

Beugungstheoretische Auflösung? – Na klar!

Wolfram Fischer

Vorbemerkungen

Wohl jeder Sternfreund ist vertraut mit grundsätzlichen Aussagen der Beugungstheorie, die Frage des Auflösungsvermögens von Fernrohren betreffend. Das Verständnis darüber ist demnach sehr verbreitet. Beim genaueren Hinsehen herrschen aber Konfusion und auch Übertreibung. Kein Teleskopanbieter preist heute seine Ware anders, als mit einer „mindestens“ beugungsbegrenzten optischen Qualität. Schon das ist aber gewagt, denn im Vergleich zu manch anderen Versprechungen klingt es beinahe wie das Eingeständnis, ein minderwertiges Produkt an den Mann bringen zu wollen. Letztlich ist in der Regel der Käufer auf irgendwelche Angaben über angebliche Herstellungsgenauigkeiten angewiesen, die als Beweis für die Qualität einer Optik erhalten müssen. Daß extreme Spiegelgenauigkeiten trotzdem kein refraktormäßiges Auflösungsvermögen garantieren, bleibt gelegentlich unerwähnt.

Für gestörte Kreispupillen spiegelt nämlich die Beugungstheorie andere Fakten wider. Über das reale Auflösungsvermögen eines figurierten Spiegelteleskopes gibt überhaupt niemand Auskunft! (Lediglich über die Intensitätsverschiebungen zugunsten der Beugungsringe) In früheren Veröffentlichungen wurde davon gesprochen, daß das Auflösungsvermögen eines Spiegelteleskopes nur etwa einem halb so großen Linsenfernrohr gleicht [1]. Dies spricht heute, zumindest unter den Anbietern, niemand mehr deutlich aus, denn die Massenware „Schmidt-Cassegrain“ ist der große Renner. Im Gegensatz zu Werbeprospekten finden sich in der Fachliteratur Bemerkungen, die eine auffällig nüchterne Beurteilung, die Frage der praktischen Erreichbarkeit des theoretischen Auflösungsvermögens betreffend, zum Ausdruck bringen. Im Brockhaus „ABC der Astronomie“ [2] wird hingewiesen, daß das theoretische Auflösungsvermögen, durch Abbildungsfehler und die Luftunruhe, (tatsächlich niemals) erreicht wird. Bei Grimsehl „Lehrbuch der

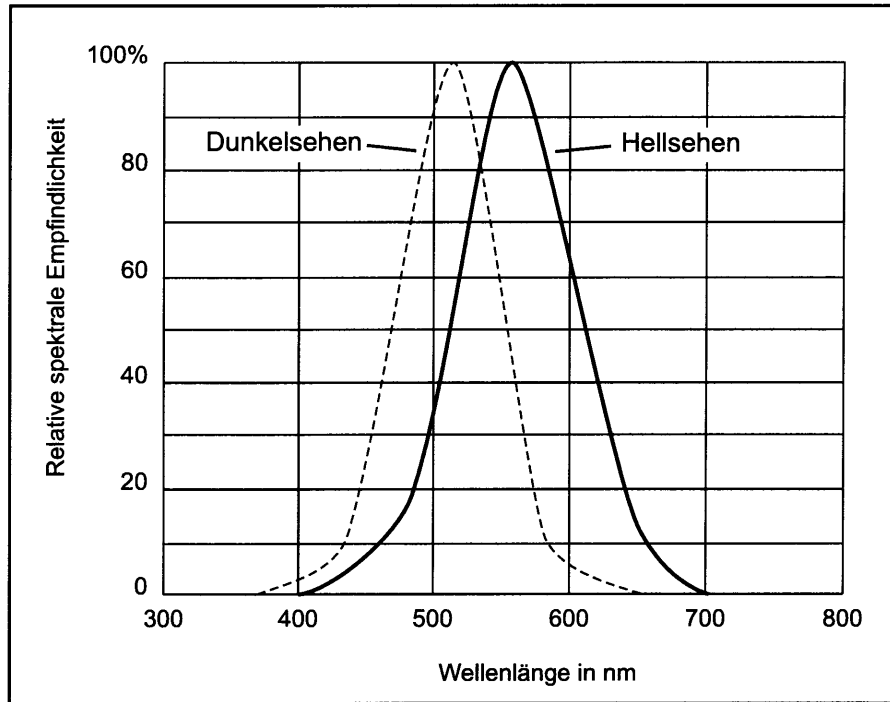


Abb. 1: Relative spektrale Empfindlichkeit des Auges [nach DIN 5031]

Physik“ [3] wird unter „beugungsbegrenzte optische Systeme“ beiläufig erwähnt, daß Fernrohrobjektive für ein kleines Feld *nahezu* beugungsbegrenzt sind.

