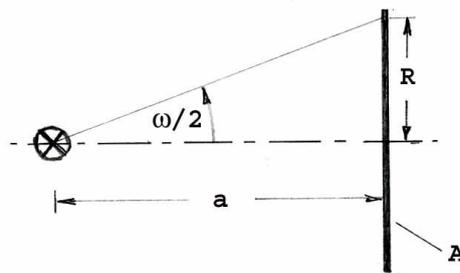


Abb. 71 Ausleuchtung der Fläche  $A$  ohne abbildende Elemente

Strahlungsquelle in dem relevanten Raumwinkelbereich durch einen Lambertschen Strahler angenähert werden kann, dann beträgt die Bestrahlungsstärke im Zentrum

von  $A$

$$E(0) = \frac{I(0)}{a^2} \quad (11.349)$$

$I(0)$  ist die Strahlungsstärke der Quelle in der auf das Zentrum von  $A$  weisenden Richtung,  $a$  der Abstand zwischen Quelle und bestrahlter Fläche. In einem Punkt auf  $A$ , der um den Wert  $R$  von dessen Zentrum entfernt ist, reduziert sich die Bestrahlungsstärke auf

$$E(R) = \frac{I(0)}{a^2} \cdot \cos^4 \frac{\omega}{2} \quad (11.350)$$

$$\tan \frac{\omega}{2} = \frac{R}{a} \quad (11.351)$$

Der Exponent 4 in dem cos-Term resultiert aus 3 kumulierenden Wirkungen:

- der Reduzierung der Strahlungsstärke gem. Gl. 11.159,
- der Reduzierung der Bestrahlungsstärke infolge der Verkippung von  $A$  gegenüber der Ausbreitungsrichtung und der
- Vergrößerung des Abstandes zur Strahlungsquelle.

Bei dieser Beleuchtungsart nimmt daher die Bestrahlungsstärke zum Rand hin stark ab, sofern nicht  $R \ll a$  ist. Erfüllt man andererseits diese Bedingung, nutzt man nur noch einen minimalen Bruchteil der von der Strahlungsquelle emittierten Strahlung für die Beleuchtung aus. Hierzu 2 Zahlenbeispiele:

$$\frac{E(0) - E(R)}{E(0)} = 0,05 \Rightarrow \frac{R}{a} \approx 0,16 \Rightarrow \frac{\Phi(A)}{\Phi} \approx 0,006 \quad (11.352)$$

$$\frac{E(0) - E(R)}{E(0)} = 0,30 \Rightarrow \frac{R}{a} \approx 0,45 \Rightarrow \frac{\Phi(A)}{\Phi} \approx 0,05 \quad (11.353)$$

Soll also die Bestrahlungsstärke zum Rand der Fläche nur um 5 · % abnehmen, muss die Entfernung zwischen Lichtquelle und beleuchteter Fläche mehr als das 6-fache des Flächenradius betragen und es werden nur 6 · ‰ der von der Quelle emittierten Strahlung ausgenutzt. Akzeptiert man einen Abfall von 30 · %, darf man den Abstand auf etwas mehr als das Doppelte des Flächenradius reduzieren, man nutzt aber immer noch lediglich 5 · % der vorhandenen Strahlung aus.

Offensichtlich ist eine akzeptabel gleichmäßige **und** effektive Ausleuchtung einer Fläche ohne zusätzliche optische Elemente nicht möglich. Nun kann aber andererseits auch nicht einfach die Strahlungsquelle auf die zu beleuchtende Fläche abgebildet werden, da diese i.a. signifikant strukturiert ist. Eine Wolfram-Halogenlampe (Abschnitt 11.8.2) hat z.B. eine strahlende Fläche, wie sie in der Abb. 72 (a) skizziert ist. Die nächst einfache Beleuchtungsoptik hat daher die uns bereits aus

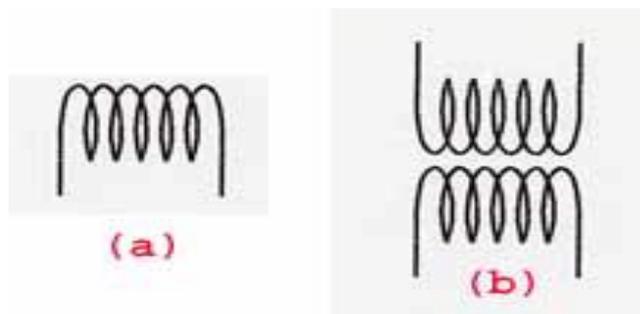


Abb. 72 Struktur der Wendel einer Wolfram-Halogenlampe (a) und deren Vervollständigung zu einer nahezu quadratischen Strahlungsfläche (b)

dem Abschnitt 11.11.1 bekannte Struktur, s. Abb. 25, sie entspricht der Kondensor-Optik eines Diapositiv-Projektors! Ergänzt man in der Beleuchtungsoptik noch einen Hohlspiegel auf der objektiv-abgewandten Seite, der die Wendel wieder in die Halogenlampe abbildet, und zwar wie in der Abb. 72 angedeutet genau oberhalb der realen Wendel, so entsteht insgesamt eine nahezu quadratische wirksame Strahlungsfläche, mit der man die nachfolgende Linse nahezu vollständig ausleuchten kann. Wegen dieses Konzeptes haben die für diesen Typ von Anwendungen vorgesehenen Lampen eine Original-Wendelfläche mit einem Kantenlängenverhältnis von annähernd 2 : 1. Die genaue Justierung von Wendel und Wendelbild relativ zu einander ist übrigens essentiell wichtig; überlappen sich Wendel und Wendelbild, werden die thermischen Gegebenheiten derart massiv gestört, dass die Wendel sich lokal überhitzt und durchbrennt.

Wenn die auf diese Weise erreichbare Gleichmäßigkeit der Ausleuchtung für die aktuelle Anwendung nicht ausreicht, muss man zu Konzepten **ohne** abbildende Elemente zurückkehren. Diese Notwendigkeit ist z.B. bei der Belichtung von hochwertigen, insbesondere professionellen Farbkopien gegeben, s. auch Abschnitt 11.14.10. Diese Geräte enthalten als Beleuchtungseinheit sog. *Lichtkästen* oder *Lichtschächte*. Das sind weitgehend lichtdichte meist metallische Gehäuse mit hochreflektierenden (oder diffus remittierenden) Innenflächen, die die Leuchtquelle(n) aufnehmen. Als strahlungsaktive Fläche wirkt eine Öffnung in einer der Außenwände, die mit einer Diffusorscheibe abgedeckt ist. Da das aus dem Diffusor nach außen abgestrahlte Licht nicht nur aus der direkten Beleuchtung durch die Lichtquelle(n) resultiert, sondern in starkem Maße auch aus dem Licht, das nach einer oder mehreren Reflexionen an den Wänden zum Diffusor gelangt, ist die Beleuchtung des Diffusors weitgehend gleichmäßig. In sorgfältig optimierten Lichtschächten werden Gleichmäßigkeiten in der Leuchtdichte von etwa 1 · % erreicht. Steht die Gleichmäßigkeit der Leuchtdichte im Vordergrund und weniger die Lichtausbeute, kann man auch mehrere derartige Diffusor-Anordnungen hintereinander schalten. Derartige *Lichtschacht-Kaskaden* besitzen eine nochmals verbesserte Gleichmäßigkeit in der Leuchtdichte.

## 11.15.4 Stabilisierung von Strahlungsquellen (-/-)

(XXX: Der Text des Abschnitts *Stabilisierung von Strahlungsquellen* ist noch nicht verfügbar.)

## 11.15.5 Kalibrierung von Strahlungsdetektoren (\*)

Die Empfindlichkeit  $S$  (s. Abschnitt 11.9) eines Strahlungsdetektors kann man dadurch bestimmen, dass man in einem Vergleichsexperiment das Signal dieses Detektors mit dem Signal eines bereits kalibrierten Referenzdetektors vergleicht. Da man i.a. nicht a priori ausschließen kann, dass die Empfindlichkeit von der Höhe der empfangenen Strahlung abhängt,

$$S(I) = S_0(I_0) \cdot S_1\left(\frac{I}{I_0}\right) ; S_1 \in \mathbb{R} ; S_1(1) = 1 \quad (11.354)$$

der Detektor also eine gewisse *Nichtlinearität* besitzt, muss diese Vergleichsmessung im gesamten Intensitätsbereich ausgeführt werden, in dem der Detektor später verwendet werden soll. Die Angabe der intensitätsabhängigen Empfindlichkeit gem Gl. 11.354 suggeriert, dass die die Nichtlinearität beschreibende Funktion  $S_1$  nur noch vom Intensitätsverhältnis abhängt, aber nicht von der Intensität  $I$  selbst. Das ist natürlich i.a. nicht richtig, so dass in dieser Formulierung die Gestalt der Funktion  $S_1\left(\frac{I}{I_0}\right)$  noch von der Wahl der Referenzintensität  $I_0$  abhängt,

$$S_1 = S_1\left(\frac{I}{I_0}; I_0\right) \quad (11.355)$$

Die Ausführung einer Detektor-Kalibrierung mit hoher Genauigkeit von z.B. 1 · % gestaltet sich meist schwieriger, als es sich der in diesen Techniken wenig erfahrene Experimentator vor Beginn dieser Arbeit vorstellt. Denn es gilt, den Austausch der Detektoren oder das wechselseitige Umlenken der Messstrahlung oder eine äquivalente Operation mit eben dieser Präzision durchzuführen. Außerdem muss überhaupt erst einmal ein kalibrierter Detektor dieser Messgenauigkeit verfügbar sein.

Nun gibt es eine (literaturbekannte, s. [45], [46]) Methode, zumindest die Intensitäts**abhängigkeit** von  $S(I)$ , d.h. die dimensionslose Funktion  $S_1\left(\frac{I}{I_0}\right)$  ohne Einsatz eines Referenzempfängers zu bestimmen. Voraussetzung für diese nachfolgend skizzierte Methode ist lediglich eine Möglichkeit der exakt additiven Überlagerung zweier Strahlungsströme sowie eine Möglichkeit, die Intensität dieser beiden Strahlungsströme unabhängig voneinander über einen ausreichend großen Bereich kontinuierlich verändern sowie auch ganz dunkel schalten zu können, letzteres ohne die Intensitätsvorgabe zu verändern. In seiner zunächst publizierten Form ([45]) besteht die Kalibrier-Anordnung aus 2 Beleuchtungsstrahlengängen, die über einen Strahlteiler zusammengeführt und auf den zu kalibrierenden Detektor geleitet werden, s. Abb. 73 (aus [46]). Die Strahlengänge können über einen Verschluss einzeln dunkel geschaltet werden. Unter geeigneten Vorsichtsmaßnahmen erfolgt dies völlig rückwirkungsfrei,

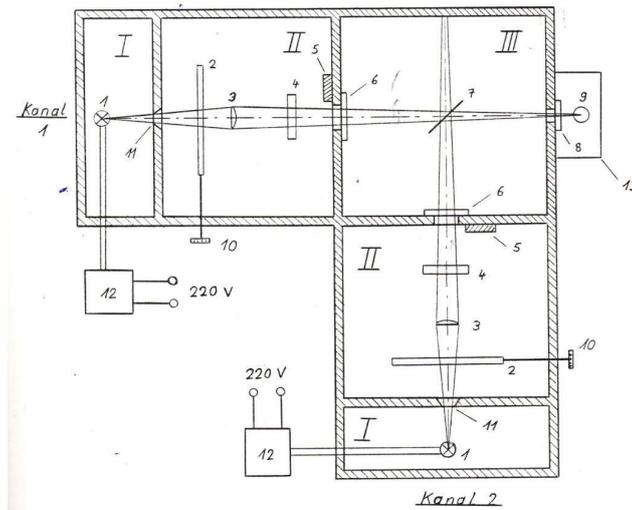


Abb. 73 Meßaufbau zur Bestimmung der Funktion  $S\left(\frac{I}{I_0}\right)$  eines Strahlungsempfängers

d.h. der vom Strahlengang (1) auf den Detektor auftreffende Strahlungsstrom  $I_1$  hängt nicht davon ab, ob der Verschluss (2) offen oder geschlossen ist.

Die Kalibrierung des Detektors erfolgt durch eine Serie von Messzyklen der Form

1. Verschluss (2) wird geschlossen, Verschluss (1) geöffnet.  $I_1$  wird so eingestellt, dass der Detektor das Signal  $U_n$  anzeigt. Dann wird  $I_1$  auf diesen Wert arretiert.
2. Verschluss (1) wird geschlossen, Verschluss (2) geöffnet. Jetzt wird  $I_2$  so eingestellt, dass der Detektor dasselbe Signal  $U_n$  anzeigt. Sodann wird  $I_2$  arretiert.
3. Beide Verschlüsse werden geöffnet, ohne die Einstellungen von  $I_1$  und  $I_2$  zu verändern. Das dann angezeigte Detektorsignal sei  $U_{n+1}$ .

