

Zeitschrift: Orion : Zeitschrift der Schweizerischen Astronomischen Gesellschaft
Herausgeber: Schweizerische Astronomische Gesellschaft
Band: 14 (1969)
Heft: 110

Artikel: Optik für Astro-Amateure [Fortsetzung]
Autor: Wiedemann, E.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-899790>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 29.01.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Optik für Astro-Amateure

von E. WIEDEMANN, Riehen

4. Mitteilung

Die aplanatischen Spiegelsysteme

In der vorangegangenen Mitteilung¹⁾ waren zuletzt der einfache *Kugelspiegel* und der ihm entsprechende *Parabolspiegel* behandelt worden, wie sie den meisten Astro-Amateuren durch ihre Herstellung²⁾ und ihren Gebrauch bekannt sind. Am Korrektionszustand dieser Spiegel ändert sich nichts, wenn im weiteren Strahlengang plane Umlenkspiegel verwendet werden, um das Bild in eine für die Beobachtung und Photographie geeignete Lage zu bringen. Die optischen Verhältnisse ändern sich jedoch wesentlich, wenn brechende Flächen oder gewölbte Spiegelflächen hinzukommen, um das System weiter zu vervollkommen, insbesondere, um es *aplanatisch* zu machen.

Unter dem Begriff der *aplanatischen Spiegelsysteme* werden alle jene optischen Anordnungen zusammengefasst, bei welchen nicht nur der sphärische Fehler, sondern auch die Abweichungen gegen die Sinusbedingung korrigiert und nahezu oder völlig beseitigt sind. Ist nur der Kommafehler korrigiert, so nennt man das System *isoplanatisch*, während man für Systeme, bei denen nur die sphärische Aberration beseitigt ist, keine eigene Bezeichnung hat.

Ein paar Beispiele mögen diese Begriffe erläutern. Ein Fernrohrobjektiv, bei dem der sphärische Fehler und der Kommafehler (durch Erfüllung der Sinusbedingung) korrigiert sind¹⁾, ist ein *aplanatisches* System. Ein Parabolspiegel, bei dem die sphärische Aberration beseitigt ist, ist weder isoplanatisch noch aplanatisch. Er kann auch nicht dahingehend korrigiert werden, weil bei ihm für schräg einfallende Strahlen keine Symmetrieachse gefunden werden kann. Dagegen wird ein Kugelspiegel durch eine Blende im Krümmungsmittelpunkt ein *isoplanatisches* System, weil damit auch schräg einfallende Strahlenbündel symmetrisch reflektiert werden. Hebt man beim Kugelspiegel dazu noch die sphärische Aberration (beispielsweise durch eine SCHMIDT-Platte am Ort der asymmetriefehlerfreien Blende) auf, so kommt man damit zu einem der einfachsten *aplanatischen Spiegelsysteme*.

Aplanasie lässt sich auf sehr verschiedene Weise mit Ein- und Zwei-Spiegel-Systemen erzielen^{3), 4)}. Die sehr umfangreichen Arbeiten, solche Systeme zu berechnen, sind dadurch begründet, dass diese Systeme allgemein durch eine grosse Lichtstärke und dazu durch ein erweitertes Bildfeld ausgezeichnet sind, dessen Grösse dann nur noch von der Korrektur der übrigen Bild(feld)fehler abhängt. Darin liegt die besondere Bedeutung der *aplanatischen Spiegelsysteme*.

Da es im Rahmen dieser Mitteilung ganz unmöglich ist, alle bisher bekannt gewordenen *aplanatischen Spiegelsysteme*, deren Entwicklung im übrigen noch nicht abgeschlossen ist, zu besprechen, müssen wir uns auf deren wichtigste Vertreter beschränken, um an diesen die konstruktiven Gedanken aufzuzeigen, die ihnen zugrunde liegen. Als wichtigste Systeme mögen dabei jene gelten, die besondere Bedeutung

in der Astronomie besitzen und in Ein- und Zwei-Spiegel-Systeme unterteilt werden können.

In der ersten Gruppe der *Ein-Spiegel-Systeme* sollen, ausgehend vom einfachen Kugelspiegel, das SCHMIDT- und das MAKUTOV-System besprochen werden. Es handelt sich dabei um Anordnungen, die wegen der Lage des Bildes innerhalb des Systems für photographische Zwecke bestimmt sind.

In der zweiten Gruppe der *Zwei-Spiegel-Systeme* werden, ausgehend vom ursprünglichen CASSEGRAIN-System, das konzentrische System nach RITCHEY-CHRÉTIEN, dann ein (modifiziertes) SLEVOGT-System und schliesslich ein BAKER-System (nach LINFOOT) Gegenstand einer Besprechung sein. Hierbei wird eine nochmalige Einschränkung gemacht werden, nämlich jene, dass das Bild hinter dem Hauptspiegel liegt, womit diese Systeme in gleicher Weise für Beobachtung und Photographie geeignet sind.