Weiter für Konfusion sorgt auch die Uneinigkeit im Bezug auf die zugrunde gelegte Wellenlänge. In einem Heft der „Jenaer Rundschau“ gar, ehemals herausgegeben vom Kombinat VEB Carl-Zeiss-Jena, fand ich zufällig einen Artikel über das Fernrohr Telementor, in dem in einer Tabelle die Radien der Beugungsscheibchen (Rayleigh-Kriterium) als deren Durchmesser genannt werden [4]. Paul Ahnert, der gerade mit seiner „Kleinen praktischen Astronomie“ [5] die Vorstellungen der Astronomieinteressierten in der ehemaligen DDR nachhaltig prägte und dessen Andenken hier in keiner Weise geschmälert werden soll, vertrat die Ansicht, daß der Winkeldurchmesser zentraler Beugungsscheibchen identisch mit der Fernrohrauflösung ist. Aus dieser Definition heraus gab er den Winkeldurchmesser der Beugungsscheibchen und 1. Beugungsringe um den Faktor 2,44 zu klein an. Die von ihm verwendeten Werte entsprachen

recht genau den Werksangaben von Zeiss für das Auflösungsvermögen, die jedoch anders definiert waren! Noch in einem ganz anderen Licht erscheint die Frage des Auflösungsvermögens in der Astrofotografie. Inwiefern spielen in der Praxis hier beugungstheoretische Gesichtspunkte überhaupt eine Rolle? All dies veranlaßte mich über diesen Themenkreis etwas zu recherchieren. Ich danke den Optik-Theoretikern Herrn Dr. Pudenz (Carl-Zeiss-Jena GmbH) und Herrn Dr. Weißlau (Jena) für ihre freundliche Unterstützung.

Die Farbempfindlichkeit des menschlichen Auges

Das Auflösungsvermögen ist wellenlängenabhängig. In der visuellen Fernrohrbeobachtung gilt es zu klären, bei welcher Wellenlänge des Lichtes (Farbe) das menschliche Auge seine größte Empfindlichkeit aufweist. Verkompliziert wird diese Frage durch den Umstand, daß die relative spektrale Empfindlichkeit des Auges für das Sehen bei hohen Intensitäten (Zäpfchensehen) und das Dämmerungsehen (Stäbchensehen) verschieden ist. Die Hellempfindlichkeit des menschlichen

Auges ist für gelb-grünes Licht der Wellenlänge 555 nm am größten [3]. Es ist genau die Wellenlänge, bei der das Sonnenlicht am Erdboden am intensivsten ist. Beim Dämmerungssehen tritt das Purkinje-Phänomen auf: Mit zunehmender Dunkelheit verblassen die Farbindrücke. Man vermag jedoch das Blau des Himmels wahrzunehmen, auch wenn sonst keine andere Farbe erkennbar ist. Die Blauempfindlichkeit hört also bei abnehmender Beleuchtung später auf als die Empfindlichkeit für andere Farben. Bei geringen Intensitäten hat unser Auge im Blau-Grünen, bei etwa 510 nm sein Empfindlichkeitsmaximum (siehe Abb.1). Visuell ist davon auszugehen, daß Sterne nahe der Grenzhelligkeit und Flächenhelligkeiten (Nebel) generell, die sich im Teleskop intensitätsmäßig nicht anheben lassen (nur vergrößert erscheinen) [6], bei kürzerer Wellenlänge wahrgenommen werden. Dies erklärt die Wirksamkeit von H β oder [OIII]-Filtern. Eine erhöhte Auflösungsfähigkeit unseres Auges bei niedrigen Intensitäten ist daraus aber nicht ableitbar, da hier physiologisch die Sehleistung nachläßt. Im Fernrohr wird die Bildhelligkeit der Sterne enorm verstärkt, so daß bei Doppelsternen, die für gewöhnlich Beobachtungsziel sind, ohne weiteres Sternfarben erkennbar sind, also das Zäpfchensehen mit seinem Maximum bei 555 nm dominiert. Für Objekte, bei denen es visuell auf optimale Auflösung ankommt (Sonne, Mond, Planeten, Doppelsterne), wird man diese Wellenlänge einer theoretischen Betrachtung zugrunde legen müssen.