Dann gilt

$$S_1(2^{n+1}) = S_1(2^n) \cdot \frac{U_{n+1}}{2 \cdot U_n} \quad (11.356)$$

Im nächsten Kalibrierschritt wird dann  $U_n$  durch  $U_{n+1}$  ersetzt. Ausgehend vom unteren Grenzwert  $I_0$  des interessierenden Signalbereichs wird so in einer Serie von Verdoppelungsschritten der gesamte Signalbereich überschritten. Da hierbei keinerlei systematische, sondern ausschließlich statistische Meßfehler auftreten, gelingt die Kalibrierung mit hoher Genauigkeit, zumindest wenn ausreichend viele Wiederholungsmessungen ausgeführt werden.

Es sei an dieser Stelle noch angemerkt, dass eine flächige Si-PIN-Diode (s. Abschnitt 11.9.3) ohne besondere Maßnahmen einen nahezu perfekt linearen Photoempfänger darstellt, vorausgesetzt, sie wird im Kurzschluss betrieben. Ihre obere

Grenzfrequenz ist dann wohl relativ niedrig, aber der Kurzschlussstrom ist nahezu exakt proportional zum auf die Diode auftreffenden Strahlungsstrom (s. wieder [46]). Überdies ist zumindest in der Umgebung der Wellenlänge mit maximaler spektraler Empfindlichkeit die sog. *innere Quantenausbeute* in sehr guter Näherung gleich 1. Wenn man also die durch Reflexion des Messlichtes an der äußeren Grenzfläche auftretenden Verluste misst und berücksichtigt, hat man einen absolut kalibrierten Detektor zur Verfügung.

Für noch höhere Anforderungen an die Genauigkeit gibt es kommerzielle absolut kalibrierte Strahlungs-Messgeräte. Diese arbeiten meist mit einem thermischen Detektor, der in einem Chopper-Verfahren alternativ durch die Mess-Strahlung und elektrisch geheizt wird. Auf diese Weise wird die Messung eines optischen Strahlungsstroms auf die Messung eines elektrischen Energiestroms zurückgeführt.

#### 11.15.6 Das Spektralprodukt optischer Geräte (\*)

In diesem Abschnitt werden wir uns etwas eingehender mit den spektralen Bedingungen befassen, die ein optisches Messgerät (s. Abschnitt 11.11.3) erfüllen muss, um mit ihm **absolut kalibrierte** Messwerte z.B. für die Transmission oder die optische Dichte einer Probe bestimmen zu können oder zumindest das Problem des sog. *inter instrument agreement* (s. Abschnitt ??) zu lösen. Wie die experimentelle Erfahrung gezeigt hat, benötigt man zur quantitativen Beherrschung dieser Problematik insbesondere eine präzise Information über das spektrale Verhalten des Gerätes **als ganzem**. Geräte-Hersteller liefern in ihren den Kunden zur Verfügung gestellten Unterlagen - wenn überhaupt - i.a. nur eine Messkurve desjenigen Bauelementes mit, das (ihrer Meinung nach) den größten Einfluss auf das Messergebnis des Gesamtgerätes hat. Bei einem Gitterspektrographen ist dies z.B. die wellenlängenabhängige Beugungseffizienz (s. Absatz S. 1485) des Gitters. Die experimentelle Erfahrung zeigt aber, dass damit noch längst nicht alle relevanten Einflüsse erfasst sind<sup>‡‡</sup>. Vielmehr hat sich gezeigt, dass selbst eine separate externe Vermessung der einzelnen Komponenten (Strahlungsquelle, optische Elemente, Filter o.ä., Detektor) nicht zu einer ausreichend genauen Aussage über das spektrale Verhalten des Gesamtgerätes führt. Es wird daher eine Methode zur Messung dieses Verhaltens *am fertigen Gerät* benötigt. Nachfolgend skizziere ich eine (literaturbekannte, [47], [48]) Methode, die diese Anforderungen erfüllt und nach meiner eigenen Erfahrung verlässlich arbeitet. Überraschenderweise ist sie aber dennoch wenig bekannt geworden. Um bei der Formulierung der Einzelheiten dieser Methode nicht zu allgemein bleiben zu müssen, konkretisiere ich mich im Folgenden auf das Beispiel eines Filter-Photometers. Die Übertragung auf andere optische Messgeräte kann der Leser sicherlich problemlos selbst vornehmen.

---

<sup>‡‡</sup>Dies ist einer der Gründe dafür, daß in der Spektroskopie bis heute überwiegend *arbitrary spectroscopical units* als Meßwerte angegeben werden und nicht etwa die im Grundsatz wohl definierten absoluten Streu- bzw. Absorptionsquerschnitte.

Wir machen folgenden Ansatz für das Messsignal des Gerätes:

$$U_{\text{Probe}} = g \cdot \int_{\lambda} L_{\lambda}(\lambda) \cdot \tau_{\text{Optik}}(\lambda) \cdot \tau_{\text{Filter}}(\lambda) \cdot \tau_{\text{Probe}}(\lambda) \cdot \eta(\lambda) \cdot d\lambda \quad (11.357)$$

$L_{\lambda}(\lambda)$  ist die wellenlängenabhängige spektrale Strahlungsdichte der Strahlungsquelle,  $\tau_{\text{Optik}}(\lambda)$  die (unter den im Gerät gegebenen Bedingungen) effektive Transmission der gesamten Optik,  $\tau_{\text{Filter}}(\lambda)$  die Transmission des benutzten Messfilters und  $\tau_{\text{Probe}}(\lambda)$  die Transmission der Mess- oder der Referenzprobe.  $\eta(\lambda)$  ist die spektrale Empfindlichkeit des Detektors, und die Größe  $g$  schließlich ist ein als wellenlängenunabhängig vorausgesetzter Geometriefaktor, der sich bei der Verhältnisbildung

$$T_{\text{Probe}} = \frac{U_{\text{Probe}}}{U_{\text{ref}}} \quad (11.358)$$

wieder herauskürzt. Wir fassen nun die Faktoren  $L_{\lambda}(\lambda) \cdot \tau_{\text{Optik}}(\lambda) \cdot \eta(\lambda)$  zusammen und nennen diesen Ausdruck das *Spektralprodukt*  $\widetilde{S}(\lambda)$  des optischen Messgerätes,

$$\widetilde{S}(\lambda) = L_{\lambda}(\lambda) \cdot \tau_{\text{Optik}}(\lambda) \cdot \eta(\lambda) \quad (11.359)$$

Offensichtlich ist es ausreichend, den **relativen** spektralen Verlauf von  $\widetilde{S}(\lambda)$  zu kennen, um bei vorgegebenem Messfilter  $\tau_{\text{Filter}}(\lambda)$  für jede Probe der Transmission  $\tau_{\text{Probe}}(\lambda)$  deren Transmission  $T_{\text{Probe}}$  berechnen zu können.

Wir suchen also nun eine experimentelle Methode zur Bestimmung dieses Spektralproduktes. Hierzu wird zunächst das Photometer von Bauelementen befreit, die einerseits eine stark wellenlängenabhängige Transmission besitzen und andererseits das geometrisch-optische Verhalten des Photometers nur unwesentlich beeinflussen. Bei einem traditionellen Filterphotometer ist dies insbesondere das eigentliche Messfilter. Diese Elemente werden extern in einem Präzisions-Spektralphotometer vermessen, und die Messung des Spektralproduktes wird auf das Rumpfggerät beschränkt. Ziel dieser Maßnahme ist es, dem Spektralprodukt des Gerätes einen möglichst einfachen Verlauf zu geben und insbesondere in seiner Dynamik zu begrenzen.

Danach wird eine Serie von Filtern, vorzugsweise Schmalband- oder Kantenfilter, derart ausgewählt, dass ihre typischen Absorptionsbereiche, also Absorptionsminima bzw. Absorptionskanten, insgesamt betrachtet einigermaßen gleichmäßig über den Spektralbereich verteilt sind, in dem das Spektralprodukt des Photometers signifikant von 0 verschieden ist. Die wellenlängenabhängige Absorption dieses Filtersatzes wird in einem Präzisions-Spektralphotometer in absoluten Einheiten vermessen und zwar mindestens im gesamten Wellenlängenbereich, in dem erwartet wird, dass  $\widetilde{S}$  signifikant von 0 verschieden ist. Anschließend wird die (integrale) Transmission

dieser Filter in dem Filter-Photometer gemessen. Offenbar gilt dann

$$T_{i,PM} = \frac{\int \tilde{S}(\lambda) \cdot \tau_i(\lambda) \cdot d\lambda}{\int \tilde{S}(\lambda) \cdot d\lambda} ; 1 \leq i \leq k \quad (11.360)$$

$k$  : Anzahl der zur Messung benutzten Filter  
 $T_{i,PM}$  : im Photometer gemessene Transmission des Filter  $i$

Schließlich wird eine Klasse von Funktionen  $\{F(\lambda; a_1, \dots, a_h)\}$  ausgewählt, die außer von  $\lambda$  auch noch von insgesamt  $h$  Parametern abhängt, und von der angenommen werden kann, dass sich  $\tilde{S}(\lambda)$  in akzeptabler Genauigkeit durch eine dieser Funktionen approximieren lässt, wenn nur der Parametersatz  $(a_1, \dots, a_h)$  geeignet gewählt wird. Die Anzahl  $h$  dieser Parameter muss kleiner, vorzugsweise deutlich kleiner sein als die Anzahl  $k$  der benutzten Filter. Jeder Parametersatz  $(a_1, \dots, a_h)$  definiert ein Spektralprodukt  $\tilde{S}(\lambda)$  und damit einen Satz von errechneten Messwerten für die Filtertransmissionen  $T_i(a_1, \dots, a_h)$ . Über eine Fitprozedur kann man nun die Parameter  $(a_1, \dots, a_h)$  solange verändern, bis die mit Hilfe der Gl. 11.357 berechneten Transmissionswerte möglichst gut mit den gemessenen Werten übereinstimmen. Als Kriterium für diese Übereinstimmung kann z.B. das Gauß-Kriterium

$$\sum_{i=1}^k (T_{i,PM} - T_i(a_1, \dots, a_h))^2 \longrightarrow \min \quad (11.361)$$

wählen. Das Ergebnis

$$\tilde{S}(\lambda) = F(\lambda; a_1^{(opt)}, \dots, a_h^{(opt)}) \quad (11.362)$$

wird dann als *Messung* des Spektralproduktes des Photometers angesehen. Sofern der Filtersatz und die Funktionsklasse dem jeweiligen Einzelfall angepasst ausgewählt worden sind, funktioniert dieses Verfahren reproduzierbar und zuverlässig.

Diese Möglichkeit der Messung von  $\tilde{S}(\lambda)$  liefert z.B. unmittelbar die Möglichkeit, die Größe *inter instrument agreement* zweier Geräte zu verbessern: Man misst  $\tilde{S}(\lambda)$  der beiden Geräte und ergänzt danach im 2. Gerät ein Filter der Transmission

$$T_{korr} = \frac{\tilde{S}_1(\lambda)}{\tilde{S}_2(\lambda)} \quad (11.363)$$

Diese Korrekturkurve  $T_{korr}(\lambda)$  ändert sich i.a. relativ langsam mit der Wellenlänge. Daher kann man i.a. Farbglasfilter (s. Abschnitt 11.6.8) finden, die als verkittetes Paket von 2 oder 3 verschiedenen Filtern geeigneter Schichtdicke diese Transmissionskurve gut approximieren.

Ich habe mit dieser Methode des Messgeräte-Feinabgleichs während einer langjährigen Industriellen Anwendung gute experimentelle Erfahrungen gewinnen können.

#### 11.15.7 Retroreflektoren (-/-)

(XXX: Der Text des Abschnitts *Retroreflektoren* ist noch nicht verfügbar.)

### 11.15.8 Messung des Streuvermögens (\*)

In diesem Abschnitt behandle ich die Aufgabe, das über ein größeres Probenvolumen integrierte Streuvermögen (s. Abschnitt 11.2.2) von Proben reproduzierbar und mit einem Minimum an Aufwand zu bestimmen. Ich konzentriere mich dabei auf den Fall, dass eine Verdünnung oder Aufkonzentration der Probe, also die Einstellung des Streuvermögens des Messobjektes auf einen für die Messung optimalen Wert, nicht oder nur begrenzt möglich ist. Wir betrachten zunächst die beiden Grenzfälle der *geringen* und der *starken* Streuung.

Im Falle gering streuender Proben tritt das gerichtete Beleuchtungslicht nahezu ungeschwächt aus der Probe wieder aus. Es wäre daher sehr ungünstig, wenn man dessen Schwächung als Maß für die Streuungsmessung verwenden wollte. Wesentlich günstiger ist es, das in einen gewissen Winkelbereich **gestreute** Licht zu messen und durch einen geeigneten Kalibrierschritt auf die Intensität des Beleuchtungslichtes zu beziehen. Der bei der Messung erfasste Winkelbereich sollte für die jeweilige Anwendung optimal ausgewählt werden. Der derart bestimmte gerätespezifische *Streu-faktor* lässt sich reproduzierbar und mit hoher Auflösung messen. Das Verfahren wird üblicherweise (leider etwas unspezifisch) als *Streulichtmessung* bezeichnet. Die Empfindlichkeit dieser Methode ist primär durch das Falschlicht des Messgerätes und durch die Reinheit des gegebenenfalls verwendeten Lösungsmittels für die Probe bestimmt. M.a.W. diese Methode stösst an ihre untere Grenze, wenn der Messwert der Probenlösung sich nicht mehr ausreichend von dem Messwert des reinen Lösungsmittels unterscheidet.

