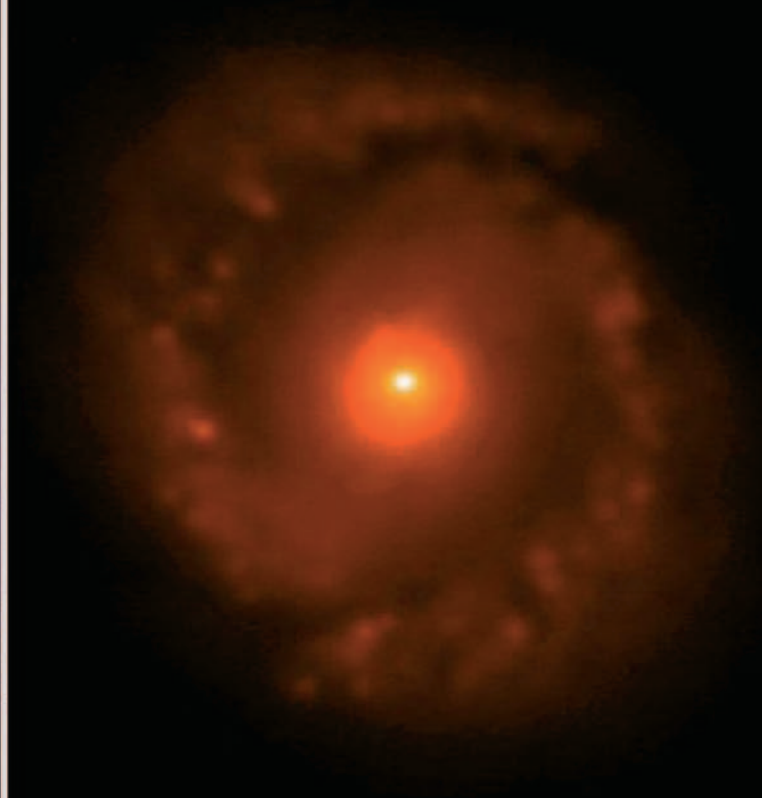
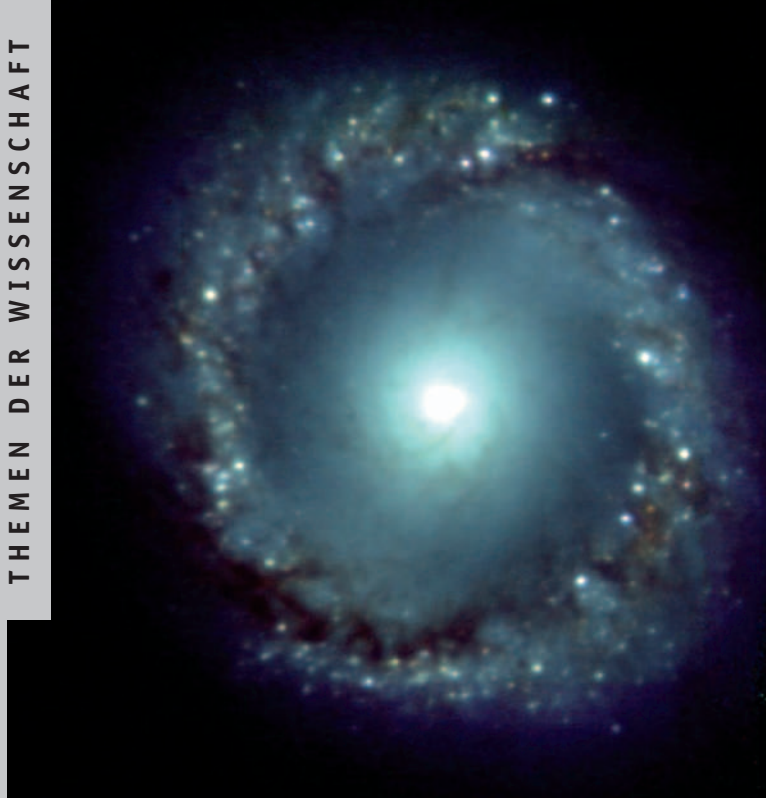




Dem Seeing ein Schnippchen schlagen

Adaptive Optik in der Astronomie, Teil I

VON STEFAN HIPPLER UND MARKUS KASPER

Mit innovativer Technik und zukunftsweisenden Schlüsseltechnologien versuchen Astronomen, erdgebundene Teleskope so scharf zu stellen, als wären sie im Weltraum. Es geht um die Herausforderung, die störenden optischen Einflüsse der Atmosphäre zu beseitigen.

Können erdgebundene Teleskope die Astronomie weiter voran bringen? Oder wird dies den Nachfolgern erfolgreicher Weltraumteleskope wie HUBBLE, ROSAT oder SOHO vorbehalten bleiben? Ein wichtiger Faktor in der Abwägung zwischen den Standorten Weltraum oder Erdboden ist die erreichbare Winkelauflösung. Gerade hier hat sich der Vorteil der Weltraumteleskope in den letzten Jahren deutlich verringert und liegt zur Zeit eindeutig bei den erdgebundenen Großteleskopen. Der Grund dafür ist die inzwischen ausgereifte Technik der Adaptiven Optik.

Normalerweise verhindert das »Seeing«, die Bildverschlechterung aufgrund der Luftunruhe, das Erreichen des maximal möglichen Winkelauflösungsvermögens eines Teleskops, welches durch die Beugungsgrenze gegeben ist. Diese steigt linear mit dem Spiegeldurchmesser und nimmt umgekehrt proportional zur Wel-

lenlänge ab. Die Beugungsgrenze eines modernen Großteleskops, dessen Hauptspiegel einen Durchmesser von acht bis zehn Metern aufweist, liegt im sichtbaren Bereich (Wellenlänge 550 nm) bei 0.015 Bogensekunden. Selbst unter den besten atmosphärischen Bedingungen erzielt man hingegen lediglich etwa 0.5 Bogensekunden. Mit der Adaptiven Optik lässt sich demnach das Auflösungsvermögen dieser Teleskope, sprich die Bildschärfe, um mehr als eine Größenordnung steigern – und das bei vergleichsweise geringen Kosten. Heute sind alle Großteleskope, wie SUBARU, das VLT, KECK und GEMINI, mit Adaptiver Optik ausgestattet. Diese ermöglicht es, optische Störungen der turbulenten Atmosphäre in Echtzeit zu korrigieren. Jüngste Aufnahmen dieser Teleskope mit eingeschalteter Adaptiver Optik übertreffen die Auflösung des Weltraumteleskops HUBBLE (siehe Abb. 1 a und b).

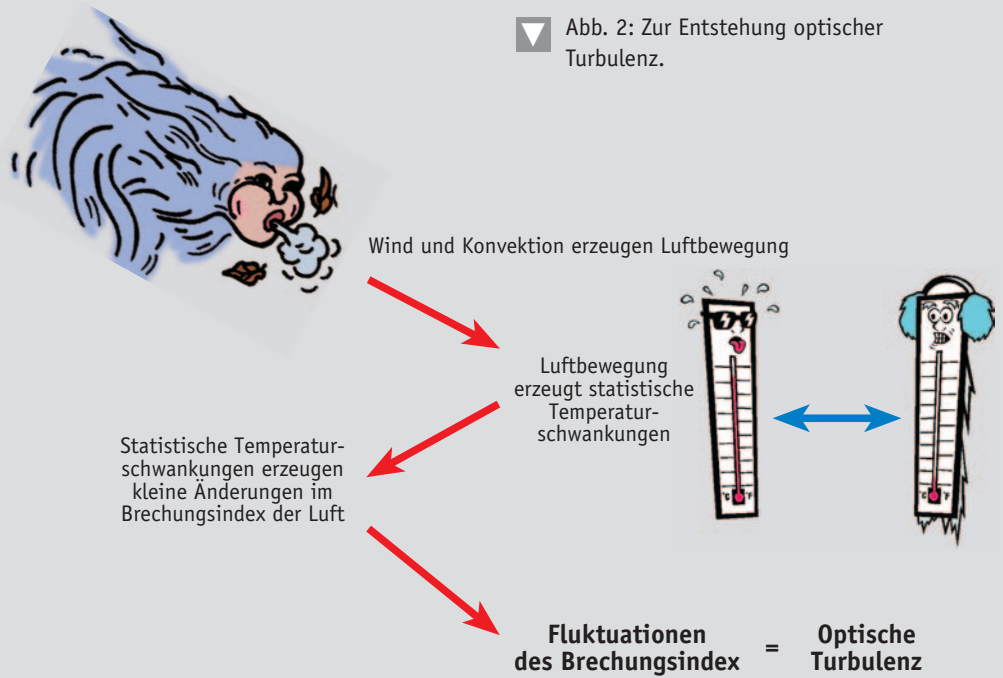
Nimmt man die ersten erfolgreichen Beobachtungen mit den großen optischen Interferometern wie dem VLT-Interferometer (siehe SuW 3/2003, S. 24) oder dem KECK-Interferometer hinzu, so zeigt sich, dass die bodengebundene Astronomie mehr als konkurrenzfähig ist. Dabei ist zu beachten, dass die Auflösung bei Interferometern mit dem Abstand der Teleskope zunimmt und die Adaptive Optik darüber hinaus den Kontrast verbessert.

In dieser zweiteiligen Artikelserie wird der aktuelle Stand der Forschung und Technik der Adaptiven Optik in der Astronomie dargestellt. Alle aktuellen Projektstudien zum Bau der nächsten Generation erdgebundener Teleskope sehen die Adaptive Optik als integralen Bestandteil und somit als Schlüsseltechnologie in der Teleskopoptik vor. Projekte wie das 30-m-TMT und das 100-m-OWL sind nur zwei Beispiele.

Die Anfänge

Im Jahre 1953 legte Horace W. Babcock, damals am Mount Wilson Observatory, mit seinem Aufsatz »The Possibility of Compensating Astronomical Seeing« (»Die Möglichkeit der Kompensation des

◀ Abb. 1: links – die Spiralgalaxie NGC1097, Komposit aus drei Nahinfrarot-Wellenlängen (J, H und K), aufgenommen am VLT mit der Infrarotkamera NACO. Als Leitstern für die Adaptive Optik wurde der Galaxienkern benutzt. Die Auflösung ist besser als 0."14. (Bild: Eso)
rechts – die Spiralgalaxie NGC 1097 im nahen Infrarot (J-Band), aufgenommen mit dem Teleskop GEMINI-SOUTH ohne Adaptive Optik. Die Auflösung beträgt etwa 0."5. (Bild: GEMINI Observatory/NOAO/Abu Team)



▼ Abb. 2: Zur Entstehung optischer Turbulenz.

astronomischen Seings») die Grundlagen für die moderne Adaptive Optik (AO) in der Astronomie. Allerdings waren die technischen Möglichkeiten noch nicht ausreichend, um seine Ideen in die Tat umzusetzen. Erst Anfang der neunziger Jahre wurde das erste astronomische AO-System, COME-ON, am 3.6-m-Teleskop der Eso auf La Silla (Chile) in Betrieb genommen. In den siebziger Jahren waren nicht-öffentliche Forschungen und Entwicklungen auf diesem Gebiet unter anderem im Rahmen des amerikanischen SDI-Programms («Star Wars») schon einen Schritt weiter. Als auch Astronomen Anfang der 90er Jahre Laserleitsterne für die AO vorschlugen und der Kalte Krieg dem Ende zu ging, wurden die meisten bis dahin geheimen Forschungsergebnisse der Öffentlichkeit preisgegeben.