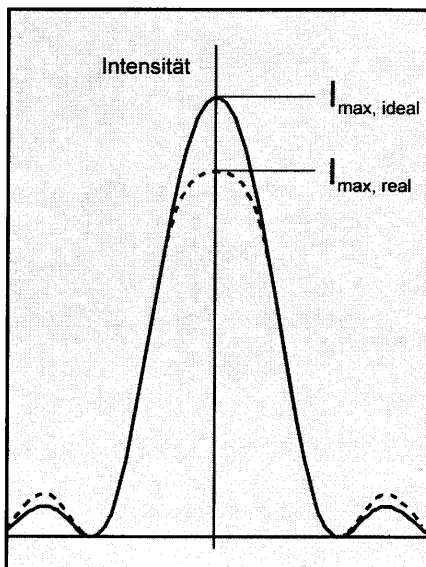
Teleskope nahezu beugungsbegrenzt?

Der Optikentwickler versteht unter „beugungsbegrenzter Optik“ ein System, welches für die Hauptwellenlänge eine Definitionshelligkeit $DH \geq 0,80$ aufweist. Das ist gleichbedeutend mit der Forderung $rms \leq \lambda/14$ für die Wellenfläche des optischen Systems. Der rms-Wert (rms – root mean square, mittlere quadratische Abweichung), per Interferometer CCD und Computer gescant und berechnet, bedeutet die durchschnittliche Genauigkeit einer optischen Fläche oder Systems (diese ist für den Bildaufbau entscheidend, nicht einzelne Extremwerte, die zwar aus dem Toleranzrahmen herausfallen, aber nur wenige Prozent der Fläche ausmachen!). Ein solches beugungsbegrenztes

System erreicht unter Laborbedingungen (ruhige Luft) das theoretische Auflösungsvermögen. Gute Fernrohrobjektive besitzen Definitionshelligkeiten von $DH = 0,90 - 0,99$ und sind damit (um die optische Achse) beugungsbegrenzt! Vergrößert man bei einem gewöhnlichen Linsenfernrohrobjektiv das Feld, dann treten die Bildfehler Astigmatismus und Bildfeldwölbung störend in Erscheinung. Die Farbfehler werden bei diesen Aussagen nicht berücksichtigt.

Unter Definitionshelligkeit wird die maximale Punktbildintensität des realen optischen Systems, bezogen auf die maximale Punktbildintensität eines fehlerfreien Idealsystems verstanden:

$$DH = I_{\max, \text{real}} / I_{\max, \text{ideal}}$$



Das fehlerfreie optische System hat die Definitionshelligkeit Eins. Für die beugungsbegrenzten Fernrohroptiken kann die Definitionshelligkeit direkt aus dem rms-Wert der Wellenfläche des optischen Systems berechnet werden. Die Abweichungen der Wellenfläche von der idealen Kugelwelle, die Wellenaberrationen, werden bei der Prüfung im Interferometer quantitativ erfaßt. Aus den so ermittelten Wellenaberrationen läßt sich der rms-Wert bestimmen und mit diesem schließlich die Definitionshelligkeit.

Die Größe zentraler Beugungsscheibchen

Die Beugungstheorie gibt exakt Auskunft über die Verteilung der Beleuchtungsstärke (I) in der Bildebene eines fernen Punktobjektes bei ungestörter Kreis Pupille.

Es gilt:

$$I(q) = (2J_1(q) / q)^2$$

$$q = \pi / N \times \rho / l$$

$$N = \text{Öffnungszahl}$$

$$l = \text{Wellenlänge, } \rho = \text{Radius}$$

$$J_1 = \text{Besselfunktion 1-ter Ordnung}$$

$$q = \text{Parameter der Besselfunktion}$$

Die erste Nullstelle der Besselfunktion, der Punkt, wo die Intensität des Beugungsbildes erstmals auf Null sinkt, liegt bei $q_0 = 3,83171$ und bestimmt den Radius (ρ) des beleuchteten Kreises, den wir als zentrales Beugungsscheibchen bezeichnen. Den Radius ρ erhält man:

$$\rho = 3,83171 \times N \times \lambda \times 1/\pi \\ = 1,2197 \times N \times \lambda$$