**Stark** streuende Proben schwächen das Beleuchtungslicht signifikant. Daher kann nun einfach der Schwächungskoeffizient bei Messung in gerichteter Geometrie ( $0^\circ/0^\circ$  gem. der im Abschnitt 11.11.3 gegebenen Definition) bestimmt werden. Diese Art der Messung wird in diesem Zusammenhang meist als *Trübungsmessung* bezeichnet. Sie stößt an ihre Grenzen, wenn die Streuung bereits so stark ist, dass das aus der Probe austretende Licht schon annähernd diffus, also gleichmäßig über den gesamten Halbraum verteilt ist. Dann nämlich ändert eine weiter ansteigende Streuung der Probe nichts mehr an dem Messwert und die Messmethode ist offensichtlich nicht mehr brauchbar.

In der Realität ist jede Probe nicht nur streuend, sondern besitzt auch eine endliche Absorption. Dies führt dazu, dass auch bei Proben mit bereits relativ starker Streuung der integrale, alle Schwächungsmechanismen erfassende Schwächungskoeffizient mit zunehmender Probenkonzentration (bzw. Probendicke) weiterhin monoton und ggfls. auch signifikant zunimmt. Der Schwächungskoeffizient alleine ist dann nicht mehr für die Bestimmung einer die **Streuung** der Probe charakterisierenden Messgröße geeignet. Die Messmethode der Wahl ist dann die simultane Bestimmung des die Absorption charakterisierenden Kennwertes  $k$  und des die Streuung charakterisierenden Kennwertes  $s$  nach Kubelka und Munk, s. Abschnitt 11.14.9.

### 11.15.9 Messung des Absorptionsvermögens streuender Proben (\*)

Wir betrachten nun die Aufgabe, die **Absorption** einer stark **streuenden** Probe zu messen. Als konkretes und für einen weiten Bereich der quantitativen Analytik (insbesondere der Bio-Analytik) typisches Beispiel betrachten wir einen spektral selektiv absorbierenden Farbstoff, der in eine stark streuende, aber (ohne diesen Farbstoff) nur gering absorbierende Schicht, einen *Teststreifen* eingelagert ist. Die Flächenkonzentration an Farbstoff in dieser Schicht soll durch eine optische Messung möglichst genau bestimmt werden. Die starke Streuung des Messlichtes durch die Trägerschicht sei analytisch-methodisch bedingt. Die bei den aktuell auf dem Markt befindlichen Geräten für diese Messaufgabe durchgängig gewählte technische Lösung ist die eines (Filter- oder Spektral-)Photometers in **Remissions**-Geometrie (s. Abschnitt 11.11.3): Es wird die Remissionsdichte des Teststreifens gemessen und aus diesem Wert auf die Farbstoffkonzentration geschlossen. Dieser Zusammenhang ist aber einerseits nichtlinear und andererseits **nicht** unabhängig von dem Streuvermögen der Trägerschicht, s. Abschnitt 11.14.9. Um zu einem ausreichend genauen bzw. zumindest reproduzierbaren Messwert zu gelangen, bedarf es regelmäßiger Kalibrierungsschritte und gewisser Mindestanforderungen an die Konstanz der optischen Kenndaten der Trägerschicht insbesondere seines Streuvermögens.

Nun ist aber, wie wir bereits im Abschnitt 11.14.9 diskutiert haben, selbst bei relativ stark streuenden Proben der Zusammenhang zwischen der in  $0/d$ -Geometrie gemessenen **Transmissionsdichte**  $D^{(T;0/d)}$  und der Flächenkonzentration des absorbierenden Farbstoffs in der Schicht in guter Näherung linear, sobald die bei niedrigen Farbstoff-Konzentration auftretenden besonderen Effekte in geeigneter Weise berücksichtigt werden. Apparativ lässt sich dies am einfachsten dadurch erreichen, dass man ein Transmissions-Densitometer mit 2 spektral unterschiedlichen Messkanälen verwendet, bei dem der eine Kanal für die Messung des Farbstoffs spektral optimiert ist, und der andere nach Möglichkeit nur bzgl. der Licht-Transmission der Trägerschicht empfindlich ist und nicht bzgl. der Absorption durch den Farbstoff. Aus diesen beiden Messdaten lässt sich die Farbstoff-Flächenkonzentration verlässlich berechnen. Die für diese Umrechnung erforderlichen Parameter lassen sich in einem nur einmalig auszuführenden Kalibrierschritt bestimmen.

Zu meiner Überraschung findet dieses Konzept (zumindest meiner Kenntnis nach) bis heute keine Anwendung. Bereits zu Beginn der 1980-er Jahre habe ich ein Messgerät nach diesem Konzept entwickelt und mit gutem Erfolg getestet ([40]). Es diente zur Bestimmung der Konzentration der Farbstoffe in sog. photographischen *Testkeilen*: mit kalibrierten, logarithmisch abgestuften Lichtmengen belichtete und danach entwickelte Proben von Photopapieren. Ziel war eine verlässliche Überwachung und Steuerung der Produktion von Photopapieren.

Ein weiteres Beispiel aus meiner eigenen beruflichen Praxis war die Bestimmung der Farbstoffkonzentration in entwickelten Diagnosestreifen zur Bestimmung des Zuckergehaltes von Urinproben. In der damaligen technischen und kommerziellen Realisierung wurde in einem Messgerät die optische Remissionsdichte des opaken

Streifens gemessen und aus diesem Messwert die Zuckerkonzentration berechnet. Wir konnten zeigen, dass die 0/d-Transmissionsdichte eines derartigen Streifens in guter Näherung über eine lineare Funktion mit der Farbstoffkonzentration verknüpft war, während der Zusammenhang zwischen der 0/d-Remissiondichte und der Farbstoffkonzentration stark nichtlinear war und überdies stark abhängig vom Streuvermögen des Streifens und damit von einer Vielzahl möglicher Schwankungen im Produktionsprozess dieser Streifen. Die Abb. 74 ist eine Originalwiedergabe von einigen der

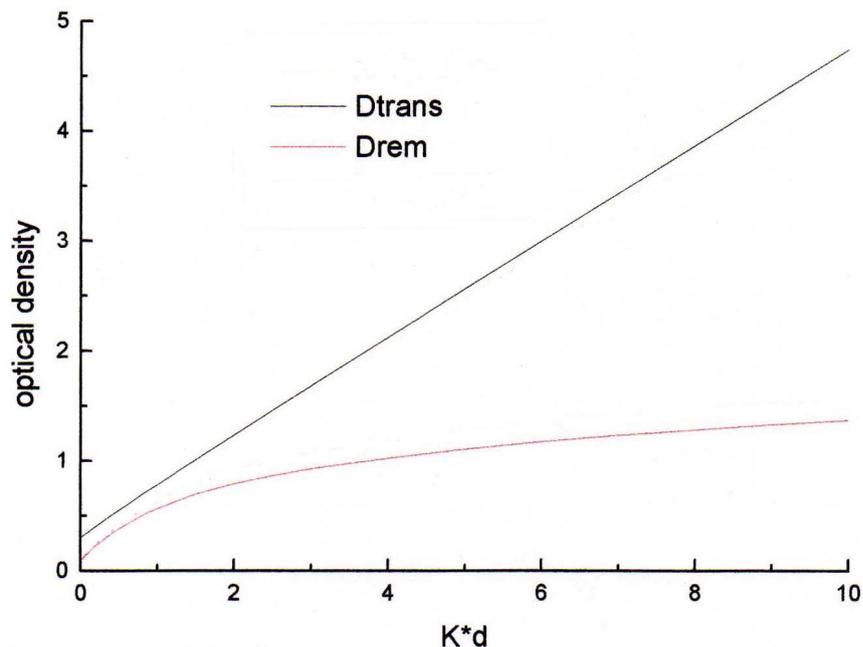


Abb. 74 In Transmission und in Remission gemessene optische Dichte eines Zuckerdiagnose-Streifens

damaligen Messungen. Die in dieser Abbildung angegebene Größe  $K \cdot d$  ist ein direktes Maß für die Farbstoffkonzentration.

#### 11.15.10 Qualitätstests an Spektralphotometern (-)

Spektralphotometer, die im Bereich des sichtbaren Lichts oder auch in den sich daran anschließenden Bereichen des nahen UVs oder IRs arbeiten, gehören zu den Standard-Messsystemen einer Vielzahl von Labors der physikalischen oder chemischen Forschung, Anwendungstechnik oder Qualitätskontrolle. Die regelmässige Überprüfung dieser Geräte auf ihre Messgenauigkeit ist unverzichtbar für die Qualität der in diesen Labors durchgeführten Arbeiten. Welche Eigenschaften dieser Geräte müssen bei dieser Überprüfung insbesondere untersucht werden?

Ich werde auf

- die Genauigkeit der Wellenlängenangabe;
- die Stabilität der Referenzwerte  $I = 0$  /  $I = 1$ ;
- die Linearität der gemessenen Intensität und
- das spektrale Falschlichtverhalten

jeweils kurz eingehen und Vorschläge zur sensitiven Prüfung des jeweiligen Geräte-Verhaltens nennen.

Der zulässige Fehler der Wellenlängenanzeige ist i.a. vom Geräte-Hersteller spezifiziert. Die Einhaltung dieser Spezifikation lässt sich mit einfachen Mitteln überprüfen. Man kann sich z.B. ein Anzahl langzeitstabiler Schmalbandfilter als Laborstandard beschaffen und deren Durchlasskurve von Zeit zu Zeit erneut vermessen. Eine Verschiebung des Absorptionsmaximums eines oder mehrerer Filter ist dann ein Indiz dafür, dass die Wellenlängenkalibrierung des Spektrometers vom Hersteller überprüft werden sollte.

Die Kurzzeit- und die Langzeit-Stabilität der Referenzwerte  $I = 0$  /  $I = 1$  (also des 0- und des 100 · %-Wertes des Messsignals) kann ein gerätetechnisches Problem sein, sie lässt sich aber problemlos überprüfen.

Die Linearität des angezeigten Wertes der Absorption kann, insbesondere bei Betrachtung über einen großen Signalbereich, ein ernsthaftes gerätetechnisches Problem darstellen. Der Geräte-Hersteller demonstriert das gute Abschneiden seines Produktes gerne auf folgende Weise: Er misst nacheinander die Absorption 3-er Neutralgrau-Glasfilter z.B. der Soll-(Absorptions-)Dichte 1, 0. Danach misst er die Dichte eines Paketes von 2 dieser Filter und danach das aus allen 3 Filtern gebildete Paket. Ergänzt man dabei zwischen je 2 dieser Glasfilter noch eine dünne Schicht aus einem optischen Öl, dessen Brechungsindex gut an den der Glasfilter angepasst ist, so ist meist in erstaunlich guter Näherung die optische Dichte der Pakete gleich der Summe der Dichten der beteiligten Einzelfilter. Hiermit hat man die Linearität des opto-elektronischen Messkanals überprüft, aber noch nicht den Einfluss von evtl. auftretendem spektralem Falschlicht.

Zur Überprüfung des Einflusses insbesondere von spektralem Falschlicht empfehle ich ein Verfahren, das mit dem gerade skizzierten Verfahren zur Überprüfung der Linearität weitgehend identisch ist. Man muss lediglich die Neutralfilter durch einen geeigneten Satz selektiver Filter ersetzen, vorzugsweise

- ein Kantenfilter, das die kurzwellige Strahlung mit  $\lambda < \lambda_0$  stark und die langwellige Strahlung mit  $\lambda > \lambda_0$  deutlich schwächer absorbiert; und
- ein Filter mit annähernd umgekehrtem Verhalten.

Dabei müssen diese Bedingungen nur in relativ grober Näherung erfüllt sein. Die Messung selbst erfolgt dann wieder in gleicher Weise. Es wird über dem gesamten

vom Spektrometer erfassten Spektralbereich die spektrale Absorptionsdichte dieser beiden Filter einzeln und als 2-er Pack gemessen und kontrolliert, in welchem spektralen Bereich die Linearität verletzt ist. Hieraus kann unmittelbar auf die Intensität und spektrale Verteilung des spektralen Falschlicht geschlossen werden.