Licht und Luft

Um zu verstehen, wozu eine AO überhaupt nötig ist und wie Sternenlicht von der Erdatmosphäre gestört wird, ist ein kurzer Blick auf die physikalischen Grundlagen der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen sowie auf die Physik der Erdatmosphäre notwendig. Sichtbares Licht besteht aus elektromagnetischen Wellen, ebenso wie Röntgenstrahlung oder Radiowellen. Elektromagnetische Wellen kann man sich als Sinuswellen vorstellen mit einer Wellenlänge, die dem Abstand benachbarter Maxima entspricht. Die Frequenz einer elektromagnetischen Welle gibt die Anzahl von Schwingungen pro Sekunde an.

Zwischen der Geschwindigkeit einer elektromagnetischen Welle in ihrem Ausbreitungsmedium c , ihrer Frequenz f und ihrer Wellenlänge λ besteht folgender Zu-

sammenhang: $c = \lambda \times f$. Im Vakuum ist $c = c_0 \sim 3 \times 10^8$ m/s. In Materie, also beispielsweise in Luft, ist c dagegen um einen Faktor n kleiner ($c = c_0/n$). Die Zahl n wird Brechungsindex genannt. Sie hängt unter anderem vom Material, der Temperatur und der Wellenlänge ab. Für gelbes Licht der Wellenlänge 589 nm beträgt der Brechungsindex von Wasser der Temperatur 20 °C genau $n = 1,333$, für Luft derselben Temperatur und Normaldruck beträgt n dagegen nur $n = 1,00027$. Tritt Licht einer Wellenlänge von einem optisch dünnen Medium mit Brechungsindex n_1 in ein optisch dichteres Medium mit Brechungsindex n_2 ($n_1 < n_2$) gilt das Snellius'sche Brechungsgesetz $\sin \alpha / \sin \beta = n_2 / n_1 = c_1 / c_2$ für den Einfallswinkel α und den Ausfallswinkel β , und das Licht wird zum Lot hin gebrochen. Im umgekehrten Fall wird es bis zu einem maximalen Grenzwinkel vom Lot weg gebrochen. Wird der Grenzwinkel überschritten, tritt Totalreflexion ein und es gilt $\alpha = -\beta$. Daraus lässt sich erahnen, wie die Erdatmosphäre einfallendes Sternlicht beeinflusst – nämlich über den mit der Temperatur und somit der Dichte der Luft variierenden Brechungsindex (Abb. 2).

Zusammensetzung und vertikale Struktur der Erdatmosphäre

Die Hauptbestandteile der Erdatmosphäre sind Stickstoff mit ca. 75 Prozent, Sauerstoff mit ca. 23 Prozent, Argon und Kohlendioxid. Diese Gase machen ca. 99,98 Prozent der trockenen Luft aus. Hinzu kommen noch als Spurengase Helium, Neon, Krypton, Schwefeldioxid und molekularer Wasserstoff. Je nach Temperatur enthält die Luft noch Wasserdampf, Aerosole, Ozon, Stickoxide («sau-

rer Regen») und so weiter. Nun werden diese Bestandteile nicht ihrem Gewicht nach aufgeschichtet, sondern, zumindest in der so genannten Homosphäre, den unteren 80 Kilometern der Atmosphäre, durch Wind, Stürme und Konvektion (warme Luft steigt auf, kalte Luft steigt ab) gut durchmischt. An die Homosphäre schließt sich die Turbopause und danach die Heterosphäre an. In der Heterosphäre findet man Schichten mit hoher Konzentration von Natrium, die man mit Natriumlaser zum Leuchten anregen kann, dies wird im zweiten Teil behandelt.

Für die Adaptive Optik ist vor allem die Troposphäre von Interesse. Hier entstehen durch die unterschiedliche Erwärmung von Wasser und Land durch die Sonne Druckunterschiede (warme Luft ist leichter als kalte Luft und steigt konvektiv auf), die durch horizontale Winde ausgeglichen werden. Dabei zeigt die Windrichtung grob von Hoch- zu Tiefdruckgebieten. Winde und Konvektion, das Wetter sowie der tägliche Tag- und Nachtverlauf sind für eine turbulente Durchmischung der Troposphäre verantwortlich.

Turbulenz in der Atmosphäre

Schon Isaac Newton schrieb 1704 in seinem Buch «Opticks»: »Denn die Luft, durch welche wir nach den Sternen blicken, ist in beständigem Erzittern, wie wir an der zitternden Bewegung der Schatten hoher Türme und aus dem Flimmern der Fixsterne erkennen.« Zittrige Bewegungen, oder modern ausgedrückt: turbulente Strömungen, sind in mancher Hinsicht bis heute unverstanden. Turbulenz kann sowohl chaotisch aber auch »einfach« nur verwirbelt und deterministisch sein. Zur

Name	Definition	Abhängigkeiten	Typische Werte
Atmosphärische Kohärenzlänge bzw. Fried-Parameter r_0	Durchmesser eines Kreises in dem der mittlere quadratische Fehler der Phasenstörungen $\sigma^2 = 1 \text{ rad}^2$ ist	$\sim \lambda^{6/5}$ $\sim (\sec z)^{-3/5}$	$r_0 = 0.1 - 0.3 \text{ m}$ im sichtbaren Spektralbereich $r_0 = 0.3 - 1.5 \text{ m}$ im infraroten Spektralbereich
Kohärenzzeit τ_0	Zeitintervall über die die mittlere quadratische Änderung der Phasenstörungen $\sigma^2 = 1 \text{ rad}^2$ ist	$\sim \lambda^{6/5}$ $\sim (\sec z)^{-3/5}$ $\cong 0.3 r_0 / V_{\text{wind}}$	$t_0 = 1 - 7 \text{ ms}$ im sichtbaren Spektralbereich $t_0 = 4 - 20 \text{ ms}$ im infraroten Spektralbereich
Kleinste Turbulenzzelle (eddy) bzw. »inner scale« l_0	Bestimmt den oberen Gültigkeitsbereich im Kolmogorov-Modell	$l_0 \approx L_0 (Re)^{-3/4}$ l_0 beeinflusst die Scintillation (Amplitudenvariationen im Sternlicht)	$l_0 \approx 1 \text{ mm} - 1 \text{ cm}$
Größte Turbulenzzelle (eddy) bzw. »outer scale« L_0	Bestimmt den unteren Gültigkeitsbereich im Kolmogorov-Modell	Variiert stark mit der Höhe der turbulenten Schicht	$L_0 \approx 1 \text{ m} - 100 \text{ m}$
Isoplanatischer Winkel Θ_0	Winkeldistanz über die der mittlere quadratische Fehler der Phasenstörungen $\sigma^2 = 1 \text{ rad}^2$ ist	$\sim 0.3 (\cos z) r_0 / h$	Einige Bogensekunden im sichtbaren Spektralbereich; einige zehn Bogensekunden im infraroten Spektralbereich
Seeingbegrenzte Halbwertsbreite einer Punktquelle FWHM_S	$\text{FWHM}_S = \lambda / r_0$	$\sim \lambda^{-1/5}$	$\lambda = 1 \mu\text{m}, r_0 = 0.3 \text{ m} \Rightarrow \text{FWHM}_S = 0.69 \text{ Bogensekunden}$
Beugungsbegrenzte Halbwertsbreite einer Punktquelle FWHM_{A0}	$\text{FWHM}_{A0} = \lambda / D$	Airmuster hängen von der Größe der Sekundärspiegel ab	$\lambda = 1 \mu\text{m}, D = 8 \text{ m} \Rightarrow \text{FWHM}_{A0} = 0.026 \text{ Bogensekunden}$
Turbulenzstärkefunktion C_n^2	Bestimmt die Stärke (Amplitude) der Phasenfluktuationen	Hängt in komplexer Weise von der Höhe über dem Erdboden ab	$5 \cdot 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$ (Bodenschicht) $1 \cdot 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$ (8 km über dem Teleskop)
Strehlzahl S	Verhältnis der Peakintensitäten einer Punktabbildung mit und ohne Aberrationen	$S \cong e^{-\sigma^2}$ (für gaußähnliche Aberrationen und $S > 0.1$)	$S > 0.8$ (sehr gute A0, Phasenfluktuation $< \lambda/14$) $S < 0.01$ (Seeing begrenzt im sichtbaren Spektralbereich für $D = 8 \text{ m}$)

λ = Wellenlänge in Metern; D = Teleskopdurchmesser in Metern; z = Zenitabstand in Grad; rad = Radiant; h : mittlere Höhe der turbulenten Schicht; Θ = Winkelabstand zwischen Beobachtungsobjekt und A0-Referenzstern; σ^2 = Varianz der Phasenfluktuationen einer Lichtwelle; Re = Reynoldszahl.

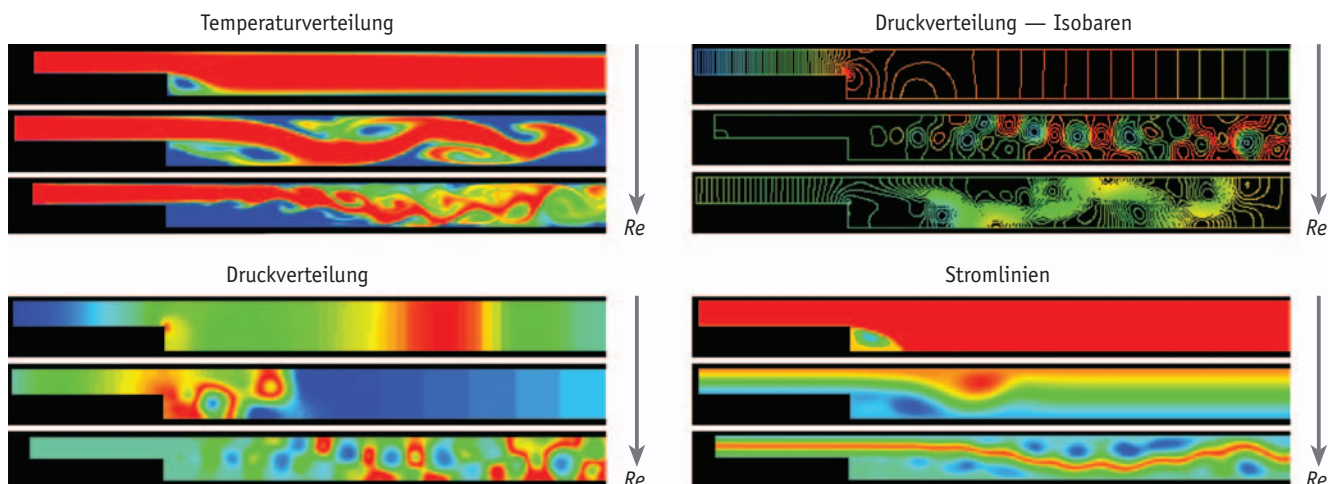
▲ Kenngrößen der Adaptiven Optik.