Der lineare Durchmesser zentraler Beugungsscheibchen (b) berechnet sich daher sehr genau:

$$b = 2,4394 \times N \times \lambda$$

Wird die lineare Größe der Beugungsscheibchen einer Optik, über den Abbildungsmaßstab der dazugehörigen Brennweite, in Bogenmaß umgerechnet, wird erkennbar, daß die Beugungsscheibchen und das Auflösungsvermögen zahlenmäßig verschieden sind. Diese Umrechnung kann nach folgender Beziehung erfolgen:

$$s = b / f \times 206264,8$$

$$s = \text{Winkelgröße in Bogensekunden} \\ f = \text{Brennweite}$$

Praktischer Hinweis

Auf die sich hier ergebenden Werte im Zusammenhang mit der Winkelgröße der Beugungsscheibchen, wird für gewöhnlich nicht aufmerksam gemacht (siehe Tabelle 1). Ein 80 mm Leitfernrohr, dessen Auflösung Zeiss mit 1",4 angibt, erzeugt Beugungsscheibchen mit gut 3",5 Durchmesser! Diesen Umstand unberücksichtigt zu lassen rächt sich z. B. beim Nachführen langer Brennweiten. Mit solch einem Objektiv auf 2" genau die Nachführung kontrollieren zu wollen bedeutet Antriebschwankungen ausgleichen zu müssen, die deutlich kleiner als das winzige Beugungsscheibchen des Leitsterns sind!

Das beugungstheoretische Auflösungsvermögen und seine Definitionen

Allgemeiner Konsens besteht in der Vorstellung, daß die Größe zentraler Beugungsscheibchen Fundament der

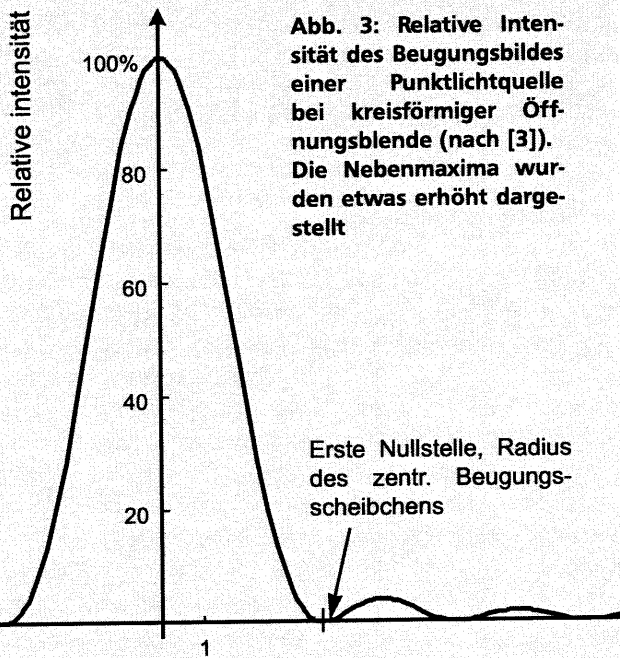
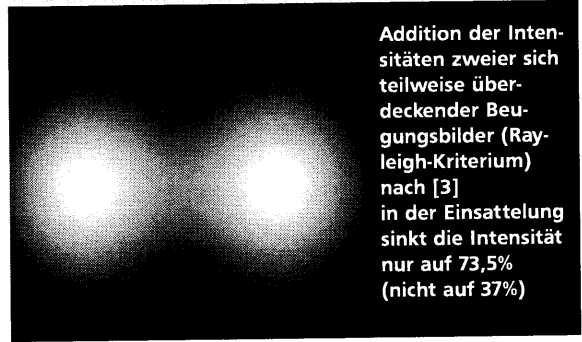
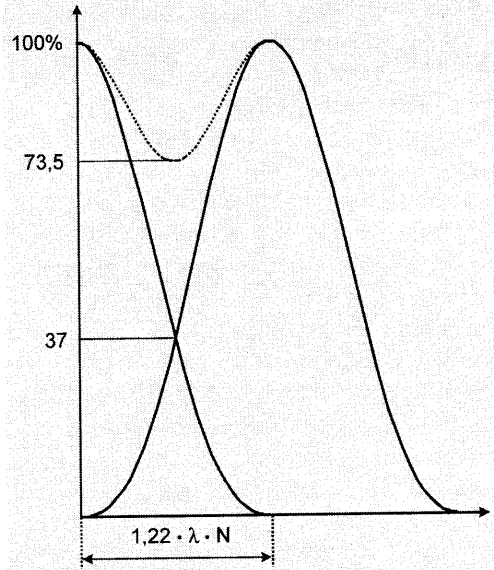