#### 11.15.11 *Apparative Trennung von Fluoreszenz und Ramanstreuung (\*)*

Obwohl der Raman-Effekt bereits im Jahr 1928 durch Raman experimentell nachgewiesen wurde, konnte sich die Ramanspektroskopie als Ergänzung zur Infrarotspektroskopie bis heute nur in einzelnen speziellen Anwendungen behaupten. Das größte experimentelle Hindernis für ihre kommerzielle Nutzung als Methode zur Aufklärung molekularer Strukturen war und ist der sehr niedrige Streuquerschnitt des Ramaneffektes, d.h. das sehr niedrige Niveau der zu messenden Strahlungsströme, und insbesondere der im Vergleich hierzu i.a. um mehrere Größenordnungen höhere Streuquerschnitt der Fluoreszenz. Sobald also die zu untersuchende Probe fluoreszenzfähige Bestandteile oder Verunreinigungen enthält (und das ist bei nahezu allen industriellen Proben der Fall), oder in Folge der Bestrahlung durch das Anregungslicht selbst zu fluoreszieren beginnt, wird die Messung äußerst schwierig, weil sich nämlich Raman- und Fluoreszenzstreusignale rein messtechnisch nicht auf einfache Weise voneinander trennen lassen. Der bis heute überwiegend beschrittene Weg besteht darin, mit der Anregungswellenlänge ausreichend weit in den infraroten Bereich zu gehen. Dann findet zumindest über einen 1-Photonen-Prozess (s. Abschnitt 7.13.3) keine Fluoreszenz mehr statt, während die Ramanstreuung weiterhin möglich ist, wenn auch mit nochmals deutlich niedrigerem Streuquerschnitt als bei der Anregung im sichtbaren Strahlungsbereich. In einfacher Störungsrechnung (s. Abschnitt 7.13.4 sowie Aufgabe 14 in Heft 7) erhält man für die Ramanstreuung eine Wellenlängenabhängigkeit von

$$I_{Raman} \sim \lambda^{-4} \quad (11.364)$$

In der Realität ist diese Wellenlängenabhängigkeit jedoch noch deutlich stärker ausgeprägt. Denn alle relevanten festen oder flüssigen Materialien weisen elektronische Anregungen im nahen UV-Bereich auf, z.B. in der Nähe von  $300 \cdot nm$ . Diese sind stark verbreitert, so dass der Ausläufer dieser Anregungsbanden noch weit bis in das sichtbare Spektrum hinein reicht. Hierdurch erreichen Effekte höherer Ordnung (Kopplung des Raman-Übergangs mit virtuellen Anregungen dieser elektronischen Zustände) eine endliche Übergangswahrscheinlichkeit. Wegen der unter Vernachlässigung jeglicher weiterer Anregungsmöglichkeiten des betrachteten Moleküls äußerst niedrigen Übergangswahrscheinlichkeiten der Ramanstreuung genügt dieser Resteinfluss der elektronischen Anregungen bei weitem, um die Wellenlängenabhängigkeit der Ramanstreuung bereits signifikant zu modifizieren. Experimentell werden von Material zu Material stark schwankende Wellenlängenexponenten (in der Gl. 11.364) gemessen, die aber Werte bis zu 50 erreichen können. Dies ist die physikalische Erklärung für die experimentelle Erfahrung, dass kommerzielle Ramangeräte, die bei einer Anregungswellenlänge von  $1024 \cdot nm$  arbeiten, trotz eines Anregungsstroms im

Bereich von  $100 \cdot mW$  Messzeiten bis zu mehreren Stunden (!) benötigen, während bei Geräten, die z.B. mit  $514 \cdot nm$  und  $10 \cdot mW$  Strahlungsenergiestrom anregen, nur Messzeiten im Bereich von  $s$  bis  $min$  erforderlich sind. Die Ramanspektroskopie im nahen Infrarot ist daher i.a. durchaus ein Weg zur Einstellung eines akzeptablen Verhältnisses von Raman- und Fluoreszenzintensität, aber um den Preis eines extrem niedrigen Signals. Sobald nun zusätzlich nur ein besonders kleines Messvolumen verfügbar ist, wird die Situation noch einmal verschärft. Denn bei konstant gehaltener Bestrahlungsstärke ist die Intensität des Raman-Streusignals direkt proportional zum Messvolumen! (Eigentlich muss es an dieser Stelle Raumbestrahlungsstärke heißen, s. Abschnitt 11.7.2. Diese beiden Größen sind jedoch bei der in Spektrometern üblichen Geometrie nahezu identisch.) Die Bestrahlungsstärke aber lässt sich nur bis zu einem gewissen Grenzwert steigern, der durch die thermische und Strahlungsbelastbarkeit des untersuchten Materials vorgegeben ist. Daher ist die Anregung im IR bei mikroskopischen Raman-Methoden keine brauchbare Alternative. Insbesondere gilt diese Aussage für die *konfokale Raman-Mikroskopie* ([49],[50]), bei der ein konfokales Mikroskop (Abschnitt 11.11.4) mit einem Raman-Spektrometer gekoppelt wird. Mit einem derartigen System erhält man zusätzlich zu der über den optischen Kontrast erzeugten 3D-Information auch Informationen über die in der Probe auftretenden chemischen Unterschiede, wobei diese beiden Informationen miteinander streng verknüpft sind. Das wirksame Messvolumen ist durch die laterale und vertikale Ortsauflösung des konfokalen Mikroskops gegeben, beträgt also etwa

$$\delta V = (0,2 \cdot \mu m)^2 \cdot 0,5 \cdot \mu m = 0,02 \cdot \mu m^3 \quad (11.365)$$

Gegenüber einem typischen makroskopischen Raman-Spektrometer ist das eine Reduzierung des Probenvolumens um mindestens 10 Größenordnungen! Insbesondere für diesen Typ von Anwendungen der Raman-Spektroskopie ist man daher gezwungen, die Anregung so weit wie möglich in den sichtbaren, möglichst in den blauen Spektralbereich zu legen. Dann aber stellt sich die Frage nach der Trennung von Fluoreszenz und Ramanstreuung in voller Schärfe.

Eine experimentelle Möglichkeit zur Lösung dieser Aufgabe ist die Nutzung der Unterschiede im Zeitverhalten. Die Raman-Streuung erfolgt, verglichen mit der Fluoreszenzanregung, **spontan**, die Fluoreszenz-Streuung dagegen mit einer typischen Verzögerung in der Größenordnung  $10^{-12} \cdot s$  bis  $10^{-8} \cdot s$ , in extremen Sonderfällen bis zu  $10^{-4} \cdot s$  (s. Abschnitt 11.2.2). Durch Anregung der Probe mit einem Pulslaser, der ausreichend kurze Strahlungsimpulse abgibt, in Verbindung mit einer zeitlich aufgelösten spektroskopischen Detektion des Streusignals lassen sich daher Fluoreszenz- und Raman-Streuung weitgehend vollständig voneinander trennen. Eine weitere Möglichkeit ist die Intensitätsmodulation des Anregungslasers mit einer ausreichend hohen Frequenz in Verbindung mit einer Lock-In-Messtechnik. Bei dieser Messtechnik äußert sich eine unterschiedliche Verzögerung zwischen Anregung und System-Response in einer unterschiedlichen Phasenverschiebung zwischen diesen beiden (periodischen) Signalen. In Abhängigkeit der Phasenverschiebung treten daher 2

deutliche Intensitätsmaxima auf. Das (scharfe) Maximum bei (sehr) kleinen Phasenverschiebungen ist dann dem Ramansignal zuzuordnen und das (i.a. stark verwaschene) Maximum bei deutlich größeren Phasenverschiebungen dem Fluoreszenzsignal. Wegen der extrem kurzen Verzögerungszeiten sind jedoch beide Konzepte apparativ extrem aufwendig. Ich werde im Folgenden das Prinzip einer deutlich einfacheren Methode zur Trennung dieser beiden Signaltypen erläutern. Obwohl das Basiskonzept dieser Methode literaturbekannt ist, wird sie meiner Kenntnis nach bis heute (2010) nicht konkret eingesetzt.

Grundlage dieser Methode ist die unterschiedliche Abhängigkeit der Fluoreszenz und der Raman-Streuung von der Anregungsfrequenz. Bei der Raman-Streuung sind die Energien der eingestrahnten und der gestreuten Photonen auf einfache Weise mit der betrachteten Anregungsenergie des streuenden Moleküls verknüpft,

$$E_S = E_0 - E_i \quad (11.366)$$

$E_S$  : Energie des gestreuten Photons

$E_0$  : Energie des eingestrahnten Photons

$E_i$  : Energie des angeregten Molekülzustands

also

$$\begin{aligned} \frac{h \cdot c_0}{\lambda_S} &= \frac{h \cdot c_0}{\lambda_0} - \frac{h \cdot c_0}{\lambda_i} \Rightarrow \\ \lambda_S &= \frac{\lambda_0 \cdot \lambda_i}{\lambda_i - \lambda_0} \end{aligned} \quad (11.367)$$

In der Darstellung mit der als *Wellenzahl* bezeichneten Größe  $k = \lambda^{-1}$  als unabhängiger Variable, genauer in der jeweiligen Differenz ( $\lambda_0^{-1} - \lambda_S^{-1}$ ), sind daher die Ramanspektren unabhängig von der Anregungswellenlänge. Das Fluoreszenz-Emissionsspektrum dagegen ändert seine Struktur bei kleinen Änderungen der Anregungswellenlänge (s. Abschnitt 11.2.2) nur in unmittelbarer Nachbarschaft der Anregung. Im übrigen Bereich des Spektrums verändert sich nur die Fluoreszenz-Gesamtintensität.

(XXX: Der an dieser Stelle noch vorgesehene Text mit der sauberen mathematischen Aufarbeitung dieser Zusammenhänge ist noch nicht verfügbar.)

In der Literatur bekannt ist das Verfahren, die bei 2 verschiedenen Anregungswellenlängen erhaltenen Mischspektren aus Fluoreszenz und Raman-Streuung aufzunehmen und sodann über einen numerischen Fitprozess und unter Voraussetzung der Transformationsbeziehungen gem. Gl. 11.367 in den Fluoreszenz- und den Raman-Anteil zu trennen. Nachteil dieser Methode ist, dass das Messsystem zunächst beide Signalanteile registrieren muss. Falls also der Fluoreszenzanteil deutlich größer ist als das Ramansignal, kommt es zu Rauschproblemen, da das dem Fluoreszenzsignal überlagerte Rauschsignal annähernd mit seinem **Absolutwert** in dem rechnerisch extrahierten Ramansignal erscheint. Ich werde im folgenden eine auf

demselben Grundprinzip basierende Hardware-Lösung vorschlagen, die nach meiner Kenntnis noch nicht in der Literatur beschrieben worden ist (, aber von mir auch nicht (mehr) konkret erprobt wurde).

Diese Methode lehnt sich an die in der elektronischen Analog-Messtechnik weit verbreitete Lock-In-Verstärkung (Abschnitt 14.9.7) an. Wir verwenden daher zur Anregung eine über ein elektrisches Signal in der Wellenlänge modulierbare Strahlungsquelle (s.u.), analysieren das Streulicht mit einem FourierSpektrometer (s. Abschnitt 11.12.1) und werten das elektrische Signal des Strahlungsdetektors mit einem Lock-In-Verstärker aus. Den Modulationshub der Strahlungsquelle wählen wir derart, dass er von der Größenordnung, aber etwas kleiner ist als die proben- und gerätebedingte Halbwertsbreite der zu messenden Ramanlinien. Die Modulationsfrequenz ist nur von untergeordneter Bedeutung, sie sollte lediglich deutlich höher sein als der Kehrwert der angestrebten Messzeit pro Datenpunkt des FourierSpektrometers (s. jedoch Abschnitt 14.10). Auf Grund der oben ausgeführten Berechnungen und Abschätzungen ist offensichtlich, dass dieses Signal ganz überwiegend durch das Ramansignal bestimmt ist, während die Fluoreszenzanteile weitgehend eliminiert sind. Diese Methode sollte also funktionsfähig bleiben, selbst wenn das Fluoreszenzsignal deutlich höher ist als das Ramansignal (s. wieder Abschnitt 14.9.7). Ergebnis dieser Messung ist allerdings nicht das Ramanspektrum selbst, sondern dessen Ableitung nach der Wellenlänge. Das Originalspektrum erhält man hieraus durch Integration.

Bei der Umsetzung dieses Konzeptes müssen 2 experimentelle Aufgaben gelöst werden. Zum einen wird ein im sichtbaren Spektralbereich arbeitendes hochauflösendes FourierSpektrometer benötigt. Dies ist kein grundsätzliches Problem, allerdings hat es sich aus historischen Gründen eingebürgert, im sichtbaren Spektralbereich ausschließlich **dispersive** Spektrometer zu verwenden. Daher ist dieses Gerät (zumindest nach meiner Kenntnis) z.Zt. nicht als kommerzielle Baugruppe verfügbar. Zum anderen benötigen wir eine wellenlängenmodulierbare Strahlungsquelle. Hierfür schlage ich (anstelle eines grundsätzlich einsetzbaren, aber sehr teuren modulierbaren Lasers auf Basis eines optischen parametrischen Oszillators *OPO*) eine Laserdiode vor, deren Wellenlänge sich einfach über den angelegten elektrischen Strom variieren lässt. Letztlich ist die Kristall-Temperatur die steuernde Größe. Allerdings ändert sich dann gleichzeitig auch der Strahlungsstrom. Dieser Effekt lässt sich problemlos über einen elektrisch steuerbaren Abschwächer (z.B. eine Pockelszelle oder einen sog. *Akusto-optischen Modulator*) und einen geeignet optimierten Regelkreis vorab minimieren. Wählt man nun die Modulationsfrequenz derart, dass sie von der Größenordnung, aber kleiner ist als  $(4 \cdot \tau)$ , wenn  $\tau$  die thermische Zeitkonstante der Laserdiode ist, so ist die Wellenlängenmodulation deutlich gegen die (Rest-)Modulation der Intensität des Strahlungsstroms phasenverschoben, die trotz der soeben beschriebenen Strahlungsstrom-Stabilisierung verblieben ist. Diese beiden Effekte

- Intensitäts-Modulation des Raman-Signals infolge der Frequenzmodulation der Anregung; und

- Intensitäts-Modulation des Raman-Messsignals infolge Intensitätsmodulation der Anregung;

lassen sich daher im Lock-In-Messkanal in sehr guter Näherung von einander trennen.