▼ Abb. 3: Strömungsverhalten über einer Stufe. In der Nähe der Stufe entstehen je nach Reynoldszahl komplexe Temperatur-, Druck- und Stromlinienmuster. Die Reynoldszahl Re nimmt nach unten hin zu. (Bild: The Virtual Album of Fluid Motion)

physikalisch-mathematischen Beschreibung der Turbulenz gibt es unterschiedliche Ansätze. Der älteste Ansatz wurde 1824 von Claude Navier, einem Professor für Mechanik an der Ecole Polytechnique in Paris, und 1845 von George Stokes, einem Professor für Mathematik in Cambridge gefunden. Die beiden fanden unabhängig voneinander ein System gekoppelter partieller Differentialgleichungen. Will man danach eine dreidimensionale Berechnung der Turbulenz durchführen, so benötigt selbst ein leistungsfähiger

Computer, je nach der Auflösung der Rechnung, mehrere Monate. Das ist nur selten praktikabel.

Eine andere Herangehensweise zur Beschreibung der Turbulenz beruht auf einer statistischen Betrachtung und wurde von Osborne Reynolds (1842–1912) aufgestellt. Die Reynoldszahl ist ein Maß für die Stärke der Turbulenz. Ein weiteres Modell wurde von dem russischen Mathematiker Andrei Kolmogorov (1903–1987) aufgestellt. Seinem Modell zufolge entsteht die Turbulenz durch Energiezu-



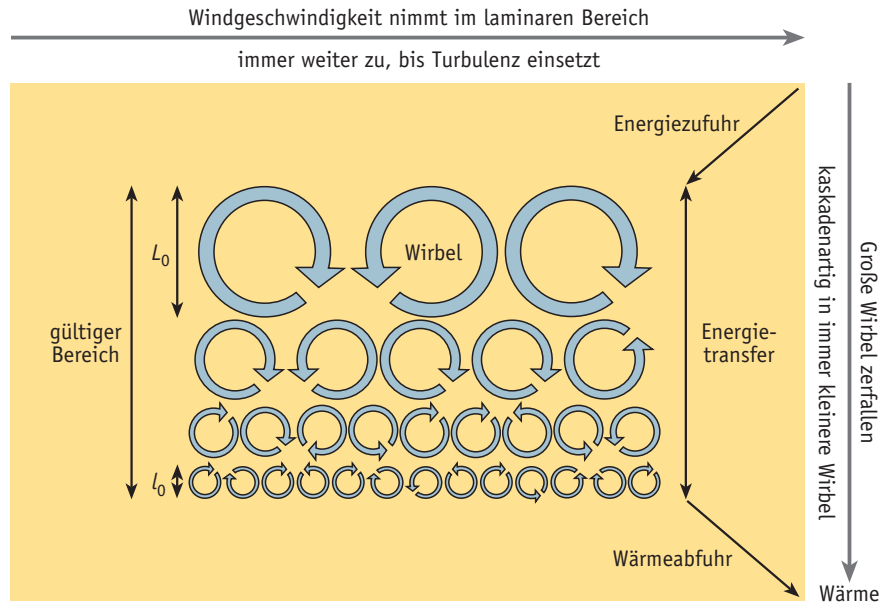
fuhr in großen Luftballen (Engl. *eddies*) mit der charakteristischen Größe L_0 , um schließlich in immer kleinere Luftballen der charakteristischen Größe l_0 zu zerfallen, von denen die Energie über Viskosität in Wärme überführt wird (Dissipation). Das Kolmogorov-Modell (Abb. 4) bildet die Grundlage zur Beschreibung atmosphärischer Turbulenz in der AO und wird in der Regel durch Messdaten gut bestätigt. Typische Werte an astronomischen Standorten liegen für L_0 im Bereich von einhundert Metern und für l_0 im Bereich mehrerer Millimeter.

Die Existenz turbulenter Wirbel in der Erdatmosphäre lässt sich auch an der Reynoldszahl Re der Luft ablesen. Sie charakterisiert, ob eine Strömung laminar (turbulenzfrei) oder turbulent ist. Re ist definiert als $Re = vLd/m$, mit der Windgeschwindigkeit v , dem Viskositätsmodul m , der charakteristischen Länge L und der Luftdichte d . Setzt man für diese Größen realistische Werte ein, beispielsweise $v = 2 \text{ m/s}$, $m_{\text{Luft}} = 1.7 \times 10^{-5} \text{ Ns/m}^2$, $L = 20 \text{ m}$ und die Luftdichte $d = 1.25 \text{ kg/m}^3$, ergibt sich die Reynoldszahl zu etwa drei Millionen. Der Übergang von laminarer zu turbulenter Strömung findet im Bereich $Re \sim 2000$ statt (kleine Reynoldszahlen zeigen laminare, große turbulente Strömungen an). Zur Veranschaulichung ist in Abb. 3 der Einfluss der Reynoldszahl auf das Strömungsverhalten einer Flüssigkeit dargestellt.

Kolmogorov zufolge ist die meiste kinetische Energie in den großen Turbulenzzellen enthalten. Kleinere Turbulenzzellen enthalten deutlich weniger Energie. Überträgt man diese Feststellung auf die optische Turbulenz (Abb. 5), so zeigt sich, dass ebene Lichtwellen von kleinen und großen Turbulenzzellen deformiert werden. Die stärksten (negativen) Effekte werden jedoch von den energiereichsten, großen Turbulenzzellen verursacht.

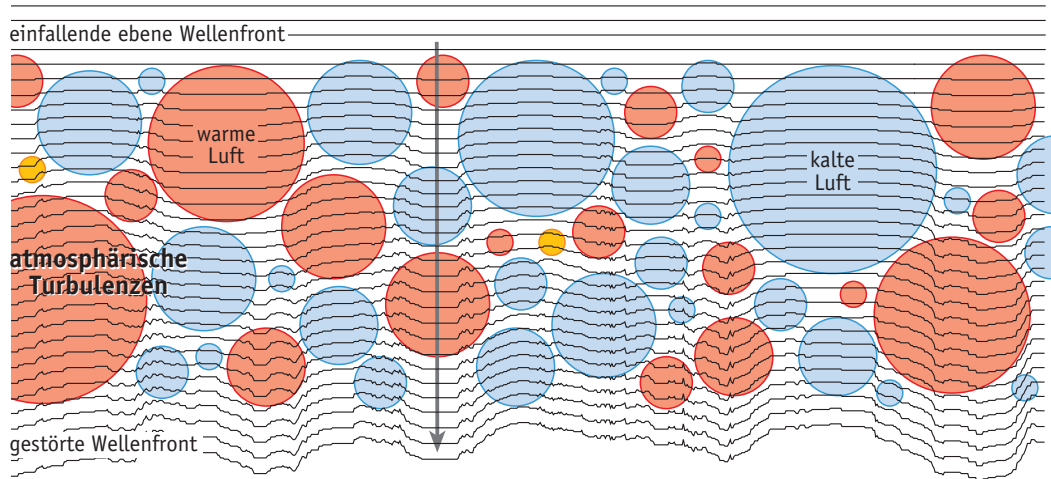
Abb. 5 zeigt schematisch, wie die atmosphärische Turbulenz, im Folgenden Seeing genannt, das Bild eines Sterns verändert. Die beugungsbegrenzte Punktbildfunktion des hier als punktförmig angenommenen Sterns (gelb) wird zu einer Seeing-Scheibe verschmiert. Die Intensität im Zentrum der Seeing-Scheibe, I_{Seeing} , ist meist deutlich geringer als die Intensität im Zentrum der ungestörten Punktbildfunktion, I_{AO} . Das Verhältnis $I_{\text{Seeing}}/I_{\text{AO}}$ wird Strehlverhältnis S genannt (Abb. 6). Es liegt zwischen 0 und 1. Je geringer die Bildqualität, desto geringer das Strehlverhältnis. An modernen Großteleskopen liegt die Strehlzahl im sichtbaren Spektralbereich in der Regel unter 0.01.

Eine weitere Größe, der so genannte Friedparameter r_0 , beschreibt die Größe der Seeing-Scheibe. Streng definiert gibt



▲ Abb. 4: Mechanisches Modell der Turbulenz nach Kolmogorov.

▼ Abb. 5: Einfluss warmer und kalter Turbulenzzellen auf Lichtwellen.

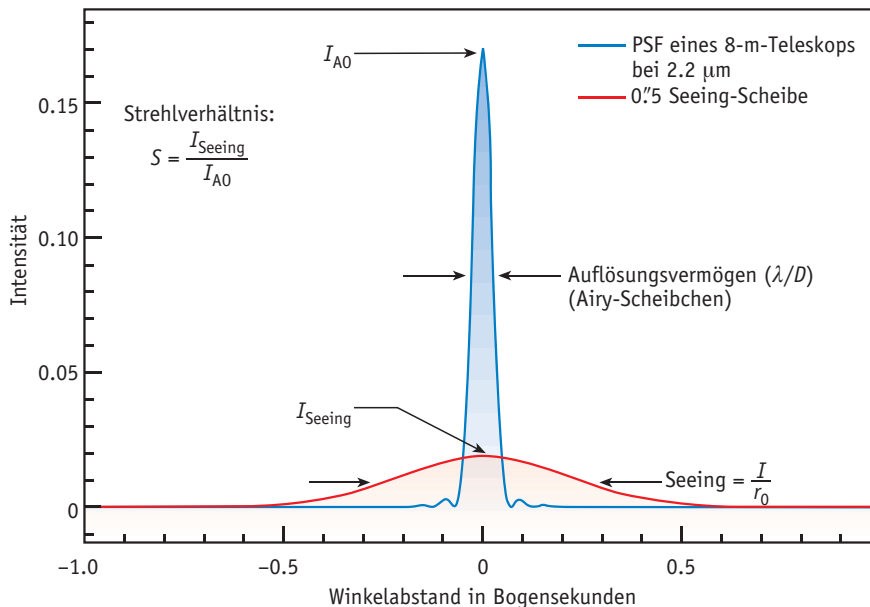


dieser Parameter die Länge an, über welche die mittlere Abweichung der Lichtwellen von der ebenen Welle nicht größer als die Standardabweichung von einem Radian ist. Ein solcher Wellenfrontfehler entspricht einem Strehlverhältnis von etwa 0.3. In diesem Fall zeigen punktförmige Objekte noch einen fast geschlossenen ersten Bewegungsring im Fokus eines Teleskops. Der Friedparameter r_0 kann auch aus der Halbwertsbreite der Punktbildfunktion eines Teleskops bei Beobachtung durch die Erdatmosphäre bestimmt werden. Es gilt: $r_0 = \text{Wellenlänge}/\text{Seeing}$. Je nach Beobachtungsstandort und nächtlichen atmosphärischen Bedingungen ergibt sich ein Seeing von der Größenordnung einer Bogensekunde.