Abb. 3: Relative Intensität des Beugungsbildes einer Punktlichtquelle bei kreisförmiger Öffnungsblende (nach [3]). Die Nebenmaxima wurden etwas erhöht dargestellt



Addition der Intensitäten zweier sich teilweise überdeckender Beugungsbilder (Rayleigh-Kriterium) nach [3] in der Einsattelung sinkt die Intensität nur auf 73,5% (nicht auf 37%)

Auflösungsfrage ist (zumindest bei ungestörter Kreisapertur). Wie die praktisch mögliche und theoretische Auflösung darüber hinaus beziffert wird ist definitionsgebunden, oder drastisch gesagt, in engen Grenzen Ansichtssache! Theoretiker und Beobachter haben sich unterschiedlicher Ansatzpunkte bedient. Tatsächlich können Doppelsternpaare als solche erkannt werden, deren Beugungsscheibchen sich erheblich überlappen. Man spricht hier noch von aufgelöst oder getrennt, obwohl dies im eigentlichen Sinne gar nicht zutrifft (hierin lag wohl das Ahnertsche Mißverständnis).

Zentrale Beugungsscheibchen bilden keine Lichtflecke konstanter Helligkeit. Trägt man die Intensitäten eines Beugungsbildes in einem Diagramm auf, erhält man eine langgezogene Glockenform (zentrales Beugungsscheibchen) mit umliegenden Beugungsringen (siehe Abb. 3). Überlagern sich zwei Beugungsbilder teilweise, kommt es an diesen Stellen zur Addition der Intensitäten. Dies ist für die Auflösung denkbar ungünstig, da der Intensitätsabfall, der sich als Einsattelung zwischen den sich teilweise überdeckenden Scheibchen bemerkbar machen könnte, halbiert oder ganz auslöscht (siehe Abb. 4). Unter dem Begriff der Einsattelung versteht man also nicht die räumliche Einkerbung in der Mitte sich teilweise überdeckender Beugungsbilder (wie bei einem „Doppelbrötchen“). Diese beträgt beim Rayleigh-Kriterium beiderseits nur ca. 6,5% vom Durchmesser.

Bei 3,5 Scheibchen sind das 0,23, was nicht erkennbar ist.

Nach Strehl wird als theoretisches Auflösungsvermögen die Entfernung zweier Objekte verstanden, bei der die überlagerte Intensität gerade keine Einsattelung mehr aufweist, also kein Intensitätsabfall zur Mitte hin existiert (siehe Abb. 5). Dieser Abstand ist linear gegeben bei:

$$\delta_3 = 0,95 \times N \times \lambda$$

In Winkelmaß (Bogensekunden) erhält man diesen Wert:

$$\delta_3 = 195951,56 \times \lambda / d$$

d = Durchmesser des Objektivs

Die Beugungsscheibchen überlappen sich hier zu 61%. Ab diesem Wert aufwärts besteht überhaupt Hoffnung auf Auflösung eines Doppelsterns. Durch das Rauschen von Signal und Empfänger (jedes Stäubchen auf der Optik trägt mit dazu bei), wird jedoch, auch für den fähigsten Beobachter mit bestem Fernrohr, der Wert $\delta_2 \approx N \times \lambda$ praktisch nicht unterschritten. Die dazugehörige Winkelauflösung berechnet sich:

$$\delta_2 = 206264,8 \times \lambda / d.$$

Die sich hieraus ergebenden sehr niedrigen Werte sind Grundlage aller Zeissangaben für das Auflösungsvermögen. Unmittelbar in diesem Bereich angesiedelt sind die Ahnertsche Faustformel

(1% größerer Wert) und die Definition nach Dawes (2% größerer Wert) [7]. Die Beugungsscheibchen überlappen sich hier zu 59%. Der Intensitätsabfall in der Einsattelung, gegenüber den Maxima, beträgt nur ca. 2%. Hinzu kommt, daß der Abstand der Maxima der überlagerten Intensitäten bei etwa $2/3 N \times \lambda$ liegt (siehe Abb. 6). Von einer erkennbaren Einsattelung kann also keine Rede sein. Erfahrenen Beobachtern gelingt es unter günstigen Bedingungen, auf das Vorhandensein zweier gleichheller Sterne im Abstand $N \times \lambda$ zu schließen. Was sie erkennen (oder zu erkennen glauben), ist ein völlig zusammenhängendes, oval angedeutetes Gebilde.