Ich lade meine Leser ein, diese Methode zu erproben und mir zu berichten, welche Erfahrungen sie hiermit gemacht haben.

#### 11.15.12 Aktive und passive Anzeigen (\*)

Historisch betrachtet waren alle nicht-elektronischen Medien zur Anzeige von Text und/oder Graphik *passive*, d.h. nicht selbst leuchtende Elemente: (z.B.) Steinblöcke, Papier, mit Kreide beschriebene Tafeln, gedruckte Plakate. Zusammen mit den elektrischen und elektronischen Geräten wurden dann die unterschiedlichsten nach einer Vielzahl unterschiedlicher Konzepte arbeitenden selbst leuchtenden Anzeigen entwickelt: mit konventionellen Lichtquellen hinterleuchtete Anzeigefelder, LED-Matrix-Anzeigen, nach dem Konzept der Braunschen Röhre arbeitende elektronische Bildschirme, LCD-Displays etc. . Und wie selbstverständlich hat es sich eingebürgert, davon auszugehen, dass die *aktive* Anzeige grundsätzlich die *bessere* sei. Manager betrachten daher Forschungsprojekte zur Entwicklung passiver Anzeigesysteme nahezu immer mit großer Skepsis. Ich halte diese Wertung für ein unbegründetes Vorurteil! Zur Erläuterung wiederhole ich die jeweils spezifischen Nachteile aktiver und passiver Anzeigen:

- Eine passive Anzeige ist, wie der übrige Teil der nicht selbst leuchtenden Welt auch, ohne ausreichende Umgebungsbeleuchtung z.B. durch das Tageslicht nicht lesbar. Die Abhilfe besteht in einer im Bedarfsfall zuzuschaltenden Hilfs-Beleuchtung. Diese Maßnahme ist i.a. ohne wesentliche technische Probleme umsetzbar.
- Eine aktive Anzeige ist nur dann sicher lesbar, wenn **ihre** aktive Strahlungsdichte deutlich über der durch das Umgebungslicht auf der Anzeige (und in ihrer Nachbarschaft) erzeugten Bestrahlungsdichte liegt. Diese Bedingung ist z.B. bei direkter Sonneneinstrahlung gar nicht, oder zumindest nicht technisch einfach erfüllbar. Bei Dunkelheit tritt bei jeder aktiven Anzeige aber auch die Gefahr der Überstrahlung auf: Das menschliche Auge besitzt wohl bzgl. der mittleren Helligkeit der beobachteten Szene eine enorme Dynamik. Innerhalb der aktuell beobachteten Szene toleriert es jedoch nur eine begrenzte Dynamik von ca.  $10^2$  (s. Abschnitt 11.13.5). Liegt also die auf der Anzeige erzeugte maximale Strahlungsdichte um mehr als diesen Faktor über dem mittleren Wert der Umgebung (außerhalb der Anzeige ! ), wird dieser Bereich als überstrahlt detektiert und vom Betrachter damit zumindest als unangenehm empfunden. Im Extremfall geht die vom Betrachter empfundene Ortsauflösung völlig verloren.

Diese vergleichende Wiederholung der uns allen wohl bekannten Eigenschaften aktiver und passiver Anzeigen beweist bereits die oben getroffene Wertung. Nur die passive Anzeige hat einen vom Umgebungslicht unabhängigen Kontrast. Und jeder von uns hat genügend viele eigene Erfahrungen in dieser Richtung gemacht: Es geht nicht nur um das alt bekannte Problem, mit der Sonne im Rücken verlässlich den Anzeigezustand einer Verkehrsampel zu erkennen (s. hierzu auch [51]), sondern auch z.B. um das bis heute nicht gelöste Problem, mit einem Smartphone, einem Tablet- oder Notebook-PC im Freien wenigstens unter einem Sonnenschirm zu arbeiten. Wir sehen, dass auch die modernsten elektronischen Kommunikations-Systeme trotz ihres enormen Marktpotenzials dieses Problem noch nicht beherrschen. Meiner Überzeugung nach liegt die Ursache hierfür **nicht** in grundsätzlichen technologischen Problemen, die dazu führen, dass eben aktive Anzeigen leichter zu entwickeln und zu fertigen seien als passive. Für eine in diese Richtung weisende Vermutung kann ich keinen Grund erkennen. Ich bin sicher, dass es primär an dem immer noch nicht ausgerotteten Vorurteil gegenüber den "nur" passiven Anzeigen liegt.

Lediglich aus diesem Grund werden wir wohl weiterhin auf den immer und überall lesbaren und damit notwendigerweise passiven PC-Bildschirm warten müssen.

Mir ist nur ein kommerzielles hochwertiges elektronisches Produkt bekannt, das bewusst einen passiven anstelle eines aktiven Bildschirms einsetzt, nämlich das eBook-Lesegerät. Aber auch bei diesem Produkt wird nicht mit dem Vorteil geworben, dass durch dieses Konzept das Gerät bei beliebiger Umgebungsbeleuchtung benutzt werden kann. Vielmehr wird als dadurch bedingter Vorteil primär die längere Betriebsdauer der Batterie genannt.

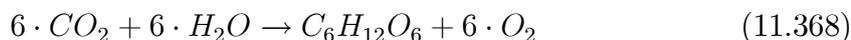
### 11.15.13 Warum sind die Pflanzenblätter grün? (\*)

In einer Vielzahl von Beispielen aus der Welt der Pflanzen und Lebewesen zeigt sich eine erstaunliche Anpassung des Verhaltens des biologischen Systems an die jeweils vorliegenden Bedingungen seiner Umgebung. Gelegentlich wird in diesem Zusammenhang auch die Photosynthese der Pflanzen (und einiger Lebewesen) angeführt: Die Natur habe als den für den Gesamtprozess existentiellen Stoff das Chlorophyll (von  $\chi\lambda\omega\rho\varsigma$  (griech.), hellgrün, und  $\phi\nu\lambda\lambda\omicron\nu$  (griech.), das Blatt) ausgewählt, weil es wegen seiner grünen Farbe genau in dem Spektralbereich absorbiere, in dem das Sonnenlicht sein Intensitätsmaximum habe. Wie wir bereits wissen, muss diese Behauptung gleich in mehrerer Hinsicht falsch sein, denn:

Zum einen absorbiert ein Farbstoff, der eine Probe grün färbt, sie also in Remission oder in Transmission grün erscheinen lässt, nicht etwa im grünen Spektralbereich (also in der Umgebung von  $550 \cdot nm$ ), sondern er hat in diesem Spektralbereich gerade eine besonders **niedrige** Absorption, während er im blauen und roten Spektralbereich stärker absorbiert.

Zum anderen liegt das Maximum der spektralen Bestrahlungsdichte des erdbodennahen Sonnenlichtes keinesfalls im grünen sondern im blauen Spektralbereich bei etwa  $440 \cdot nm$ , s. Abb. 58.

Die besondere Problematik, für die die Natur eine Lösung finden musste, erkennt man durch einen Blick auf die energetischen Gegebenheiten. Die Formel der Brutto-Reaktion eines typischen Prozesses der Photosynthese lautet



Aus dem  $CO_2$  der Luft und dem aus dem Erdboden entnommenen Wasser bildet die Pflanze sog. *Kohlenwasserstoffe*, also chemische Verbindungen, die nur die Elemente  $C$ ,  $H$  und  $O$  enthalten. Ein typisches Beispiel für diese Klasse von Reaktionsprodukten ist die in der Reaktionsgleichung 11.368 angeführte Glukose (umgangssprachlich *Traubenzucker*). Die Reaktions-Enthalpie für diese Reaktion beträgt

$$\Delta H^0 = 2870 \cdot \frac{kJ}{Mol} \cdot \frac{6,24 \cdot 10^{18} \cdot eV \cdot 1 \cdot Mol}{1 \cdot J \cdot 6,022 \cdot 10^{23} \cdot Teilchen} = 29,7 \cdot \frac{eV}{Teilchen} \quad (11.369)$$

also etwa  $5 \cdot eV$  pro gebundenes  $C$ -Atom. Als Energiequelle stand für diesen Prozess aber nur das erdbodennahe Sonnenlicht zur Verfügung, das mit relevanter Leistung nur Photonen mit einer Wellenlänge von etwa  $> 420 \cdot nm$  bereit stellt. Dies entspricht einer Energie von

$$E_{Photon}(420 \cdot nm) = 3,0 \cdot eV \quad (11.370)$$

Es bedarf also eines mehrstufigen Prozesses, bei dem in jeder Stufe erneut 1 Photon absorbiert wird, um letztendlich die erforderliche Gesamtenergie bereit stellen zu können. Es ist daher nicht überraschend, dass die in den Pflanzen ablaufende Photosynthese einen sehr komplexen Reaktionsmechanismus darstellt, der auch erst seit kurzem bis in die Details weitgehend verstanden ist. In ihm gibt es 2 unter Lichtabsorption ablaufende Teilprozesse, die den Namen *Photosystem 1* und *Photosystem 2* erhalten haben. Ihnen sind die beiden Absorptionsbanden im Absorptionsspektrum des Chlorophylls zugeordnet, s. Abb. 75.

Das Chlorophyll ist ein polyzyklisches Molekül, s. Abb. 76, dessen Kern aus 4 aromatischen 5-er-Ringen besteht, in die jeweils ein  $N$ -Atom eingebaut ist. Diese 5-er-Ringe sind jeweils über eine aromatische Kurzkette mit einander verbunden. Im Zentrum der von den 4  $N$ -Atomen gebildeten Struktur ist ein  $Mg$ -Ion eingelagert. An den äußeren  $C$ -Atomen der 5-er-Ringe können unterschiedliche i.a. aliphatische Endgruppen gebunden sein. Auf diese Weise entsteht eine große Anzahl von Chlorophyll-Varianten, die alle etwas unterschiedliche Absorptionsspektren aufweisen. Die Abb. 75 zeigt die Spektren der beiden wichtigsten Varianten, die meist als Chlorophyll (a) bzw. (b) bezeichnet werden.

In dem Anfangs zitierten Sinn kann die Photosynthese also nicht als Beispiel für eine geschickte Optimierung durch ein biologisches System dienen.

Mit etwas Fantasie lässt sich jedoch der Bogen zu dem Farbmesssystem des Menschen spannen, s. Abschnitt 11.14.5: Die spektrale Empfindlichkeit seines Helligkeitskanals passt sich sehr gut ein in den Bereich minimaler Absorption des Chlorophylls. Als unsere Vorfahren noch in den tropischen Regenwäldern lebten und noch

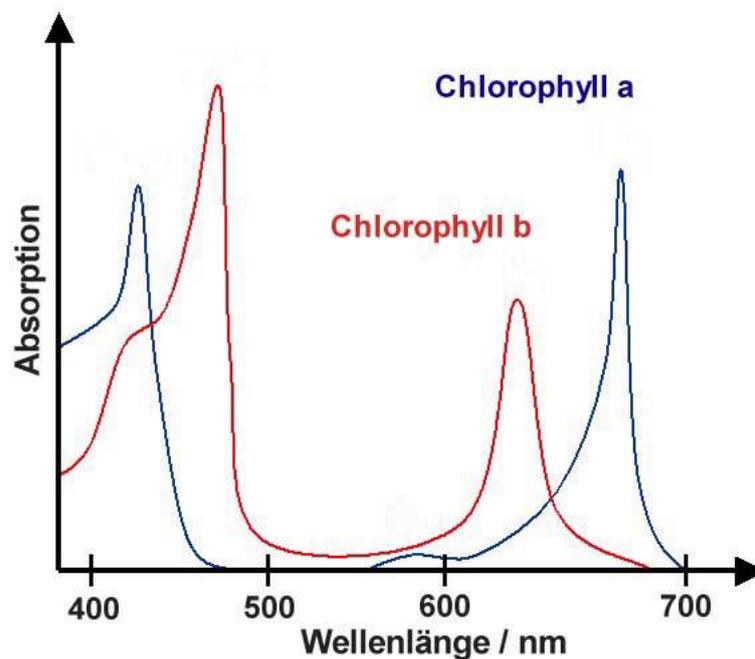


Abb. 75 Absorptionsspektrum der Chlorophyll-Varianten (a) und (b)

nicht in die Savanne ausgewichen waren, war die Hellempfindlichkeit ihrer Augen daher optimal an die am Boden dieser Wälder vorherrschenden Lichtverhältnisse angepasst. Denn der üppige Baumwuchs ließ überwiegend nur noch das von den Blättern wenig absorbierte grüne Licht bis zum Erdboden gelangen.