Daraus ergibt sich für sichtbares Licht der Wellenlänge 500 nm ein r_0 von 10 cm. Benutzt man für die Beobachtung ein Teleskop mit beispielsweise acht Metern Durchmesser, so ist die mittlere Abweichung der Lichtwellen deutlich größer als

ein Radian und die durch das Strehlverhältnis beschriebene Abbildungsqualität nahe null. Die Zeitskala, auf der sich die atmosphärische Turbulenz um die Strecke $0.3r_0$ weiterbewegt hat, wird Kohärenzzeit τ_0 genannt. Stellt man sich die Turbulenz als eingefrorenes Muster vor, das mit der Windgeschwindigkeit v_w über das Teleskop geblasen wird, so gilt $\tau_0 = 0.3r_0/v_w$. Dieser Fall wird als Taylors *frozen turbulence*-Hypothese bezeichnet. Im sichtbaren Spektralbereich ergibt sich mit $r_0 = 10 \text{ cm}$ und $v_w = 10 \text{ m/s}$ ein τ_0 von 3 ms.

Da die Adaptive Optik die von der Atmosphäre verursachten Störungen an den Lichtwellen korrigieren soll, ergeben sich zwei fundamentale Regelparameter. Die räumliche Korrektur muss mindestens in r_0 und die zeitlich Korrektur mindestens in τ_0 Abständen erfolgen. Für ein 8-m-Teleskop ergibt sich die Anforderung von ca. $(8\text{m}/r_0)^2 = 6400$ Korrektur-elementen und eine Korrekturfrequenz von ca. 333 Hz im sichtbaren Spektralbereich. Für in-



▲ Abb. 6: Die Punktbildfunktion (PSF) gibt die Lichtintensität eines Sternbilds in Abhängigkeit der Entfernung von dessen Mittelpunkt an. Die Punktbildfunktion eines nicht von der Atmosphäre gestörten Bildes (blau) zeigt, dass die Intensität des Sternlichts mehr auf das Zentrum konzentriert ist als in einem gestörten Bild (rot). An diesen beiden Kurven lassen sich mehrere Kenngrößen der Adaptiven Optik definieren.

farotes Licht mit einer Wellenlänge von $2.2 \mu\text{m}$ reduzieren sich die Anforderungen aufgrund des fünfmal größeren r_0 auf etwa 200 Korrektorelemente und 70 Hz.

Wie man Sternenlicht glattbügelt

Wie glättet man mit Hilfe der Adaptiven Optik gestörte Lichtwellen und macht aus Bildern, die vom Seeing verschmiert sind, beugungsbegrenzte Bilder? Indem man in den optischen Strahlengang des Teleskops ein Korrektorelement (deformierbarer Spiegel) einbaut, welches mit einem Wellfrontsensor einen geschlos-

senen Regelkreis bildet! Hierbei misst der Sensor die Wellenfrontfehler hinter dem Korrektorelement und führt diese – nach entsprechender Konvertierung in Spiegelansteuersignale im Echtzeit-Computer – wieder an das Korrektorelement zurück (Abb. 7).

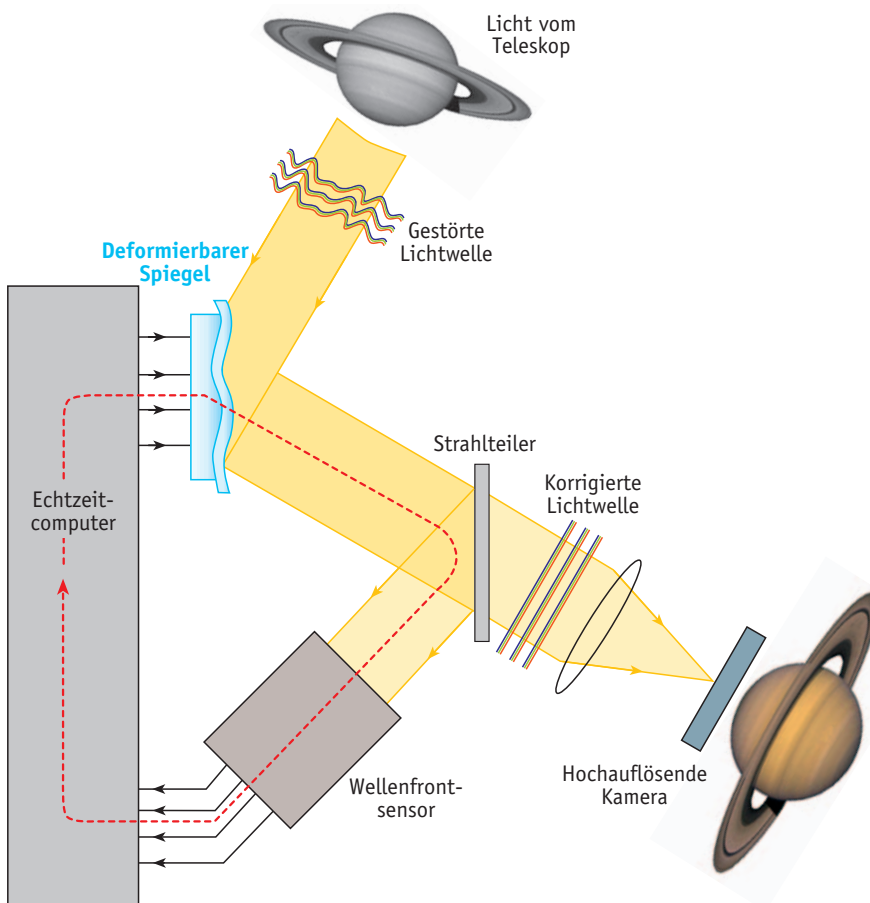
Die räumliche und zeitliche Auflösung des Regelkreises müssen den oben besprochenen Anforderungen genügen. Wegen der deutlich geringeren Anforderungen beobachten die meisten mit Adaptiver Optik ausgestatteten Instrumente im nahen Infrarot. Aufgrund der geringen Dispersion der Atmosphäre kann aber der sichtbare Spektralbereich für die Messung der Wellenfront verwendet werden, ohne das für die Instrumente wichtige infrarote Licht zu verschwenden. Daher besitzen Adaptive Optiken in der Regel einen Strahlteiler hinter dem Korrektorelement, welcher das Licht auf den Wellfrontsensor und das Messinstrument aufteilt. Ein weiteres wichtiges Element des Regelkreises ist der Echtzeitcomputer, dessen Aufgabe es ist, aus den Sensordaten die optimale Ansteuerung des Korrektorelements zu berechnen.

Im Folgenden werden die verschiedenen gebräuchlichen Typen von Wellfrontsensoren und Korrektorelementen vorgestellt.

Der Shack-Hartmann-Wellfrontsensor

Die Hartmann-Methode wurde im Jahr 1900 von Johannes Hartmann (1865–1936) entwickelt, damals Professor für Astronomie in Potsdam. Zum Testen einer optischen Linse wird hierbei eine Maske mit Löchern benutzt, welche hinter der Linse angebracht wird. Durch jedes dieser Löcher lässt sich eine Abbildung erzeugen. Die Position dieser Abbildung auf dem Bildschirm hängt von der lokalen Neigung der Lichtwellenfront über der Lochmaske ab. Ende der sechziger Jahre hatten Ben Pratt und Roland Shack von der Universität von Arizona die Idee, die Hartmann-Löcher durch kleine, in einem Gitter angeordnete Linsen zu ersetzen. Dies hat den entscheidenden Vorteil, dass man unter Verwendung eines Strahlteilers gleichzeitig die Linse (oder das Teleskop) normal benutzen und mit dem Sensor ihre optische Qualität messen kann. Bei der klassischen Hartmann-Methode liegt die Maske hingegen direkt auf dem Spiegel oder der Linse des Teleskops.

Ein *Shack-Hartmann-Sensor* (SHS) unterteilt die Wellenfront in ein Gitter kleinerer Bereiche, welche durch die Mikrolinsen individuell abgebildet werden und



► Abb. 7: Funktionsprinzip einer Adaptiven Optik.

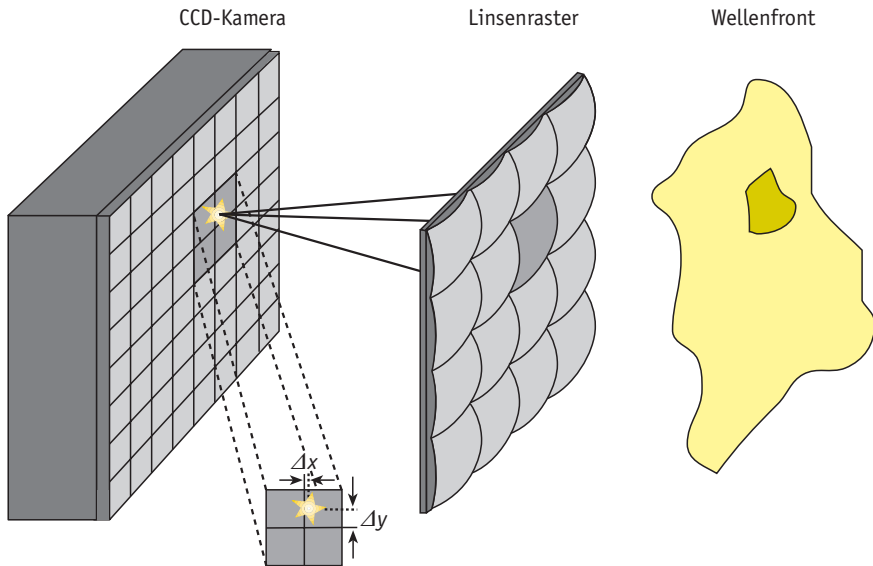


Abb. 8: Messprinzip des Shack-Hartmann-Wellenfrontsensors (SHS). Die einfallende, durch die Atmosphäre gestörte Lichtwelle wird von einem Mikrolinsenarray in kleinere Flächen zerlegt. Jede Mikrolinse erzeugt ein Bild, dessen Zentrum entsprechend der Neigung der Wellenfront über der Mikrolinse gegenüber einer Referenzposition verschoben ist.

Abb. 9: Vier Shack-Hartmann-Mikrolinsenarrays, eingedruckt auf eine dünne Epoxidfolie und aufgeklebt auf eine Glasplatte. Die hexagonalen Mikrolinsen haben Durchmessern von 0.5 mm (rechts) bis 1 mm (links).

ein Gitter von Punktbildern erzeugen (Abb. 8). Die laterale Verschiebung dieser Punktbilder misst lokale Wellenfrontneigungen über den Flächen der Mikrolinsen. Sie wird auf vorher bestimmte Referenzpositionen bezogen, welche einer perfekt ebenen Welle entsprechen. Aus den lokalen Neigungen, mathematisch gesehen also den ersten Ableitungen der Wellenfront, lässt sich dann der Wellenfrontfehler bestimmen.