Im Grunde läßt sich aus der Intensitätsverteilung zweier sich teilweise überdeckender Beugungsbilder nur dann mit Sicherheit auf ihr Vorhandensein schließen, wenn die Einsattelung zwischen den Maxima genügend ausgeprägt ist. Gewöhnlich spricht man davon, daß ein Intensitätsabfall bis zu 20% nicht wahrnehmbar ist. Daher wird heute meist die Auflösungsdefinition nach Rayleigh (Rayleigh-Kriterium)

verwendet. Linear berechnet sich dieses:
 $\delta_1 = 1,22 \times N \times \lambda$

oder in Bogensekunden:

$$\delta_1 = 251643,06 \times \lambda / d.$$

Hierbei fällt das Hauptmaximum des einen Beugungsbildes mit der ersten Nullstelle des zweiten Beugungsbildes zusammen (siehe Abb.4). Die Beugungsscheibchen überdecken sich gerade zur Hälfte. Der Intensitätsabfall in der Einsattelung (gegenüber den Maxima) ist mit 26,5% wahrnehmbar. Dadurch sind in diesem Abstand, halb so groß wie der Durchmesser der Beugungsscheibchen, zwei gleichhelle Sterne gerade noch als zwei räumlich getrennte Punktlichtquellen auszumachen. Die Ausdehnung der Beugungsscheibchen und die Winkelauflösung nach hier besprochenen Definitionen sind für einige Objektgrößen in Tabelle 1 zusammengefaßt.

Die Auflösung in der Astrofotografie

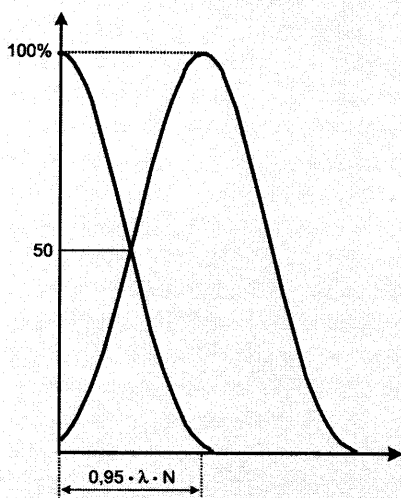
Astrofotografische Aufnahmen erreichen für gewöhnlich keine beugungsbegrenzte Abbildungsschärfe. Schuld sind mannigfaltige Faktoren. Lichtstarke Fotoobjektive, auch Schmidt-Kameras, erzeugen keine beugungsbegrenzte Abbildung. Fotoobjektive müßten zu diesem Zweck stark abgeblendet werden, was in Verbindung mit hochauflösenden Emulsionen zu unakzeptabel langen Ausbelichtungszeiten führt. Die

Abbildungsleistung der Schmidt-Kamera wird eingeschränkt durch einen geringen chromatischen Fehler, den die Korrektionsplatte ins Bild einführt. Deren komplizierte Form wurde erfunden, um diesen Fehler zu minimieren. Bei den extrem großen Öffnungsverhältnissen der Schmidt-Kameras wird dieser Fehler längst nicht bis zur Beugungsbegrenztheit gedrückt. Eine sorgfältig hergestellte Schmidt-Kamera mit der Öffnung $f/1,5$ kann für einen engen Spektralbereich um die Hauptwellenlänge Sternzerstreuungskreise mit Durchmessern $< 0,01$ mm erzeugen. Aber für einen größeren Spektralbereich, zum Beispiel für den sichtbaren von 400–700 nm, werden die Zerstreungskreise durch den Farblängsfehler um ein Mehrfaches vergrößert. Abhilfe würde eine teure, achromatisierte Korrektionsplatte schaffen, die bisher nur in wenigen Fällen angewendet wurde. Die bei $f/1,5$ (und $\lambda=555$ nm) nur 0,002 mm großen Beugungsscheibchen könnten aber auch dann nicht fotografisch dargestellt werden. Keine Emulsion vermag Details dieser Größenordnung wiederzugeben. Beim Einsatz längerer Brennweiten finden häufig Optiken mit beugungsbegrenzten Eigenschaften Verwendung. Aber welche Probleme es bei der Umsetzung dieser Abbildungsleistungen auf den Film gibt, zeigt die Mond- und Planetenfotografie. Um feinstes Detail darstellen zu können, werden meist in Oku-