#### 11.15.14 Die Farbe der Meere und des Himmels (-)

Spricht jemand im täglichen Leben über Ozeane und Seen, so wird zunächst als selbstverständlich vorausgesetzt, dass deren Oberfläche *blau* sei. Will man sich etwas genauer ausdrücken, so werden oft sehr unterschiedliche Tönungen der Grundfarbe *blau* genannt, die sich oft auch in den offiziellen oder inoffiziellen Namensgebungen für die verschiedenen Meeresteile niederschlagen: die *blaue Adria*, das *Schwarze Meer* usw. In der Tat ist der Farbeindruck, in dem wir diese verschiedenen Meere und Meeresteile wahrnehmen, sehr unterschiedlich. Zum einen verändert er sich mit der Wettersituation, also mit der Beleuchtung, zum anderen aber gibt es auch bei konstanter Beleuchtung, z.B. jeweils bei klarem Himmel deutliche Unterschiede: Die Ozeane zeigen im Bereiche großer Wassertiefen, insbesondere also außerhalb der Festlandsockel (s. Abschnitt 1250), eine tiefblaue Farbe. Andererseits haben die küstennahen Bereiche der Karibischen See und auch des Pazifiks oft eine türkis-blaue Färbung, s. Abb. 77.

Das Schwarze Meer unterscheidet sich - in Bereichen jeweils vergleichbarer Wassertiefen - in der Farbe seiner Oberfläche nicht besonders eindrucksvoll von der

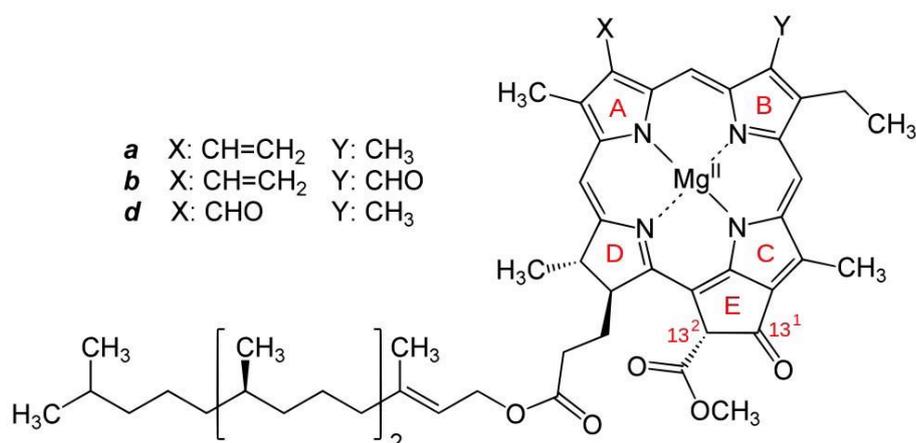


Abb. 76 Chemische Struktur der Chlorophyll-Familie

(Quelle: diese Abb. basiert auf dem Diagramm Chlorophyll\_a\_b\_d aus der freien Enzyklopädie Wikipedia und steht unter der GNU-Lizenz für freie Dokumentation Version 1.2 oder höher; der Urheber des Bildes ist aegon)

Farbe z.B. des Mittelmeeres. Allerdings gibt es historische Quellen, die behaupten, dass es zur Zeit seiner Entdeckung durch griechische Seefahrer um 1000 v.Chr. einen signifikanten Unterschied in der Meeresfarbe gegeben habe, dass also zu dieser Zeit das schwarze Meer zumindest deutlich schwärzer war als das Mittelmeer.

Um zu prüfen, in welchem Maße die spektrale Verteilung des **Beleuchtungslichtes** einen Einfluss auf die Farbe der Meeresoberfläche hat, habe ich von einem großen Schiff aus die Meeresoberfläche in unmittelbarer Nähe dieses Schiffes in einem Ausschnitt aufgenommen, der etwa zur Hälfte im direkten Sonnenlicht lag, während bei der anderen Bildhälfte das Sonnenlicht von dem Schiff abgeschattet wurde, s. Abb. 78. Anschließend habe ich die mittleren  $L^*$ ;  $a^*$ ;  $b^*$ -Messwerte dieser beiden Teilbereiche

- $A_1$  : der von der Sonne beschienene Bereich  
 $A_2$  : der vom Schiff abgeschattete Bereich

des Photos bestimmt mit folgendem Ergebnis:

$$\langle (L^*; a^*; b^*) \rangle (A_1) = (77; -14; -16) \quad (11.371)$$

$$\langle (L^*; a^*; b^*) \rangle (A_2) = (27; -7; -22) \quad (11.372)$$

Im wesentlichen unterscheiden sich diese beiden Sätze von Farbkoordinaten nur in der Helligkeit  $L^*$ . Der Farbort ( $a^*$ ;  $b^*$ ) ist nur leicht verschoben und in einer Weise, die am einfachsten durch eine Zunahme des kurzwelligen Anteils des remittierten



Abb. 77 Farbe der Karibischen See vor einer der Tobago Cay Islands (St. Vincent and the Grenadins)  
(Quelle: vom Autor erstelltes Photo aus dem Jahr 2003)

Lichtes beim Übergang von  $A_1$  nach  $A_2$  erklärbar ist. Bei klarem Himmel ist also das Meer in den Teilen, die nicht unmittelbar von der Sonne beschienen werden, geringfügig blauer als in den unmittelbar im Sonnenlicht liegenden Teilen. Dieser Effekt ist jedoch von untergeordneter Bedeutung. Für die Beantwortung der Frage, durch welche Effekte die Farbe großer Wasseroberflächen vorgegeben wird, dürfen wir den Einfluss der unterschiedlichen Beleuchtung offenbar erst einmal zur Seite legen.

Das von uns diskutierte optische System entspricht in guter Näherung dem eines sog. *farbigen Anstrichs*, wie wir ihn im Abschnitt 11.14.9 ausführlich behandelt haben:

1. Die Wasserschicht entspricht der den *Anstrich* bildenden Schicht. Ohne jede Beimengungen hat Wasser im sichtbaren Spektralbereich nur eine moderate optische Absorption. Sie führt dazu, dass Wasser ab einigen  $m$  Schichtdicke eine zunehmend blaue Farbe annimmt. Wir wollen diesen Effekt an dieser Stelle als vernachlässigbar gering annehmen. Die optische Streuung von reinem Wasser resultiert im wesentlichen aus der Rayleigh-Streuung (s. Abschnitt 4.4.6). Sie nimmt daher mit der Wellenlänge stark ab.

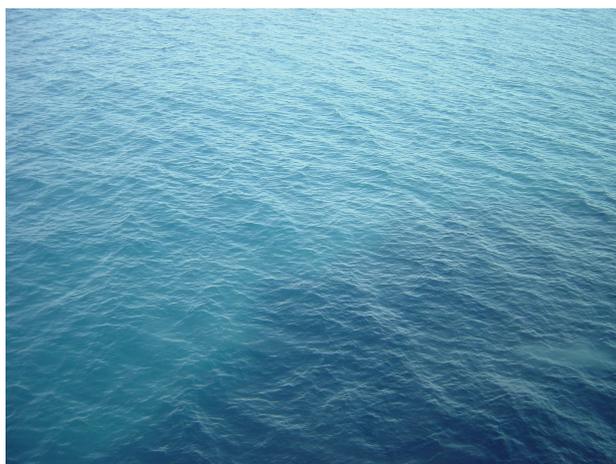


Abb. 78 Farbe des Mittelmeeres weitab der Küste  
(Quelle: vom Autor im Oktober 2008 erstellte Aufnahme)

2. Jedes Meerwasser enthält aber auch eine Reihe von Beimengungen, die das Licht teilweise absorbieren und/oder streuen. Insbesondere sind dies Zersetzungsprodukte von in ihm beheimateten, aber bereits abgestorbenen Pflanzen und Tieren sowie die Exkremente der in dem Gewässer aktuell lebenden Tiere. Dazu kommen jede Art von Verunreinigung, die insbesondere von den Flüssen in das offene Meer eingetragen werden.
3. Der Meeresboden entspricht der Unterlage, auf die der Anstrich aufgetragen wurde. Sein spektrales Remissionsvermögen spielt für die Farbe der Meeresoberfläche solange eine Rolle, wie die Meeresschicht noch nicht vollständig *deckend* ist (s. Gl. ??). Hierfür ist also nicht alleine die Meerestiefe maßgeblich, sondern die Kombination aus der Meerestiefe und den Kenndaten  $k$  und  $s$  des Meerwassers.

Wir betrachten zunächst den Fall, bei dem die Meerwasserschicht *deckend* im Sinne der Kubelka-Munk-Theorie ist. Dies wird bei genügender Wassertiefe, also auf dem freien Ozean, immer erfüllt sein. Dann ergibt sich der Remissionsfaktor der Wasseroberfläche über die Gl. 11.329, die ich der Einfachheit halber hier noch einmal aufführe:

$$R_{\infty} = 1 + \frac{k}{s} - \sqrt{2 \cdot \frac{k}{s} \cdot \sqrt{\left(1 + \frac{k}{2 \cdot s}\right)}} < 1 \quad (11.373)$$

Zum besseren Verständnis der nun folgenden Diskussion verweise ich auf die Abb. 66, in der der Verlauf der Funktion  $R_{\infty} = f\left(\frac{k}{s}\right)$  graphisch wiedergegeben ist. Solange also die Absorption gegenüber der Streuung überwiegt ( $\frac{k}{s} > 1$ ), d.h. bei genügend sauberem Wasser (ohne Streupartikel) ist die Wasseroberfläche immer relativ dunkel. Den Hauptbeitrag zur Reststreuung des Wassers leistet dann die Rayleigh-Streuung

an den einzelnen Wassermolekülen. Diese nimmt aber stark mit der Wellenlänge ab. Daher ist das vom Wasser remittierte Licht nicht grau, sondern deutlich blau gefärbt. Die Meeresoberfläche im Bereich großer Wassertiefen hat also i.a. eine relativ dunkle, tiefblaue Färbung.

Wir diskutieren nun den Fall moderater Wassertiefen der Größenordnung  $2 \cdot m$  bis  $20 \cdot m$  und einem Meereswasser, das ausreichend sauber ist, um noch den Meeresboden erkennen zu können. Jetzt spielt also dessen Remission eine wichtige Rolle für die Remissionsfarbe des Wassers. Wir verwenden für unsere weitere Diskussion die Beziehung

$$R = R_0 + \frac{T^2 \cdot R_u}{1 - R_0 \cdot R_u} \quad (11.374)$$

$R_0$  : Remission derselben Schicht,  
gemessen über einer schwarzen Unterlage

Auch diese Gl. lässt sich aus der allgem. Lösung 11.328 der Kubelka-Munk-Theorie für die nun vorliegenden Bedingungen herleiten (s. wieder [43]). In Meeresbuchten mit einem Sandstrand aus feinem Quarzkörnern haben oft auch noch die ersten wasserbedeckten Flächen einen Boden aus demselben Material. Dann hat dieser Boden meist einen auch nur minimalen Bewuchs mit Wasserpflanzen, so dass seine Remission im sichtbaren Spektralbereich weitgehend neutral ist und einen Wert nahe 1,0 annimmt. Der Einfachheit halber approximieren wir daher in der Gl. 11.374  $R_u$  durch den Wert 1,0:

$$R \approx R_0 + \frac{T^2}{1 - R_0} \quad (11.375)$$

Nun betrachten wir aber lediglich ausreichend sauberes Wasser, so dass

$$R_0 \ll 1, 0 ; T \approx 1 \quad (11.376)$$

Die Gl. 11.375 vereinfacht sich daher zu

$$R \approx T^2 \quad (11.377)$$

Die **Remission** der Wasserschicht ist also annähernd gleich der **Transmission** desselben Wassers in doppelter Schichtdicke. Die leicht grüne Färbung des Wassers in manchen Badeurlaubs-Paradiesen resultiert also aus der auch in Transmission messbaren leichten Absorption des Wassers im blauen sowie im roten Spektralbereich. Ursache hierfür sind die in diesem (i.a. relativ warmen) Wasser lebenden, den Bio-Farbstoff Chlorophyll (s. Abschnitt 11.15.13) enthaltenden Mikro-Organismen. Dieser Farbeindruck, überlagert mit einem Beitrag des typischen blauen Farbtons von Meereswasser ausreichender Tiefe (s.o.), ergibt dann das berühmte Türkisblau der Badebuchten in der Karibik oder in Polynesien. Unterstützt wird dieser spezifische Farbeindruck dadurch, dass diese Strände meist außer Quarzsand einen großen

Anteil an Muschelkies, also an klein gemahlene Muschelschalen enthalten. Dieser für den Laufkomfort des Badegastes eher ungünstige Umstand erhöht nochmals deutlich den Remissionsfaktor des Bodens.