Die einzelnen Mikrolinsen des Gitters messen typischerweise einen Millimeter (Abb. 9), die Positionen der Punktbilder werden mit CCD-Kameras gemessen. Modernste CCDs für die Adaptive Optik besitzen bis zu 128 Pixel $\times$ 128 Pixel und lassen sich 2000-Mal pro Sekunde auslesen.

Der Curvature-Wellenfrontsensor

Der erste *Curvature* (= Krümmungs)-*Wellenfront-Sensor* (CWS) wurde Anfang der neunziger Jahre von Francois Roddier an der University of Hawaii entwickelt. Dank seiner exzellenten Leistungsfähigkeit, insbesondere in AO-Systemen mit wenigen Korrektur-elementen, wurde der CWS schnell so populär wie der SHS. Die Idee des CWS besteht darin, die Intensitätsverteilung in zwei Ebenen zu messen, einmal vor dem Fokus und einmal nach dem Fokus. Die Differenz beider Bilder ist ein Maß für die Krümmung der Wellenfront, mathematisch betrachtet ihre zweite Ableitung. Das Prinzip ist in Abb. 10

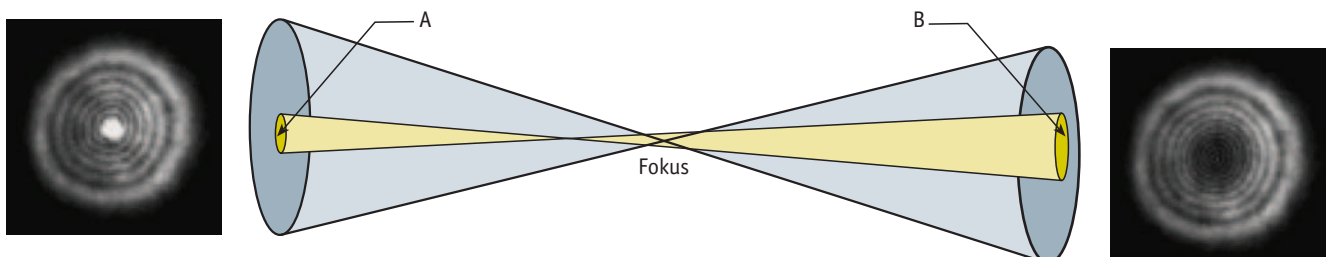
schematisch dargestellt. Die in den beiden Ebenen A und B gemessenen Intensitäten kann man sich als defokussierte Bilder der Teleskop-Pupille vorstellen. Eine gestörte, gekrümmte Wellenfront führt zu einer erhöhten Intensität in A und zu einer verringerten Intensität in B. Aus dem lokalen Kontrast in den beiden Bildern ergibt sich die Krümmung der Wellenfront. An den Rändern lässt sich die Verkipfung (Engl. *tilt*) der Wellenfront bestimmen.

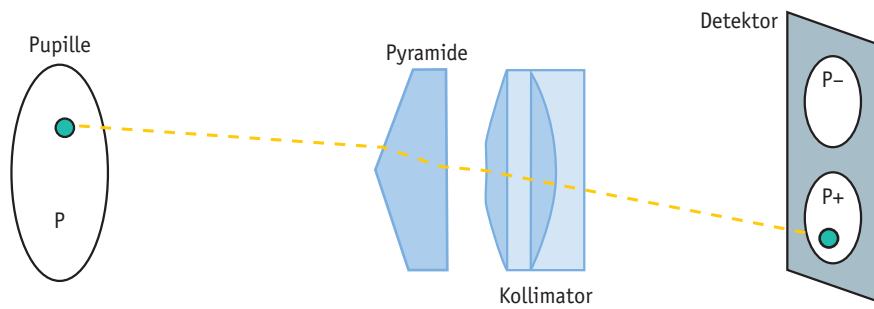
Der Abstand der beiden Messebenen A und B von der Fokalebene ist ein wichtiger Parameter des CWS, um auf unterschiedliche Seeing-Bedingungen sowie Helligkeit und Winkeldurchmesser der Referenzquelle Rücksicht zu nehmen. Dieser Parameter wird oft auch optische Verstärkung (*optical gain*) genannt. Je kleiner der Abstand der Messebenen zum Fokus ist, desto geringer ist das Rauschen des CWS. Gleichzeitig wird jedoch der dynamische Messbereich verkleinert. Man kann somit den CWS im laufenden Betrieb an die jeweiligen Bedingungen anpassen.

Der CWS besteht in der Regel aus einem Mikrolinsen-Array, von dem optische Glasfasern das Licht direkt auf Photodioden (sogenannte *Avalanche Photo Diodes*, APD) lenken. Die Empfindlichkeit heutiger APDs ähnelt derjenigen von CCDs. Jedoch haben APDs einen entscheidenden Vorteil: Es gibt bei ihnen kein Ausleserauschen. Damit sind sie auch bei sehr hohen Ausleseraten im Kilohertz-Bereich bestens einsetzbar. Die



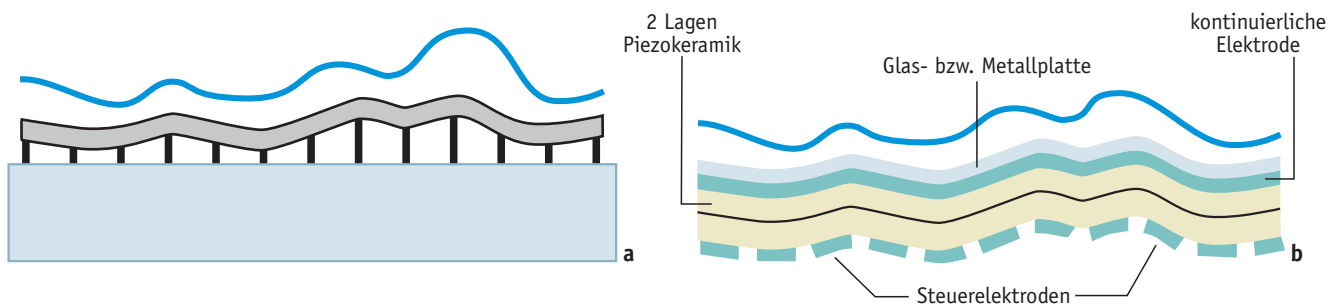
Abb. 10: Messprinzip des *Curvature-Wellenfront-Sensors* (CWS). Eine lokal gekrümmte Lichtwelle erzeugt in der Ebene A eine höhere Intensität als in Ebene B. Im hier gezeigten Beispiel liegt der Fokus der gestörten Lichtwelle vor dem Teleskopfokus. Der Wellenfrontfehler erscheint als Intensitätsdifferenz der beiden Bilder A–B.





▲ Abb. 11: Vereinfachtes Messprinzip des Pyramiden-Wellenfront-Sensors (PWS). Eine lokale Verkipfung der Wellenfront in der Pupille des Teleskops führt zu einer Verschiebung des Fokuspunkts der von diesem Punkt ausgehenden Lichtwelle. Sitzt im Fokus eine Pyramide (Strahlteiler), so fällt der Lichtstrahl nur auf eine Seite. Betrachtet man die Intensitätsverteilung in den Pupillenbildern, so ist die Intensität einmal erhöht ($P+$) und einmal erniedrigt ($P-$). Die Intensitätsdifferenz ist ein Maß für die lokale Verkipfung der Wellenfront in der Pupille.

▼ Abb. 12: Deformierbare Spiegel mit Piezo-Stack-Aktuatoren (a) und nach dem Bimorph-Design (b). Piezo-Stack-Aktuatoren verbinden eine dünne Glasplatte mit einem Referenzblock. Die Aktuatoren verändern ihre Länge je nach angelegter Spannung und verformen so die dünne Glasplatte. Bimorphe Spiegel bestehen aus einer dünnen Glasplatte, einer kontinuierlichen Elektrode, zwei Schichten einer Piezokeramik und Steuerelektroden in je nach Anwendung verschiedener geometrischer Anordnung. Durch Anlegen von Spannungen an die Steuerelektroden verbiegen sich die keramischen Schichten und erzeugen so die abgebildeten Verformungen.



Abwesenheit des Ausleserausens führt zu einer bedeutsamen Steigerung der Empfindlichkeit und damit auch zu einer besseren Himmelsabdeckung. Das ist der Hauptvorteil des CWS gegenüber anderen auf CCDs basierenden Wellenfrontsensoren.

Der Pyramiden-Wellenfrontsensor

Flexibilität und Leistungsfähigkeit bei vielen Freiheitsgraden soll der *Pyramiden-Wellenfront-Sensor* (PWS) verbinden, ein von Roberto Ragazzoni an der Universität Padua 1996 vorgeschlagenes Konzept. Dieser Sensor beruht auf dem so genannten Foucault-Messerschneidentest, einem unter beobachtenden Astronomen gebräuchlichen Test zur Fokussierung eines Teleskops. Ähnlich dem SHS liefert der PWS ein Signal, das proportional zur lokalen Neigung der Wellenfront ist. Außerdem kann der PWS genau wie der CWS die optische Verstärkung im laufenden Betrieb ändern und sich ebenfalls an die Beobachtungsbedingungen wie Seeing, Helligkeit oder Winkeldurchmesser der Referenzquelle anpassen.

Das Arbeitsprinzip des PWS ist in Abb. 11 schematisch dargestellt. Mit geometrischer Optik erkennt man, dass ein gestörter Lichtstrahl die Pyramide (im Bild als Prisma dargestellt) nicht exakt auf ihrer Spitze trifft. Dadurch gelangt dieser Lichtstrahl nur in eine von vier Pupillen (zur Vereinfachung sind in der Abbildung nur zwei Pupillen dargestellt). Der Unterschied in der Intensität in den Bildern $P+$ und $P-$ ist ein Maß der Richtung der lokalen Wellenfrontneigung. Lässt man nun die Pyramide kreisförmig oszillieren, so fällt der gestörte Lichtstrahl bei einer Integrationszeit die einigen Oszillationen entspricht, in alle Pupillen. Aus der Differenz der Intensitäten ergeben sich dann

die lokalen Wellenfrontneigungen. Die Amplitude der Oszillationen wird ähnlich wie beim CWS als optische Verstärkung bezeichnet. Sie erlaubt eine Anpassung der PWS an die aktuellen Beobachtungsbedingungen.