larprojektion riesige Äquivalentbrennweiten und Öffnungsverhältnisse bis weit unter 1:200 verwendet [8]. Das Rayleigh-Kriterium wird bei 1:200 (bei $\lambda = 555$ nm) linear auf 0,135 mm Abbildungsgröße gebracht, wodurch selbst grobkörnige Emulsionen alles zeigen...würden. Leider stört die Atmosphäre, so daß auch Superaufnahmen nur annähernd das erkennen lassen, was das Auge hinter dem Okular gelegentlich erhascht.

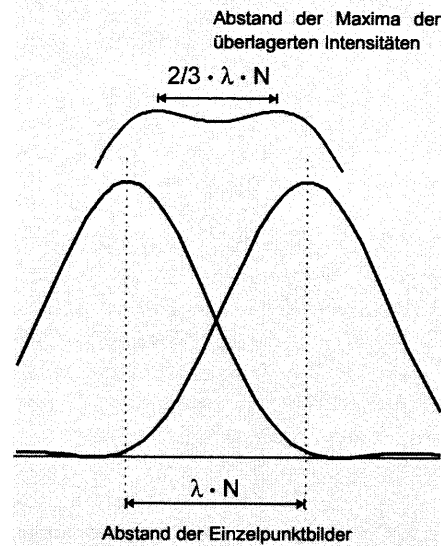
In der Deep-Sky-Fotografie wird man tunlichst extrem kleine Öffnungsverhältnisse vermeiden. Ein Ausbelichten wird unmöglich und auch die Reichweite bei Sternen sinkt, wenn diese nicht als Punkthelligkeiten, sondern verteilt als flächige Beugungsscheibchen im Bereich der Auflösung der Emulsion zur Abbildung kommen [9]. In der Deep-Sky-Fotografie kann es schon allein deshalb nicht um beugungsbegrenzte Abbildungsschärfen gehen. Dies ist bei den üblichen Öffnungsverhältnissen schon emulsionsbedingt nicht erreichbar. Auch bei 1:8 sind Beugungsscheibchen nur etwa 0,01 mm im Durchmesser, was selbst für den TP2415 Grenzbereich ist. Man müßte schon 1:15 oder besser 1:20 wählen, um auf feinkörnigem Film, unter Verzicht auf Ausbelichtung Beugungsscheibchen sicher darstellen zu können. In der Praxis wird das Beugungsbild bei längeren Brennweiten durch die Luftunruhe oder emulsionsbedingt (plus aufnahmetechnische Mängel) zur Unkenntlichkeit vergrößert. Ausbelichtete Deep-Sky-Aufnahmen zeigen Sternscheibchen oder Sternzerstreuungskreise, aber niemals Beugungsscheibchen. Es bleibt die Frage zu klären, ob die fotografische Auflösung dem Durchmesser schwächster Sternscheibchen gleichgesetzt werden darf, oder ob sich dieser Betrag, in Analogie zum visuellen Auflösungsvermögen, auf den Abstand sich teilweise überdeckender schwächster Sternscheibchen reduziert.

Schwächste fotografische „Sternscheibchen“ erscheinen unter dem Mikroskop als Kornballungen, die sich vom zufälligen „Kornrauschen“ des Hintergrundes kaum abheben (nahe dem Schwellenwert). Hellere Sterne sind kräftiger geschwärzt, aber auch durch Diffusion vergrößert. Die Masse der deutlicher sichtbaren Sternscheibchen ist damit auflösungsmäßig schwächsten Sternabbildungen (z.T. um ein Vielfaches) unterlegen (visuell verhält sich das



Links: Abb.5 : Theoretisches Auflösungsvermögen nach Strehl. Die Intensitäten der sich zu 61% überlappenden Beugungsbilder addieren sich in der Stärke, daß es zu keiner Einsattelung kommt.