Wir wenden uns nun der Farbe des Himmels zu. Wie wir alle wissen, hat dieser unter Ausblenden der direkten Sonneneinstrahlung und bei Abwesenheit von Wolken eine mehr oder weniger tiefblaue Farbe. Wir nehmen der Einfachheit halber an, dass die Sonne nicht zu hoch am Himmel steht und wir in eine Richtung schauen, bei der wir die Sonne im Rücken haben. Dann entspricht die Messgeometrie dieser Beobachtung in guter Näherung der einer Remissionsmessung. Die *Messprobe* ist dann die gesamte Luftschicht der Atmosphäre, und die *Unterlage* (das Weltall) ist nahezu ideal schwarz. Die Remission dieser Probe beträgt dann (s. wieder [43])

$$R_0 = \frac{1}{a + b \cdot \coth(b \cdot s \cdot d)} \quad (11.378)$$

Die Größen  $a$  und  $b$  haben wieder die im Abschnitt 11.14.9 genannte Bedeutung

$$a = 1 + \frac{k}{s}; \quad b = \sqrt{a^2 - 1} \quad (11.379)$$

Wir dürfen nun voraussetzen, dass die Erdatmosphäre (in einem Teilbereich ohne Wolken) im Bereich des sichtbaren Spektrums eine extrem geringe Absorption aufweist. Die Bedingung

$$\frac{k}{s} \ll 1 \quad (11.380)$$

ist daher in diesem Spektralbereich sicher erfüllt. Dann aber wird die Größe  $b$  ebenfalls sehr klein und der Nenner in der Gl. 11.378 enthält einen Summanden von der Struktur eines unbestimmten Ausdrucks (s. Absatz S. 170). Wir berechnen diesen Summanden separat:

$$f(b) = b \cdot \coth(b \cdot s \cdot d) = \cosh(b \cdot s \cdot d) \cdot \frac{b}{\sinh(b \cdot s \cdot d)} \quad (11.381)$$

$$\lim_{b \rightarrow 0} f(b) = \cosh(b \cdot s \cdot d) \cdot \frac{1}{\cosh(b \cdot s \cdot d) \cdot s \cdot d} = \frac{1}{s \cdot d} \quad (11.382)$$

Für genügend kleine Werte von  $b$  gilt daher

$$R_0 \approx \frac{s \cdot d}{1 + s \cdot d} \quad (11.383)$$

Da wir wissen, dass das direkte Sonnenlicht überwiegend ungestreut auf der Erdoberfläche ankommt, muss sogar die Bedingung

$$s \cdot d \ll 1 \quad (11.384)$$

erfüllt sein. Die Gl. 11.383 vereinfacht sich daher zu

$$R_0 \approx s \cdot d \quad (11.385)$$

Die Remission der Erdatmosphäre ist also einfach proportional zum Streukoeffizienten  $s$ . Da der Hauptbeitrag zu dieser Streuung aus der Rayleigh-Streuung des Lichtes an den Luft-Molekülen resultiert, nimmt dieser Effekt etwa proportional zu  $\lambda^{-4}$  mit der Wellenlänge des Lichtes ab. Daher dominiert in dem gestreuten Licht der kurzwellige Anteil, sein Farbton ist **blau**.

Wir diskutieren nun den Farbeindruck der am Himmel i.a. ebenfalls vorhandenen Wolken. Diese sind für direktes (spekulares) Sonnenlicht offenbar nicht mehr durchlässig, d.h. die Bedingung 11.384 ist mit Sicherheit nicht mehr erfüllt. Wolken (s. Absatz S. 8.7.3) bestehen aus (flüssigen) Wassertröpfchen und/oder Eis-Mikrokristallen im Größenbereich  $2 \dots 10 \cdot \mu\text{m}$ . Diese Objekte sind stark streuend, aber nur schwach absorbierend. Wir betrachten zunächst einen nur teilweise mit Wolken bedeckten Himmel, also eine Wettersituation, wie sie z.B. in der Abb. 19 wiedergegeben ist. Wir stellen uns so, dass wir die Sonne in unserem Rücken haben und interessieren uns für die Farbe einer Wolke, die etwas weiter von uns entfernt ist. Dann liegt der obere Teil dieser Wolke im direkten Sonnenlicht. Die Beobachtungs-Geometrie entspricht also einer 0/d-Remissionsmessung. Die optische Schichtdicke der Wolke dürfen wir als deckend annähern, und der Remissionsfaktor ergibt sich wieder aus der Gl. 11.373. Wir beschränken uns auf den Fall  $\frac{k}{s} \ll 1$  und erhalten dann die Näherungsgl.

$$R_\infty \cong 1 - \sqrt{\frac{2 \cdot k}{s}} \quad (11.386)$$

Da der Streukoeffizient des Wolkenmaterials sehr hoch ist, bleibt bei nicht zu hohem Absorptionskoeffizienten  $k$  der Remissionsfaktor in der Nähe von 1 und die Wolke erscheint uns **weiß**. Die Unterseite der Wolke ist oft relativ scharf begrenzt und in guter Näherung parallel zur Erdoberfläche orientiert. Bei genügend hohem Sonnenstand, also nicht gerade kurz nach Sonnenaufgang oder kurz vor Sonneuntergang, wird daher diese Wolkenunterseite nicht direkt von der Sonne beschienen. Hierdurch ändern sich die geometrischen Bedingungen der Beleuchtung und Betrachtung von Grund auf. Die hierfür relevante Beleuchtung erfolgt nun von oben auf die Wolke, und wir betrachten sie in Transmission. Für diese Messgeometrie müssen wir die Gl. 11.332 verwenden. Der Übersichtlichkeit halber wiederhole ich sie an dieser Stelle:

$$T = \frac{b}{a \cdot \sinh(b \cdot s \cdot d) + b \cdot \cosh(b \cdot s \cdot d)} \quad (11.387)$$

$d$  : Dicke der Messprobe

Die Abkürzungen  $a$  und  $b$  haben wieder die o.a. Bedeutungen. Für unser Beispiel gilt weiterhin

$$\frac{k}{s} \ll 1 \Rightarrow a \gtrsim 1 \quad (11.388)$$

Das Argument der hyperbolischen Funktionen beträgt aber

$$\begin{aligned} b \cdot s \cdot d &= \sqrt{a^2 - 1} \cdot s \cdot d = \sqrt{\left(1 + \frac{k}{s}\right)^2 - 1} \cdot s \cdot d = \sqrt{2 \cdot \frac{k}{s} + \left(\frac{k}{s}\right)^2} \cdot s \cdot d \\ &= k \cdot d \cdot \sqrt{1 + 2 \cdot \frac{s}{k}} \end{aligned} \quad (11.389)$$

und beträgt für große Werte von  $\frac{s}{k}$ :

$$\frac{s}{k} \gg 1 \Rightarrow b \cdot s \cdot d \approx k \cdot d \cdot \sqrt{2 \cdot \frac{s}{k}} \quad (11.390)$$

Es nimmt also ebenfalls sehr große Werte an. Für diesen Wertebereich gilt aber wegen

$$\sinh^2 x - \cosh^2 x = 1 \Rightarrow \quad (11.391)$$

$$x \gg 1 \Rightarrow \sinh x \approx \cosh x \approx \frac{e^x}{2} \quad (11.392)$$

und die Gl. 11.387 vereinfacht sich zu

$$T \approx \frac{b}{(1+b) \cdot \sinh(b \cdot s \cdot d)} \approx \frac{1}{\sinh(b \cdot s \cdot d)} \approx 2 \cdot e^{-b \cdot s \cdot d} = 2 \cdot e^{-k \cdot d \cdot \sqrt{2 \cdot \frac{s}{k}}} \quad (11.393)$$

Wir berechnen die zugehörige Transmissionsdichte

$$D_{trans} = -\log_{10}(T) = -\log_{10} e \cdot \ln\left(2 \cdot e^{-k \cdot d \cdot \sqrt{2 \cdot \frac{s}{k}}}\right) = \log_{10} e \cdot \left(k \cdot d \cdot \sqrt{2 \cdot \frac{s}{k}} - \ln 2\right) \quad (11.394)$$

Der Ausdruck

$$D_{trans}(s=0) = \log_{10} e \cdot k \cdot d \quad (11.395)$$

ist aber identisch mit der Transmissionsdichte, die die Probe hätte, wenn ihre Streuung gleich 0 wäre. Bis auf den Zusatz-Summanden  $\ln 2$  bewirkt also die starke Streuung eine Erhöhung der Transmissionsdichte um den Faktor  $\sqrt{2 \cdot \frac{s}{k}}$ . Da die typischen Schichtdicken einer Wolke einige  $km$  betragen, erzeugen bereits sehr kleine Werte des Absorptionskoeffizienten  $k$  Transmissionsdichten  $> 1$ . Eine geschlossene Wolkendecke reduziert daher die Intensität des Tageslichtes am Erdboden auf nur noch einige % des für wolkenlosen Himmel geltenden Wertes.

Im Ergebnis erscheinen uns Wolkenteile, die nicht direkt von der Sonne beschienen sind, immer grau, etwa die Unterseite einer Wolke oder eine geschlossene Wolkendecke. Bei etwas erhöhter Absorption, z.B. bei einer Regen- oder gar Gewitterwolke, erscheint uns diese sogar dunkelgrau bis schwarz.

#### 11.15.15 Optik des Alters-Kataraktes (-/-)

(XXX: Der Text des Absatzes *Optik des Alters-Kataraktes* ist noch nicht verfügbar.)

**Das Stroboskop (-/-)**

(XXX: Der Text des Absatzes *Das Stroboskop* ist noch nicht verfügbar.)

**11.16 Aufgaben (-)**

1. Beweise das Snellius-Gesetz (Gl. 11.23) und das Reflexionsgesetz (Gl. 11.27) mit Hilfe des Fermat-Prinzips.
2. Berechne den Strahlungsverlauf einer ebenen Welle (endlicher Querschnittsfläche) beim Durchgang durch eine transparente planparallele Platte der Dicke  $d$  und des Brechungsindex  $n$ , wenn diese Platte zunächst senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der ebenen Welle orientiert wird und sodann um einen Winkel  $\alpha$  aus dieser senkrechten Orientierung herausgedreht wird.
3. Berechne den mittleren Reflexionsfaktor (die *Albedo*) des Mondes aus den im Text dieses Heftes bereits angegebenen Beleuchtungsstärken auf der Erde bei direktem Sonnenlicht und bei Vollmond. Das Abstrahlungsverhalten des Mondes soll hierbei durch einen Lambert-Strahler angenähert werden. Die für diese Rechnung erforderlichen geometrisch-astronomischen Daten finden sich im Kapitel 3.8. Zeige sodann, dass sich durch Messung des Verhältnisses der Leuchtdichte der beiden Mondhälften bei Halbmond die Erd-Albedo bestimmen lässt.
4. Der Raum in einem Wohnhaus habe eine Größe von  $5 \cdot m$  Breite,  $8 \cdot m$  Tiefe und  $2,50 \cdot m$  Höhe. Er habe 2 nach außen gehende gläserne Flügeltüren von jeweils  $1,20 \cdot m \times 2,00 \cdot m$  lichter Öffnung. Berechne das Verhältnis der Helligkeit nahe der Tür und in einer Zimmerecke und zwar an einem Tag mit dünner, aber geschlossener Wolkendecke. Nimm der Einfachheit halber an, dass der Remissionsfaktor aller Wände, also der Wandtapete, des Deckenanstrichs und des Bodenbelags annähernd denselben Werte  $R$  hat.
5. Seit den Mondlandungen durch Apollo 11,12 und 15 stehen auf der Mondoberfläche Retro-Reflektoren für sichtbares Licht zur Verfügung, die seitdem von verschiedenen Arbeitsgruppen zur Durchführung von Laser-Puls-Echo-Experimenten genutzt werden ([52]). Ziel ist eine hochpräzise Messung des aktuellen Abstandes Erde-Mond und seiner zeitlichen Entwicklung. Bestimme die Größenordnung des hierbei auftretenden Signalverlustes, d.h. das Verhältnis von ausgestrahlter Strahlungsenergie und eingefangener Energie im Echosignal. Das Empfangs-Teleskop habe eine Apertur von  $1,5 \cdot m$ , die Strahldivergenz der Abstrahlungsoptik sei  $\delta\varphi = 5,2 \cdot 10^{-5}$ . Der Retroreflektor bestehe aus 100 Einzelreflektoren mit einer Eintrittsfläche von jeweils  $3,5 \cdot cm$  Durchmesser (Daten des Apollo-11-Reflektors). Die Strahldivergenz der Retro-Reflektoren

betrage 7". Alle übrigen erforderlichen Zahlenwerte findet der Leser in den entsprechenden Kapiteln *Zahlenwerte* in diesem Lehrbuch.

6. (XXX: Der Text dieser Aufgabe ist noch nicht verfügbar.)
7. (XXX: Der Text dieser Aufgabe ist noch nicht verfügbar.)
8. Beweise, dass die Farbortmenge eines Farbmesssystems beliebiger Dimension, das die Bedingung **A1** und **A2** erfüllt, konvex ist.
9. Beweise, dass ein 2-Kanal-Farbmesssystem die Anforderung der Verfärbungssensitivität nicht erfüllen kann.
10. (XXX: Der Text dieser Aufgabe ist noch nicht verfügbar.)
11. (XXX: Der Text dieser Aufgabe ist noch nicht verfügbar.)
12. (XXX: Der Text dieser Aufgabe ist noch nicht verfügbar.)