Obwohl der PWS genau wie der SHS die lokale Neigung der einfallenden Wellenfront misst, zeigt er doch ein deutlich besseres Rauschverhalten in der Regelschleife als der SHS. Dies lässt sich dadurch verstehen, dass der PWS von einer Verbesserung der Wellenfront über dem gesamten Teleskopspiegel profitiert, während der SHS durch Beugungseffekte an den Mikrolinsen eingeschränkt wird. Ein weiterer Vorteil des PWS-Konzepts besteht in der Möglichkeit, mit Hilfe des Zoomobjektivs die Wellenfront in unterschiedlichen örtlichen Abständen abzutasten. Außerdem erlaubt der Einsatz mehrerer Pyramiden, das Licht mehrerer Referenzquellen optisch zu addieren. Dadurch steht mehr Licht als Mess-Signal zur Verfügung. Diese beiden Eigenschaften des PWS verbessern entweder das Rauschverhalten oder erlauben die Verwendung lichtschwächerer Referenzobjekte.

Wellenfront-Korrektoren

Der Wellenfront-Korrektor hat die Funktion, die von dem Wellenfrontsensor gemessenen Störungen der Wellenfront zu kompensieren und somit möglichst ebene Wellenfronten zu erzeugen. Die Anzahl der benötigten Korrektorelemente entspricht normalerweise dem räumlichen Abtaster des Wellenfrontsensors. Der Abstand zwischen zwei Korrektorelementen sollte etwa dem Friedparameter r_0 bei der Beobachtungswellenlänge entsprechen. Der Wellenfrontkorrektor wird in Intervallen von $\tau_0/10$ neu gestellt. In den allermeisten Fällen ist der Wellenfrontkorrektor einer Adaptiven Optik ein deformierbarer Spiegel der sich mittels so genannter Aktuatoren kontrolliert verbiegen lässt.

Die verschiedenen Typen solcher deformierbarer Spiegel werden im Folgenden beschrieben. Dazu ist es sinnvoll, wichtige Charakteristika zu vergleichen. Neben der Reaktionszeit und dem Korrekturraster sind dies der dynamische Be-

reich oder Hub einzelner Aktuatoren, beziehungsweise der gesamten Spiegelfläche, der Einfluss einzelner Aktuatoren auf die Form des ganzen Spiegels (die so genannte *influence function*), mechanische Resonanzfrequenzen, sowie nichtlineare Effekte wie Aktuatorhysterese und *Creep-Effekt*. Der Creep-Effekt beschreibt das Kriechen eines Aktuators an seine Endposition, nachdem er vorher sehr schnell einen großen Weg zurückgelegt hat.

Der dynamische Bereich der einzelnen Aktuatoren ist entscheidend für die Korrektur der Phasenstörungen der einfallenden Wellenfronten – diese Störungen liegen im Mittel bei etwa ± 5 Mikrometern. Die mechanischen Resonanzfrequenzen der Aktuatoren müssen ausreichend groß sein um Interferenzen mit der Regelschleife der AO zu vermeiden.

Deformierbare Spiegel auf der Basis von Piezo-Aktuatoren

Deformierbare Spiegel dieses Typs bestehen aus Piezo-Aktuatoren bzw. aneinander geklebten Piezo-Aktuatoren. Letzteres sind so genannte *Piezo Stacks*, die den Aktuatorhub vergrößern. Die Aktuatoren werden mit einem Ende an einen Glasspiegel geklebt. Das andere Ende wird mit einer massiven Plattform verbunden. Der Glasspiegel muss ausreichend dick sein, um flach poliert werden zu können, und gleichzeitig dünn genug, um sich durch die Aktuatoren verbiegen zu lassen (Abb. 12).

Piezo-Aktuatoren können aus verschiedenen Legierungen hergestellt werden. Üblich sind PZT (eine Mischung aus Blei, Zirkon und Titan) und PMN (eine Mischung aus Blei, Magnesium und Niob). Beide Legierungen können unter elektrischer Spannung expandieren bzw. kontrahieren. PMN-Piezos zeigen eine geringere Hysterese (etwa drei Prozent) und Kriecheigenschaften (*creep*) als PZT-Piezos (etwa zehn Prozent Hysterese). Allerdings sind PMN-Piezos in ihrem Verhalten sehr temperaturempfindlich. Der Hub von Piezo-Aktuatoren liegt bei einigen Mikrometern, mit Resonanzfrequenzen deutlich über einem Kilohertz. Die Ansprechzeit, also die Zeit zwischen Anlegen einer Spannung und dem Ende der Ausdehnungs- bzw. Kontraktionsphase, liegt bei etwa 100 μ s.

Aufgrund ihres Durchmessers lassen sich Piezo-Aktuatoren nur in Abständen von einigen Millimetern aneinanderreihen. Typische Werte liegen bei Abständen von fünf bis sieben Millimetern. Sollen 1000 Aktuatoren mit einem Abstand von sieben Millimetern auf einem kreisförmigen Spiegel angebracht werden, wird dieser mit knapp 30 cm Durchmesser schon recht unhandlich. Verändert man die Län-

ge eines einzelnen Aktuators, so reagiert der Spiegel darauf sehr lokal. Benachbarte Aktuatoren werden zu ca. 10 Prozent in ihrer Länge beeinflusst. Deformierbare Spiegel mit Piezo-Aktuatoren werden gewöhnlich zusammen mit Shack-Hartmann-Wellenfrontsensoren eingesetzt. Dabei befinden sich die Aktuatoren jeweils an den Ecken der Shack-Hartmann-Teilöffnungen.

Bimorphe Spiegel

Bimorphe deformierbare Spiegel bestehen aus einer dünnen Glasplatte, die direkt mit einer Piezokeramikplatte verbunden ist. An den Ecken werden beide Platten so eingefasst, dass die Resonanzeigenschaften ähnlich der Membran einer gespannten Trommel sind. Die Verbindung zwischen Glas- und Piezokeramik enthält eine elektrisch leitfähige Elektrode und die Rückseite der Piezokeramik ist mit Steuerelektroden versehen, die voneinander unabhängig sind. Legt man an diese eine elektrische Spannung an, so entstehen in der Piezokeramik seitwärts gerichtete Kräfte, die zu einer Verbiegung des Spiegels führen. Der Krümmungsradius ist proportional zum Quadrat der Dicke der Piezokeramik und umgekehrt proportional zur angelegten Spannung. Der lokale Hub des Spiegels hängt hingegen vom Krümmungsradius und vom Quadrat des Durchmessers der Steuerelektrode ab. Die Resonanzfrequenz ist proportional zum Krümmungsradius und umgekehrt proportional zum Spiegeldurchmesser.

Diese drei Eigenschaften bimorpher Spiegel schränken die astronomische Anwendung auf Adaptive Optiken niedriger Ordnung ein. Will man die Anzahl der Aktuatoren erhöhen, ohne die Resonanzfrequenz zu verändern, so müsste der Spiegeldurchmesser kleiner werden, um den gleichen Korrekturhub zu erreichen. Der kleinste Spiegeldurchmesser wird aber durch eine Mindestdicke der Glasplatte eingeschränkt, denn diese ist zum Polieren und Kontaktieren nötig. Aus diesem Grund gibt es bislang keine bimorphen Spiegel im Einsatz mit mehr als 100 Aktuatoren. Bimorphe Spiegel werden oft zusammen mit Curvature-Wellenfrontsensoren eingesetzt.

MOEMS

Seit einigen Jahren gibt es ein Verfahren zur Herstellung deformierbarer Spiegel mit einer sehr großen Anzahl von Aktuatoren (Eintausend bis 10 Millionen), das auch recht preiswert ist. Es basiert auf einer Technologie, die MEMS (*Micro-electro-mechanical systems*) oder MOEMS (*Micro-optical-electro-mechanical systems*) genannt wird. Darunter fällt auch der



■ GEOMAG Panels 125

Entwerfen Sie fantastische Konstruktionen und Modelle. Erlernen Sie die Gesetze von Physik,

Magnetismus und Geometrie! Die Panels sind bunte, leuchtend durchsichtige Formen – Pentagramme, Quadrate, Rhomben und Dreiecke – die zwischen die Stäbe und Kugeln geklemmt werden und die Spielmöglichkeiten erweitern und eine größere und stabilere Konstruktion zulassen.

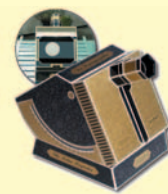
Für Tüftler von 3–99 Jahren!

Inhalt: 31 Stäbe (transparent), 24 Kugeln, 12 Pentagramme (rot), 16 Quadrate (blau), 16 Rhomben (gelb) und 26 Dreiecke (grün). Bestell-Nr. 1762. € 49,90

■ GEOMAG Panels 250

Inhalt des Doppelpacks: 62 Stäbe (transparent), 48 Kugeln, 24 Pentagramme (rot), 32 Quadrate (blau), 32 Rhomben (gelb) und 52 Dreiecke (grün).

Bestell-Nr. 1763. € 92,-



■ Der Sonnen-Projektor

Mit seinem handlichen Format von nur 200 x 250 x 250 mm und seinem bequemen Einblick, rechtwinklig zum Lichteinfall, verspricht der Sonnen-Projektor gefahrloses Beobachtungsvergnügen.

Die Optik besteht aus einem zweilinsigen Glas-Achromat mit 30 mm Durchmesser und 250 mm Brennweite, der in 5 Stufen bis auf 12 mm abgeblendet werden kann, einer Wechseloptik mit 2 Konvexspiegeln mit 10 bzw. 14 mm Brennweite und einem Planspiegel aus Acrylglas.

Vorgestanzter Kartonbausatz für ein Sonnen-Projektionsgerät zur gefahrlosen Sonnenbeobachtung.

Bestell-Nr. 1709. € 19,90



■ Solarscope

Ein preiswertes Teleskop zur Sonnenbeobachtung im Projektionsverfahren. Beobachten Sie Sonnenflecken, die Sonnenrotation und Finsternisse. Eine hochwertige Optik (Öffnungsblende 40 mm) in Kombination mit stabiler Kartonbauweise ermöglicht puren Beobachtungsgenuß.

Format: 370 x 260 x 410 mm. Bestell-Nr. 1676. € 49,-

■ Solarscope Ausbildungsversion

Daran können bis zu 7 Beobachter gleichzeitig arbeiten. Es enthält zusätzlich eine Messschablone und ein Bleilot.

Format: 380 x 450 x 600 mm. Best-Nr. 1677. € 84,-



Science-Shop.de

vor allem Wissen

Bequem
bestellen:

→ direkt bei
www.science-shop.de

→ telefonisch
06221/9126-841



→ per E-Mail:
shop@wissenschaft-online.de

→ per Fax:
06221/9126-869

* Bei Bestellungen in Deutschland & Österreich unter € 20,- sowie bei Bestellungen im sonst. Ausland berechnen wir € 3,50. Alle Preise inkl. Umsatzsteuer. Preise unter Vorbehalt.