Rechts: Abb. 6: Im Abstand $N \cdot \lambda$, bei 59% überlappten Beugungsbildern, addieren sich die überlagerten Intensitäten zu ca. 2% Einsattelung, deren Maxima bei $2/3$ des Sternabstandes liegt. Zwei gleichhelle Sterne erscheinen als zusammenhängendes ovales Gebildes.



ganz anders). Die geringe Schwärzungsdichte schwächster Sternabbildungen und deren schwer definierbare Randbegrenzung, die fließend in das chaotische Kornrauschen des Hinter-

grundes übergeht, machen eine sichere Erkennbarkeit sich teilweise überdeckender schwächster „Scheibchen“ eher unwahrscheinlich. Eine definitive Gleichsetzung der fotografischen Auf-

lösung mit dem Durchmesser schwächster Sternabbildungen erscheint daher vernünftig.

Literaturangaben

- [1] A. Kutter, Mein Weg zum Schieferspiegel
- [2] Brockhaus abc Astronomie, VEB F. A. Brockhaus Verl. Leipzig, '76, S. 107
- [3] Grimsehl, Lehrbuch der Physik, Band 3, Optik, BSB B. G. Teubner Verlagsgesellschaft Leipzig, 1988
- [4] H. Mucke, Jenaer Rundschau, 1984/3, S. 125
- [5] P. Ahnert, Kleine praktische Astronomie, J. A. Barth Leipzig, 1974, S. 19
- [6] W. Fischer, Flächenhelligkeiten in der visuellen Beobachtung, interstellarium 1, 30–31
- [7] B. Koch, Handbuch der Astrofotografie, Springer Verlag 1995, S. 124
- [8] W. Schwinge, Das Kosmos Handbuch Astrofotografie, Franckh-Kosmos Verlag, Stuttgart, 1993
- [9] W. Fischer, Die maximal erzielbaren Sternrenzgrößen aus der Sicht des Instrumentenvergleichs, interstellarium 5, 60–64

WOLFRAM FISCHER
SELNECKER-STR. 22
04277 LEIPZIG

| Objektiv | n | b (mm) | σ (") | δ_1 | δ_2 | δ_3 |
|----------|--------|--------|--------------|------------|------------|------------|
| 50/ 540 | 1:10,8 | 0,0146 | 5,59 | 2,79 | 2,29 | 2,18 |
| 63/ 840 | 1:13,3 | 0,0181 | 4,43 | 2,22 | 1,82 | 1,73 |
| 80/ 840 | 1:10,5 | 0,0142 | 3,49 | 1,75 | 1,43 | 1,36 |
| 80/1200 | 1:15 | 0,0203 | 3,49 | 1,75 | 1,43 | 1,36 |
| 90/ 900 | 1:10 | 0,0135 | 3,10 | 1,55 | 1,27 | 1,21 |
| 100/1000 | 1:10 | 0,0135 | 2,79 | 1,40 | 1,14 | 1,09 |
| 110/ 750 | 1:6,8 | 0,0092 | 2,54 | 1,27 | 1,04 | 0,99 |
| 110/1650 | 1:15 | 0,0203 | 2,54 | 1,27 | 1,04 | 0,99 |
| 130/1000 | 1:7,7 | 0,0104 | 2,15 | 1,07 | 0,88 | 0,84 |
| 130/1950 | 1:15 | 0,0203 | 2,15 | 1,07 | 0,88 | 0,84 |
| 150/2250 | 1:15 | 0,0203 | 1,86 | 0,93 | 0,76 | 0,73 |
| 200/3000 | 1:15 | 0,0203 | 1,40 | 0,70 | 0,57 | 0,54 |
| 300/4500 | 1:15 | 0,0203 | 0,93 | 0,47 | 0,38 | 0,36 |

Die Beugungsscheibchengrößen und die Winkelauflösung nach verschiedenen Definitionen für einige Objektive, bei einer Wellenlänge von 555 nm.

n = Öffnungsverhältnis

b = linearer Durchmesser zentraler Beugungsscheibchen (in mm)

σ = Winkeldurchmesser zentraler Beugungsscheibchen (in Bogensek.)

δ_1 = Winkelauflösung nach Rayleigh (in Bogens.) nach: $d = 1,22 \times N \times \lambda$

δ_2 = Praktisch mögliche Winkelauflösung (in Bogens.) nach: $d \approx N \times \lambda$

δ_3 = theor. Winkelauflösung nach Strehl (in Bogens.) nach: $0,95 \times N \times \lambda$