### 11.17 Zahlenwerte (-)

(XXX: Der Text des Kapitels *Zahlenwerte* ist überwiegend noch nicht verfügbar. In ihm werden auch die nachfolgenden Notizen aufgehen.)

Vakuumlichtgeschwindigkeit

- Energie eines Photons der Wellenlänge 550 nm
- Reflexionsfaktoren (evtl. auch als Funktion der Wellenlänge) einiger Metalle: Gold, Silber, Stahl
- Global-Bestrahlungsstärke der Sonne an der Erdoberfläche bei senkrechtem Einfall
- Einige weitere realistische Strahlungs- u. Bestrahlungsstärken in der realen Welt und in optischen Geräten: Hefnerkerze, Halogenlampe, intensivste technische Beleuchtungsquelle, Strahlungsstrom der Sonne, einer (Super-)Nova und des Ereignisses v. Januar 2002 (Spektrum 05/03 S. 23)

- Brechungsindex von Core und Cladding sowie daraus folgende Grenzwinkel für typische Mono-Mode- und Multi-Mode-Faser einschließlich Polymerfaser

Typische Kenndaten einer Polycarbonat-Lichtleitfaser:  $d = 0,5 \cdot mm$  ;  $NA = 0,49$ ;  
 $D = 0,15 \cdot dB \cdot m^{-1}$

Typische Kenndaten einer Glas-Multimode-Lichtleitfaser:  $d = 0,1 \cdot mm$  ;  $NA = 0,37$ ;  
 $D = 10 \cdot dB \cdot km^{-1}$

- Quantenausbeute einiger Strahlungsdetektoren: Si-Diode, photographische Film, (weitere ?)

#### Typische Kennwerte einiger Strahlungsempfänger

Bezeichnung	Lichtstrom / lm	Leuchtdichte /(lm/m <sup>2</sup> )	Lichtausbeute /(lm/W)	Farbtemperatur /K	Lebensdauer /h
Wachskerze	13			1800	
Petroleumlampe	200 ... 600			2000	
Kohlefadenlampe				2100	
Wolfram-Glühlampe (100·W)	1500		15	2700	
Halogenlampe (300·W)	7,5·10 <sup>**3</sup> ... 1,1·10 <sup>**4</sup>		25 ... 35	3000	
Metallhalogenlampe			150 ... 200		
weiße LED			20 ... 100		

Abb. 79 Typische Kennwerte einiger Lichtquellen

Bezeichnung	maximale Quantenausbeute	Signaldynamik
<i>Si</i> -Photodiode		
konv.		

- einige Brechungsindizes:  $n(\text{Aerogel}) = 1,004 \dots 1,24$  (typisch 1,02)

(XXX: Der weitere, umfangreiche Text des Kapitels *Zahlenwerte* ist noch nicht verfügbar.)

**11.18 Literatur (-)**

1. R. Clark Jones, New calculus for the treatment of optical systems, I. Description and discussion of the calculus, *Journal of the Optical Society of America* 31 (1941), 7, p. 488-493
2. Hans Müller, Memorandum of the polarization optics of the photo-elastic shutter, Report No. 2 of the OSRO Project OEMsr-506, 1943
3. B. Kahr, J. Freudenthal, S. Phillips, W. Kaminsky, Herapathite, *Science* vol. 324 issue 5933 (2009) p. 1407
4. Erasmus Bartholin, *Experimentes* (XXX: präzisieren), 1669, deutsche Übersetzung: Versuche mit dem doppelbrechenden isländischen Kristall, die zur Entdeckung einer wunderbaren und außergewöhnlichen Brechung führt, *Ostwald's Klassiker Band 205* (1922)
5. F. Pockels, Über den Einfluss elastischer Deformationen, speciell einseitigen Druckes auf das optische Verhalten krystalliner Körper, Dissertation Göttingen 1889
6. (XXX: Das an dieser Stelle vorgesehene Literaturzitat ist noch nicht verfügbar.)
7. A. Gombert, Mikrooptik im großen Stil, *Physik Journal* 1 (2002), 9, S. 37-41
8. DIN 5033-8, Farbmessung: Messbedingungen für Lichtquellen, Ausgabe 1982-04 Beuth Verlag Berlin
9. [www.lasercomponents.com](http://www.lasercomponents.com)
10. DIN 5033-8, Farbmessung: Messbedingungen für Lichtquellen, Ausgabe 1982-04 Beuth Verlag Berlin
11. August Köhler, Gedanken zu einem neuen Beleuchtungsverfahren für mikroskopische Zwecke, *Zeitschrift f. Wissenschaftliche Mikroskopie*, Band 10 (1893), S. 433-440
12. <http://www.jentech.de>
13. W. Jacobsen, Quantitative Charakterisierung von Wasserflecken auf Lackoberflächen, unveröffentlichter interner Bericht der Bayer AG Leverkusen v. 23.11.1993
14. V. Jacobsen, Rastertunnelmikroskopie kombiniert mit optischen Methoden und ihre Anwendung für opto-elektronische Experimente an nanoskopischen Strukturen, Dissertation Universität Mainz 2004
15. M. Minsky, Microscopy Apparatus, US Patent 3,013,467 v. 07.11.1957/19.12.1961
16. Marvin Minsky, Memoir on Inventing the Confocal Scanning Microscope, *Scanning* 10 (1988), p. 128-138
17. W. Jacobsen, CLSM-Testmessungen zur BAY 12-8039-Wirkstoffanalytik im Gewebe, unveröffentlichter interner Bericht der Bayer AG Leverkusen v. 25.08.1998
18. *The Journal of Antimicrobial Chemotherapy*, Suppl. B to Vol. 43 (1999)
19. J. Eickmans, L. Leenders, J. Lamotte, K. Dierksen, W. Jacobsen, Commercial Focus-Mastertool: A New Dry Phototool in the Production of Printed Circuit Boards, *Circuit World* 22 (1996), 3, p. 26-32
20. T. Wilson (Ed.), *Confocal Microscopy*, Academic Press London etc. 1990
21. W. Hoheisel, W. Jacobsen, B. Lüttge, *Confocal Microscopy: Applications in Ma-*

- terials Science, *Macromol. Mater. Eng.* 286 (2001), 11, p. 663-668
22. W. Jacobsen, *Confocal Microscopy: 3D Structural Analysis of Non Metallic Materials*, *G.I.T. Imaging & Microscopy* (2001), 3, p. 10-13
  23. M.D. Vaudin, Y.B. Gerbig, S.J. Stranick, R.F. Cook, Comparison of nanoscale measurements of strain and stress using electron back scattered diffraction and confocal Raman microscopy, *Applied Physics Letters* 93 (2008) 193116
  24. G. Binnig, C.F. Quate, Ch. Gerber, Atomic Force Microscope, *Physical Revue Letters* 56 (1986) p. 930-933
  25. (XXX: Das an dieser Stelle vorgesehene Literaturzitat ist noch nicht verfügbar.)
  26. <http://www.bitplane.com>
  27. (XXX: Das an dieser Stelle vorgesehene Literaturzitat ist noch nicht verfügbar.)
  28. D.B. Judd, *Color in Business, Science and Industry*, New York, John Wiley & Sons, 1959
  29. (XXX: Das an dieser Stelle vorgesehene Literaturzitat ist noch nicht verfügbar.)
  30. P. Sinha, Es werde Licht, *Spektrum der Wissenschaft* 08 (2014) S. 23-29
  31. R.E. Bird, R.L. Hubstrom, L.J. Lewis, *Terrestrial Solar Spectral Data Sets*, *Solar Energy* 30 (1983), No. 6, p. 563-573
  32. Manfred Richter, *Einführung in die Farbmatrik*, Sammlung Göschen Bd. 2608, Walter de Gruyter Verlag Berlin 1976
  33. A. Brockes, D. Strocka, A. Berger-Schunn, *Farbmessung in der Textilindustrie*, *Mitt. für die Farbstoffe verarbeitende Industrie*, 24 (1986)
  34. J. Guild, The colorimetric properties of the spectrum, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character* 230 p. 149-187, doi: 10.1098/rsta.1932.0005
  35. DIN 5033-1 Farbmessung: Grundbegriffe der Farbmatrik, Ausgabe 2009-05, Beuth Verlag Berlin
  36. DIN 5033-2, Farbmessung: Normvalenz-Systeme, Ausgabe 1992-05., Beuth Verlag Berlin
  37. DIN 5033-3 Farbmessung: Farbmazzahlen, Ausgabe 1992-07, Beuth Verlag Berlin
  38. ISO 2813, *Lacke und Anstrichstoffe - Bestimmung des Reflektometerwertes von Beschichtungen (außer Metallic-Beschichtungen) unter 20°, 60° und 85°*, Ausgabe 1994-08, Beuth Verlag Berlin
  39. DIN 6174, *Farbmatrike Bestimmung von Farbmaßzahlen und Farbabständen im angenähert gleichförmigen CIELAB-Farbenraum*; Ausgabe 2007-10 Beuth Verlag Berlin
  40. W. Jacobsen, *Grundlegende Untersuchungen zum Konzept der Maximaldichteden-sitometrie*, unveröffentlichter interner Bericht der Bayer AG Leverkusen v. 07.07.1982
  41. P. Kubelka, F. Munk, Ein Beitrag zur Optik der Farbanstriche, *Zeitschrift für technische. Physik* 12 (1931), S. 593-601 ; englische Übersetzung: [www.graphics.cornell.edu/~westin/puls/kubelka.pdf](http://www.graphics.cornell.edu/~westin/puls/kubelka.pdf) (free download)

42. P. Kubelka, J. Opt. Soc. Am. 38 (10948) p. 448 (XXX: präzisieren)
43. G. Kortüm, Reflectance Spectroscopy, Principles, Methods, Applications, Springer Verlag Berlin etc. 1969
44. S. Thurm, K. Bunge, G. Findeis, Method of and Apparatus for Determining the Copying Light Amounts for Copying from Color Originals, US Patent 4279502 from 21.07.1981
45. K. Bischoff, Messung des Proportionalitätsverhaltens von Strahlungsempfängern, Z. Instr. 69 (1961), 5, (XXX: präzisieren)
46. D. Krusche, Konzeptstudie für den Einsatz von Si-PIN-Photodioden als Photoempfänger in Densitometern, Diplomarbeit Fachhochschule Aachen-Jülich, 1981
47. G.H. Dawson, W.F. Voglesong, Response Functions for Color Densitometry, Applied Photographic Science a. Engineering 17 (1932), 5, (XXX: präzisieren)
48. J. Hendricks, Messverfahren für das Spektralprodukt von Colorfilmdensitometern, Diplomarbeit Fachhochschule Aachen-Jülich, 1980
49. G.J. Puppels, Description and Performance of a Highly Sensitive Confocal Raman Microscope, J. of Raman Spectroscopy 22 (1991), p. 217-225
50. W. Jacobsen, Kopplung von konfokaler Lichtmikroskopie und Raman-Spektroskopie: chemische Strukturanalyse mit 3D-Ortsauflösung im  $\mu\text{m}$ -Bereich, unveröffentlichter interner Bericht JAO-026 der Bayer AG Leverkusen v. 26.07.1995
51. W. Jacobsen, R. Neigl, H. Berneth, Vorrichtung zur Erzeugung von Lichtsignalen, DE 100 63 180 A1 v. 27.06.2002
52. J.W.J. Dickey, Lunar Geophysics, Geodesy and Dynamics, 13 th Intern. Workshop on Lunar Laser Ranging, Oct. 7-11 2002 Washington DC
53. B.D. Wilts, K. Michielsen, H. de Raedt, D.G. Stavenga, Iridescence and spectral filtering of the gyroid-type photonic crystals in *Parides sesotris* wing scales, Interface Focus 2 (2012) p. 681-687
54. W. Jacobsen, Spectroscopically Correlated Light Scanning Microscopy, U.S. Patent 5,329,352 v. 12.07.1994
55. W. Jacobsen, Bildanalytische Messung des Verkratzungszustands von Lackoberflächen, unveröffentlichter interner Bericht der Bayer AG Leverkusen v. 18.12.1995
56. W. Jacobsen, Spektroskopie-korrelierte Licht-Rastermikroskopie, EP 0508257
57. Contrast and Microscopy, GIT-Imaging&Microscopy 2004, 2, p. 53-55
58. H.L. Johnson, W.W. Morgan, Fundamental Stellar Photometry for Standards of Spectral Types on the Revised System of the Yerkes Spectral Atlas, The Astrophysical Journal 117 (1953) p. 313-352
59. Stefan Hell, Nanoskopie mit fokussiertem Licht, Physik Journal (2007) 12, S. 47-53
60. M. Goeppert-Mayer, Über Elementarakte mit zwei Quantensprüngen, Annalen der Physik 9 (1931) S. 273-294
61. P. Franken et al. , Physics Review Letters 71 (1961) p. 118 (XXX: präzisieren)
62. W. Kaiser, C.G.B. Garrett, Physical Review Letters 7 (1961) p. 229

63. P.D. Matzer et al. Physical Review Letters 8 (1962) p. 21 (XXX: präzisieren)
64. J.A. Armstrong et al. Physical Review 127 (1962) p. 1918 (XXX: präzisieren)
65. Opt Express 22 (2014) S; 7290-7304