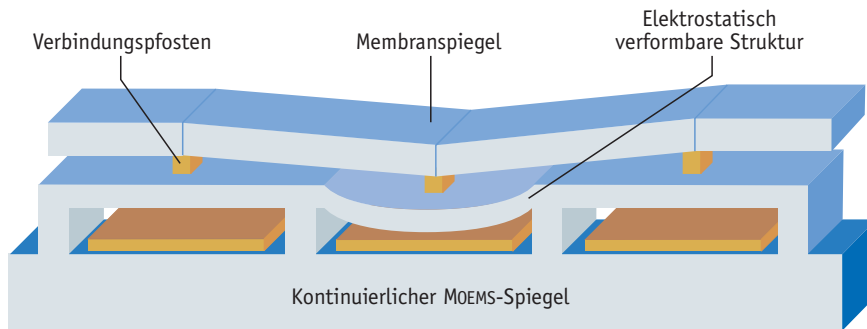


Abb. 13: Funktionsprinzip eines MOEMS-Spiegels.

von Texas Instruments entwickelte und in vielen Projektoren eingesetzte *Digital Light Processor* (DLP). MOEMS werden mit herkömmlichen Produktionstechniken für Siliziumchips hergestellt. Ihre Aktuatoren werden über elektrostatische Kräfte bewegt.

Abb. 13 zeigt das Funktionsprinzip. Eine Elektrode wird gegenüber einer Maske aus einzeln ansteuerbaren Elektroden angebracht. Die elektrostatische Anziehung und Abstoßung zwischen den Elektroden führt zu Verformungen. Es gibt zwei mögliche Implementierungen. Entweder ist die Elektrodenmaske unbeweglich und die gegenüberliegende Elektrode bewegt sich, oder umgekehrt. Im letzten Fall kann die bewegliche Elektrode direkt mit einem reflektierenden Material beschichtet werden – und fertig ist der deformierbare Spiegel!

Im ersten Fall kann eine beschichtete dünne Glasplatte an die Einzelelektroden kontaktiert werden, und man erhält ein MOEMS ähnlich einem *Piezo-Stack-Spiegel*. Der typische Abstand zweier Aktuatoren eines MOEMS liegt bei etwa 100 Mikrometern. Allerdings ist der erreichbare Korrekturhub bei den heutzutage verfügbaren MOEMS-Spiegeln für die Anwendungen in der Astronomie noch nicht ausreichend. Ähnliches gilt für die optische Qualität der Spiegeloberflächen. Diese Probleme werden vermutlich in näherer Zukunft gelöst werden.

Adaptive Sekundärspiegel

Diese Art deformierbarer Spiegel unterscheidet sich von den vorher erwähnten in mancherlei Hinsicht. Die wesentliche Idee besteht hierbei darin, den Sekundärspiegel des Teleskops durch einen deformierbaren Spiegel zu ersetzen. Mit dieser Lösung reduziert man zum einen die Anzahl reflektierender Flächen bis zum Detektor. Dadurch wird die Transmission des Gesamtsystems erhöht. Zum anderen reduziert man die instrumentell bedingte thermische Hintergrundstrahlung. Ein weiterer Vorteil eines adaptiven Sekundärspiegels ist, dass dadurch alle

Teleskopfoki von der Adaptiven Optik profitieren. Ein erster adaptiver Sekundärspiegel wurde am Arcetri-Observatorium in Florenz entwickelt und vor etwas mehr als einem Jahr am 6.5-m-MMT-Teleskop auf dem Mount Lemmon in Arizona (USA) in Betrieb genommen.

Als Aktuatoren werden so genannte *voice coils* (ähnlich Lautsprecherspulen) eingesetzt, die eine Basisplattform mit einer dünnen, verformbaren Glasplatte verbinden. Zwischen Glasplatte und Basisplattform befindet sich eine Referenzplatte, in die Löcher eingelassen sind. Darin befinden sich die Spulen-Aktuatoren. Kapazitive Abstandssensoren auf der Referenzplatte halten die Glasplatte, beziehungsweise die darin eingeklebten Magnete, auf dem gewünschten axialen Abstand. Mit Hilfe der Abstandssensoren und einer Regelschleife wird die Glasplatte unabhängig von der Teleskopstellung immer in der bestmöglichen Grundform gehalten. Der MMT-Spiegel hat 336 Aktuatoren mit einem Aktuatorhub von etwa 100 Mikrometern. Der Abstand zwischen zwei Aktuatoren liegt bei einigen Zentimetern (Abb. 14). Damit lassen sich bei den typischen Größen von Sekundärspiegeln bis zu etwa 1000 Aktuatoren realisieren. Für das *Large Binocular*

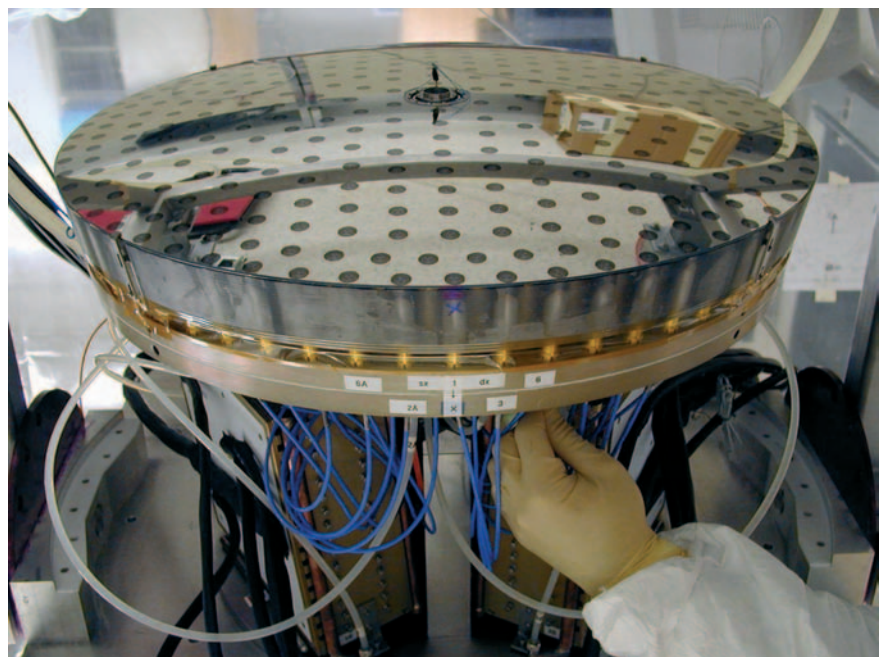
Telescope (LBT, siehe SuW 3/2002, S. 12, und 5/2003, S. 26) wird ein adaptiver Sekundärspiegel mit 672 Aktuatoren zum Einsatz kommen.

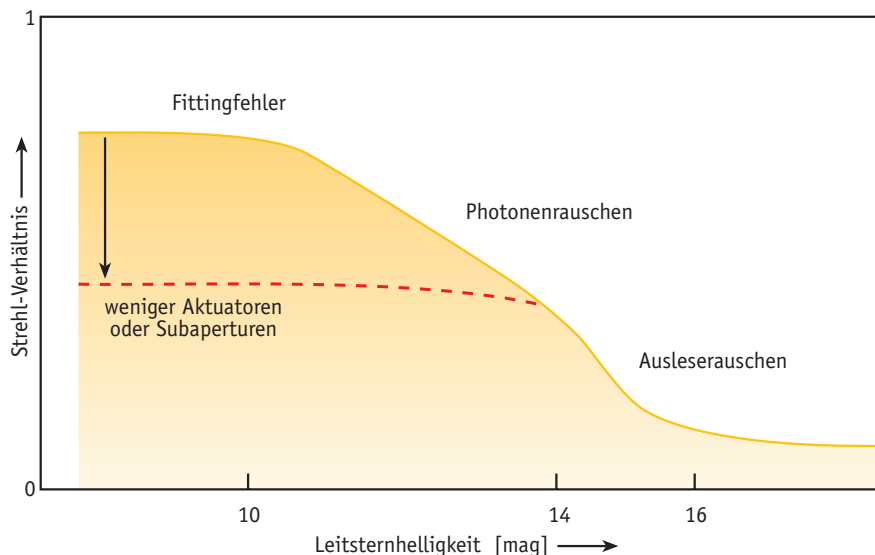
Die Schwierigkeiten bei der Verwendung dieser Technik liegen einmal mehr bei möglichen Resonanzen zwischen Glasplatte und Aktuatorspulen, zwischen denen sich eine dämpfend wirkende dünne Luftschicht befindet. Nur durch ausgeklügelte Kontrollalgorithmen sind diese Resonanzen kontrollierbar. Weiterhin erreichen die *voice coils* die gewünschte Position erst nach mehr als einer Millisekunde, im Vergleich zu anderen deformierbaren Spiegeltypen recht langsam.

Korrekturen berechnen

Aus dem Zusammenspiel von deformierbarem Spiegel und Wellenfrontsensor unter Einbeziehung der Messgenauigkeit und des instrumentellen Rauschens ergibt sich die Leistungsfähigkeit einer Adaptiven Optik. Der deformierbare Spiegel bestimmt, welche Wellenfront-Topographien korrigiert werden können und der Wellenfrontsensor muss in der Lage sein, genau diese Wellenfront-Topographien

Abb. 14: Der adaptive Sekundärspiegel des MMT mit 336 *Voice-coil*-Aktuatoren. Der Spiegel hat einen Durchmesser von 64 cm. Die durchsichtige, ca. 2 mm dicke, Glasplatte ist noch nicht bedampft. Die dunklen Punkte sind auf der Rückseite der Glasplatte aufgeklebte Magnete, die von den *Voice-coil*-Aktuatoren (längliche Zylinder im Abstand von ca. 30 Mikrometern zu den Magneten) von der Referenzplatte weggedrückt werden können.





▲ Abb. 15: Das Strehlverhältnis als Funktion der Helligkeit des Leitsterns der Adaptiven Optik.

effektiv zu messen. Da sowohl die Anzahl der Korrektur- als auch der Abtastelemente begrenzt ist, ist die Messung durch den Wellenfrontsensor und die Korrektur durch den Spiegel immer nur eine Annäherung an die tatsächlich einfallende Wellenfront.

Aus diesem Grund kommt der Wellenfrontrekonstruktion eine entscheidende Rolle zu. Damit ist die Berechnung der Spiegelstellung aus den Wellenfrontsensordaten mit optimalem Effekt auf die Korrektur der optischen Aberrationen gemeint. Mathematisch gesehen verbindet die so genannte Interaktionsmatrix die Spiegelformen mit den gemessenen Sensordaten. Die Messung der Interaktionsmatrix ist die wichtigste Kalibrierung, um ein System erfolgreich zu betreiben. Eine typische Kalibrierung kann so erfolgen, dass jeder Aktuator einzeln zu einem Hub angesteuert wird und dazu jeweils das Signal des Wellenfrontsensors in die Interaktionsmatrix aufgenommen wird.

Um dann im echten Betrieb die zur Korrektur eines gemessenen Wellenfrontsensordaten benötigte Spiegelstellung zu bestimmen, muss die Interaktionsmatrix invertiert werden. Dabei ergibt sich in der Regel das Problem, dass die Zahl der Aktuatoren nicht gleich der Zahl der Sensorkanäle entspricht, d.h. die Interaktionsmatrix ist nicht quadratisch und kann somit nicht direkt invertiert werden. Hier muss man sich mit einer Näherungstechnik behelfen.

Ungeliebtes Rauschen

Wellenfrontsensoren können durch verschiedene Rauschquellen in ihrer Messgenauigkeit gestört werden. Unvermeidbar ist das Photonengeräusch des Leitsterns der Adaptiven Optik. Die Anzahl der Photonen, die den Wellenfrontsensor während einer Integrationszeit erreichen, unterliegt der so genannten Poisson-Statistik, d.h. das Rauschen der Intensität ist

proportional zur Wurzel der Intensität. Neben der Zahl der gemessenen Photonen, führt die Winkelausdehnung des Leitsterns zu einem weiteren Messfehler.

Der Anteil des Rauschens an einer Messung wird umso geringer, je heller und je punktförmiger der Leitstern ist. Das Photonengeräusch kann natürlich auch durch Hintergrundstrahlung des Himmels oder des Instruments verursacht werden. Für sichtbares Licht spielt das bei der Wellenfrontmessung jedoch kaum eine Rolle. Wellenfrontsensoren, die im längerwelligen Infrarot arbeiten, müssen den deutlich helleren Himmels Hintergrund dagegen im Auge behalten.

Eine weitere Rauschquelle ist das so genannte Detektorausleserauschen. Bei jedem Auslesen eines CCD- oder Infrarotdetektor-Pixels wird dieses elektronische Rauschen zum Signal addiert. Für sehr schwache Leitsterne ist das Ausleserauschen oft der limitierende Faktor einer Adaptiven Optik. Aus diesem Grund sind Detektoren wie beispielsweise Avalanche Photodioden (APD), die kein Ausleserauschen zeigen, für die astronomische AO sehr geeignet. Da es noch keine großen APD-Arrays gibt, bleibt deren Nutzung bislang auf AO-Systeme niedriger Ordnung beschränkt. Neben dem Photonengeräusch und dem Detektorrauschen ist der durch den deformierbaren Spiegel verursachte so genannte Fittingfehler kritisch. Dieser Fehler charakterisiert die Unfähigkeit der Adaptiven Optik, Wellenfrontstörungen zu korrigieren, die deutlich kleiner als der Abstand zweier Aktuatoren bzw. zweier Teilöffnungen sind.

Abb. 15 zeigt schematisch die Leistungsfähigkeit von einer Adaptiven Optik in Abhängigkeit der Leitsternhellig-

Die Zeitschrift für praktische Astronomie *interstellarum*



In jedem Heft:

- ausführliche Vorbereitung auf alle astronomischen Ereignisse
- Beobachtungsempfehlungen aus der Praxis
- Tests von astronomischen Teleskopen und Zubehör
- Anleitungen zu neuesten Aufnahmetechniken
- Einstieg in die beobachtende Astronomie
- aktuelle Informationen aus Forschung und Amateurszene
- geführte Himmelstouren komplett mit Karten und Daten

5 interstellarum-Pluspunkte:

- + wirklich neutrale Produktvergleiche, keine Erfahrungsberichte
- + keine Übersetzungen: alle Beiträge sind selbst recherchiert
- + alle Redakteure haben mehr als 10-jährige Praxiserfahrung
- + Lesermitarbeit durch einzigartige Beobachtungsprojekte
- + Anzeigen aller namhaften Händler und Hersteller

erscheint 6× im Jahr (jeweils Anfang Februar, April, Juni, August, Oktober, Dezember), jeweils 80 Seiten A4, durchgehend farbig, Hochglanzanband

Jahresabo: 37,80 € (D), 40,90 € (A), 44,80 € (CH)
Probeabo: 3 Hefte, 15,80 € (D), 19,80 € (A, CH)
Einzelheft: 6,90 € (D, A), 13,50 sFr (CH) am Kiosk

Leseproben, Suchindex, Aktuelles:
www.interstellarum.de

interstellarum, Westl. Stadtmauerstr. 30a,
D-91054 Erlangen • aboservice@interstellarum.de
Tel.: 09131 / 970694 • Fax: 09131 / 978596

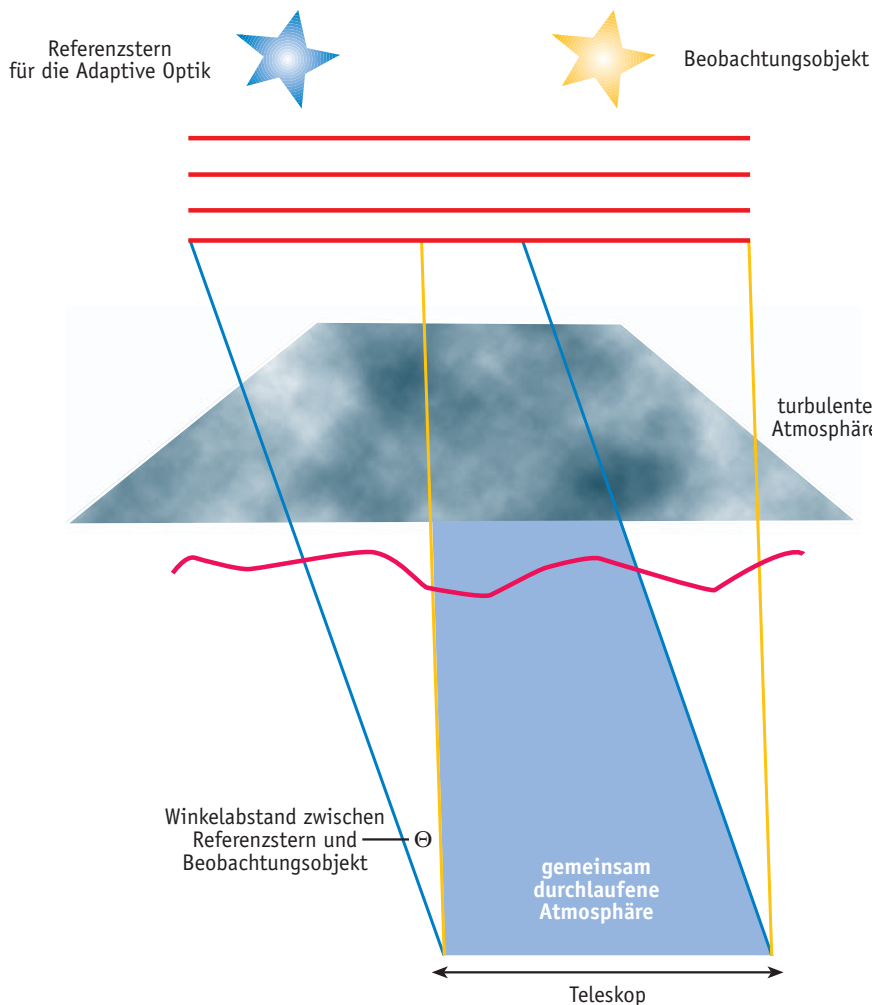


Abb. 16: Effekt der Anisoplanatie: Je größer der Winkelabstand zwischen Referenzstern und Beobachtungsobjekt, umso weniger durchlaufen beide Lichtwellen die gleiche atmosphärische Turbulenz.

gen von 0.5 μm gut korrigieren, so muss der Leitstern bereits eine Helligkeit von 8 mag aufweisen.

Eine natürliche Grenze

Diese Betrachtungen verdeutlichen die Notwendigkeit eines ausreichend hellen Referenzsterns für die Wellenfrontmessung. Dieser Referenzstern muss zudem in der Nähe des Beobachtungsfeldes liegen, da die Übereinstimmung seiner Wellenfront mit der des Beobachtungsobjekts mit zunehmendem Winkelabstand stark abnimmt (siehe Abb. 16). Der Winkelabstand, bei dem die Adaptive Optik nur noch 37 Prozent der maximalen Korrekturqualität erreicht, heißt isoplanatischer Winkel. Dieser beträgt für eine typische Höhenschichtung der Turbulenz im sichtbaren Licht etwa fünf Bogensekunden und im nahen Infrarot etwa 25 Bogensekunden (siehe Kasten auf Seite 34). Die Notwendigkeit eines hellen und nahen Leitsterns reduziert den mit Hilfe der Adaptiven Optik beobachtbaren Teil des Himmels auf Werte von wenigen Prozent in der galaktischen Ebene bis hinab auf deutlich unter einem Prozent in der Polregion. Wie diese Einschränkungen überwunden werden können, beschreibt der zweite Teil dieser Serie. □

keit. Für helle Leitsterne begrenzt der Fittingfehler die Korrekturqualität. Höhere Strehlverhältnisse und bessere Korrekturen können nur durch einen deformierbaren Spiegel mit mehr Aktuatoren und einen Wellenfrontsensor mit mehr Sensorelementen erreicht werden. Für mittelhelle Leitsterne ist das Photonenrauschen der limitierende Faktor, während für

lichtschwache Leitsterne das Rauschen des Detektors die Korrekturqualität noch einmal deutlich senkt, was schließlich der unkorrigierten Abbildung entspricht. Unter guten Seeing-Bedingungen muss ein Leitstern eine visuelle Helligkeit von 15.5 mag aufweisen, um sich für Korrekturen bei einer Wellenlänge von 2.2 μm zu eignen. Will man bei Wellenlän-

Literaturhinweise und Internetadressen

Andreas Glindemann, Stefan Hippler, Thomas Berkefeld und Wolfgang Hackenberg: Adaptive Optics on Large Telescopes, in: Experimental Astronomy 10 [2000].

Francois Roddier (Hrsg.): Adaptive Optics in Astronomy. Cambridge: Cambridge University Press 1999. ISBN: 052155375-X.

John W. Hardy: Adaptive Optics for Astronomical Telescopes: Oxford University Press, New York 1998. ISBN: 019509019-5.

Robert K. Tyson: Principles of Adaptive Optics. 2. Auflage. Boston: Academic Press, 1998. ISBN: 012705902-4.

Adaptive Optik am Max-Planck-Institut für Astronomie:

<http://www.mpia.de/AO>

Detwinking the Stars: Ultra-Sharp Astronomy with Adaptive Optics by Laird Close:

http://athene.as.arizona.edu/~7Elclose/talks/public_lecture_AO

Twinkle, twinkle little star: the need for adaptive optics in optical astronomy. By

Jennifer Lotz: <http://www.pha.jhu.edu/~jlotz/aoptics/empaper2.html>

European Southern Observatory Adaptive Optics:

<http://www.eso.org/projects/aot>

Center for Adaptive Optics: <http://cfao.ucolick.org>



Dr. Stefan Hippler ist wissenschaftlicher Mitarbeiter am Max-Planck-Institut für Astronomie in Heidelberg, mit Forschungsschwerpunkt Adaptive Optik.



Dr. Markus Kasper ist wissenschaftlicher Mitarbeiter am European Southern Observatory in Garching bei München, mit Forschungsschwerpunkt Adaptive Optik.

Anzeige Ludes