Da sich die wesentlichen Eigenschaften dieser Systeme am ehesten zu erkennen geben, wenn man ihre sphärischen Grundformen nach der 3. Ordnung und mittels Strahlendurchrechnung analysiert, werden bei den einzelnen Systemen diese Daten gegeben. Bezüglich ihrer Feinkorrektur mit Hilfe von Flächen-Deformationen oder zusätzlichen asphärischen brechenden Flächen wird zunächst auf die einschlägige Literatur^{3), 4), 5)} verwiesen.

Explizite Beispiele für die Feinkorrektur aplanatischer Systeme mittels asphärischer Flächen sollen, ebenso wie die Ableitungen wichtiger Berechnungs-Formelsätze, in einem Anhang zu dieser Artikel-Folge gebracht werden.

A) Die aplanatischen Ein-Spiegel-Systeme

1. Der einfache Kugelspiegel

Wie wir zuletzt¹⁾ erfahren haben, zeichnet sich der einfache Kugelspiegel durch eine bemerkenswert kleine sphärische Aberration aus. Mit einer Blende im Krümmungszentrum ist er zudem von Asymmetriefehlern frei, also *isoplanatisch*.

Demzufolge ist es mit dieser Anordnung sehr wohl möglich, bei mässiger relativer Öffnung (etwa 1:15) ein relativ grosses Bildfeld (das allerdings gewölbt ist) mit einer Schärfe auszuzeichnen, die amateurastronomischen Anforderungen genügen kann. Das auf diese Weise entstehende Bild ist ausserdem zeichnungsfrei.

Man kann nun im Strahlengang eines solchen Systems am Ort der asymmetriefreien Blende, also am Ort des Krümmungsmittelpunkts, eine brechende Fläche anordnen, die die sphärische Unterkorrektur des Kugelspiegels für eine bestimmte Strahleinfalls-höhe aufhebt⁶⁾. Man gelangt damit zu einem *aplanatischen* System, das zwar noch einen Zonenfehler aufweist, im übrigen aber dank dieser Korrektur bereits ein grosses Öffnungsverhältnis ermöglicht. Aus naheliegenden Gründen übergehen wir jedoch diesen Schritt und wenden uns der *völligen* Beseitigung der sphärischen Aberration des Kugelspiegels zu, wie sie

die Erfindung von BERNHARD SCHMIDT ermöglicht hat.

Der Vollständigkeit halber werden hier noch die Daten für den einfachen Kugelspiegel wie folgt gegeben:
 $r_1 = -200.000$; $f' = 100.0000$

Die Aberrationen nach der 3. Ordnung betragen

ν	A	B	C	P	V
1 = Σ	+0.2500	-0.5000	+1.0000	-1.0000	0

Nach Beseitigung der Asymmetriefehler durch eine im Krümmungsmittelpunkt angeordnete Blende werden die Aberrationen die folgenden:

$z_1 = -2.0000$

	A	B	Mer.Kr.	Sag.Kr.	Ast.	P	V
Σ	+0.2500	0	-1.0000	-1.0000	0	-1.0000	0

Der Astigmatismus verschwindet, und die beiden Bildschalen fallen zusammen. Ihr Krümmungsradius ist gleich der Brennweite, und sie sind gegen das Objekt zu gewölbt.

Die Strahlendurchrechnung ergibt die folgenden Werte:

R	h_1	s'_1	$\Delta s'_1$	f'	$\Delta f'$
	0	100.0000	0.0000	100.0000	0.0000
	2	99.9950	-0.0050	99.9850	+0.0050
1:10	4	99.9800	-0.0200	99.9400	+0.0200
	6	99.9550	-0.0450	99.8649	+0.0450
	8	99.9199	-0.0801	99.7598	+0.0801
1:5	10	99.8748	-0.1252	99.6246	+0.1252
	12	99.8195	-0.1805	99.4592	+0.1805
1:3.3	14	99.7541	-0.2459	99.2635	+0.2459
	16	99.6785	-0.3215	99.0374	+0.3215

Zu der voranstehenden und den nachfolgenden Zahlentabellen sei folgendes angemerkt:

1. Alle Werte sind per Computer auf 8 Stellen berechnet und auf 4 Stellen mit Rundung angegeben.
2. Wie in den Figuren bedeutet bei den Δ -Werten das — Zeichen stets Unterkorrektion, das + Zeichen Überkorrektion.
3. Sofern nichts anderes bemerkt ist, gelten die Werte für das Licht der Wellenlänge d (587,6 nm).
4. Die $\Delta f'$ -Werte bedeuten *nicht* die Brennweiten-Differenzen (die weniger wichtig sind und direkt entnommen werden können), sondern die Abweichungen gegen die Sinus-Bedingung, also die Werte:

$$\frac{h_1}{\sin u_p} - f'_0.$$

2. Das Schmidt-System

Es ist das grosse Verdienst von BERNHARD SCHMIDT^{7), 8)}, die oben als möglich beschriebene Anordnung bis zur letzten Konsequenz weiter verfolgt und dann technisch realisiert zu haben. Wie erwähnt, ist die Korrektur des sphärischen Fehlers des Kugelspiegels mit Hilfe einer brechenden *Kugel*fläche nicht ohne Zonenfehler möglich und daher der Korrektur eines Kugelspiegels durch Parabolisierung unterlegen. Die Rechnung begründet dies damit, dass die vollständige Aufhebung des sphärischen Fehlers durch eine *brechende* Fläche nur dann möglich ist, wenn diese 4. Grades ist. Von den möglichen Profilen solcher Flächen wählte SCHMIDT jenes aus, das mit zunehmender Einfallshöhe erst sammelt und dann über einen brechkraftlosen Übergang zerstreut. Dieses bekannte «SCHMIDT-Profil» besitzt neben der Eigenschaft, die sphärische Aberration *völlig* aufzuheben, auch noch weitere Vorteile: Die Farbfehler und die ausserachsialen Restaberrationen gehen auf die kleinstmöglichen Werte zurück und können dann völlig vernachlässigt werden⁵⁾.

Die Daten eines originalen SCHMIDT-Systems $R = 1:2$ sind die folgenden³⁾:

$r_1 = \infty$
 $r_2 = -5173.8000$ $e'_1 = 4.0400$ $s'_2 = 98.0600$
 $r_3 = -198.0600$ $e'_2 = 198.0600$ $f' = 100.0000$

Die Aberrationen nach der 3. Ordnung betragen:

ν	A	B	C	P	V
1	0	0	0	0	+0.5600
2	-0.2475	-0.0066	-0.0002	0	-0.5590
3	+0.2475	+0.0066	+0.0002	-1.0098	-0.0270
Σ	0	0	0	-1.0098	-0.0260

Für die Krümmung der beiden zusammenfallenden Bildschalen gilt das unter 1. Gesagte.

3. Das Maksutov-System

Wie fast gleichzeitig von vier Autoren^{9), 10), 11), 12)} gefunden wurde, lässt sich die technisch nicht ganz einfache Herstellung einer SCHMIDT-Platte dadurch umgehen, dass zur Korrektur der sphärischen Aberration eines Kugelspiegels ein relativ dicker Meniskus in den Strahlengang gebracht wird, der unter Beibehaltung der asymmetriefehlerfreien Blende zum Kugelspiegel konzentrische Flächen aufweist. Die Symmetrie für schräg einfallende Strahlenbündel ist dann sogar in noch höherem Grade als beim SCHMIDT-Spiegel gewährleistet. Die sphärische Korrektur ist aber entweder nicht völlig erreicht oder weist Zonenfehler auf, und die Farbstofffehler sind grösser, so dass das MAKUTOV-System in seinen grösseren Ausführungsformen dem SCHMIDT-System eher unterlegen ist.

Die Daten eines von BOUWERS angegebenen MAKUTOV-Systems⁴⁾, das, wie die Rechnung zeigt, nicht völlig auskorrigiert ist, sind die folgenden:

$r_1 = -77.4000$ $e'_1 = 14.3000$ $s'_3 = 114.7745$
 $r_2 = -91.7000$ $e'_2 = 123.1000$ $f' = 100.0255$
 $r_3 = -214.8000$

Die Aberrationen dieses Systems betragen nach der 3. Ordnung:

ν	A	B	C	P	V
1	-0.4848	+0.3752	-0.2903	-0.4403	+0.5653
2	+0.2803	-0.2169	+0.1678	+0.3717	-0.4175
3	+0.2659	-0.2058	+0.1592	-0.9314	+0.5975
Σ	+0.0614	-0.0475	+0.0368	-1.0000	+0.7454

Unter Berücksichtigung einer im Krümmungsmittelpunkt angeordneten Blende erhält man die folgenden Werte:

$z_1 = -0.7738$

	A	B	Mer.Kr.	Sag.Kr.	Ast.	P	V
Σ	+0.0614	0	-1.0000	-1.0000	0	-1.0000	0

Die Krümmung der beiden zusammenfallenden Bildschalen entspricht jener beim SCHMIDT-System. Im Gegensatz zu diesem ist aber hier die sphärische Aberration nicht völlig beseitigt, und es bestehen auch noch Farbstofffehler, wie dies die nachfolgende Strahlendurchrechnung ergeben hat:

R	h_1	s'_3	$\Delta s'_3$	f'	$\Delta f'$
	0	114.7453	0.0000	100.0000	0.0000
	2	114.7441	-0.0012	99.9812	+0.0012
1:10	4	114.7404	-0.0049	99.9249	+0.0049
	6	114.7344	-0.0109	99.8308	+0.0109
	8	114.7260	-0.0193	99.6989	+0.0193
1:5	10	114.7154	-0.0299	99.5288	+0.0299
	12	114.7028	-0.0426	99.3202	+0.0426
1:3.3	14	114.6882	-0.0571	99.0728	+0.0571
	16	114.6720	-0.0733	98.7859	+0.0733

Diese Werte gelten für das gelbe Licht der d-Linie (587.60 nm). Für das blaue Licht der F-Linie (486.10 nm) ergeben sich die folgenden Werte:

R	h_1	s'_3	$\Delta s'_3$	f'	$\Delta f'$
	0	114.7939	+0.0486	99.9514	-0.0486
	2	114.7927	+0.0474	99.9326	-0.0474
	4	114.7891	+0.0437	99.8762	-0.0437
1:10	6	114.7830	+0.0377	99.7820	-0.0377
	8	114.7747	+0.0294	99.6500	-0.0294
1:5	10	114.7642	+0.0189	99.4797	-0.0189
	12	114.7517	+0.0064	99.2710	-0.0064
1:3.3	14	114.7373	-0.0080	99.0233	+0.0080
	16	114.7212	-0.0241	98.7361	+0.0241

Dieses System zeigt demnach bei einer mässigen sphärischen Unterkorrektur eine gewisse Farbüberkorrektur. Es wird deshalb nur für mässige Öffnungen und Brennweiten unter 1000 mm brauchbar sein, nämlich dann, wenn die Schnittweitendifferenz noch unter $1/1000 f$ bleibt. Eine bessere Korrektur ist möglich, führt aber zu Komplikationen⁴⁾. Auf konzentrische Zweispiegelsysteme wird unten eingegangen werden.

B) Die aplanatischen Zweispiegelsysteme

4. Das ursprüngliche Cassegrain-System

Bei der ursprünglichen Form des CASSEGRAIN-Systems ist dessen erhebliche sphärische Aberration Fläche für Fläche einzeln dadurch beseitigt worden, dass man dem Hauptspiegel Paraboloidform und dem Gegenspiegel Hyperboloidform gegeben hat. Derart korrigierte Systeme haben aber keinen kleineren Asymmetriefehler, als ihn der gewöhnliche Kugelspiegel besitzt und können daher *nicht* als aplanatisch bezeichnet werden. Der verbleibende Asymmetriefehler kann aus den bereits beim Parabolspiegel angeführten Gründen *nicht* durch eine passend angeordnete Blende beseitigt werden. Es kommt dazu,

dass beim ursprünglichen CASSEGRAIN-System, dessen sphärische Aberration auf Null gebracht ist, Astigmatismus, PETZVAL-Summe und Verzeichnung sehr gross werden. Daraus folgt, dass dieses System ein noch kleineres brauchbares Bildfeld als der gewöhnliche Parabolspiegel besitzt. Sein Vorteil ist nur darin zu sehen, dass seine Baulänge nur $0.194 f$ beträgt und das Bild hinter dem Hauptspiegel bequem zugänglich ist.

Die Daten eines solchen Systems sind⁴⁾:

$$r_1 = -40.0000 \quad e'_1 = 16.1000 \quad f' = 100.0000 \\ r_2 = +9.7000$$

Die Aberrationen des *nicht* deformierten Systems betragen nach der 3. Ordnung:

ν	$\frac{h\nu}{h_1}$	A	B	C	P	V
1	1	+31.2500	-12.5000	+5.0000	-5.0000	0
2	0.1940	-7.0000	+6.2000	-5.4910	+20.5710	-13.3560
Σ		+24.2500	-6.3000	-0.4910	+15.5710	-13.3560

Führt man die entsprechenden Flächenformationen ein, so werden die Summenwerte nach der 3. Ordnung:

$$\Sigma = 0 \quad -0.5000 \quad +4.3150 \quad +15.5710 \quad -9.3740$$

Der schliessliche Komafehler entspricht dann jedem des Kugelspiegels, während bei unverändert grosser PETZVAL-Summe der Astigmatismus erheblich zugenommen hat und auch die Verzeichnung noch einen grossen Wert besitzt. Das ursprüngliche CASSEGRAIN-System entspricht also in seiner Korrektur auf der Achse dem Parabolspiegel¹⁾, ist diesem aber bezüglich des Bildfeldes deutlich unterlegen, so dass es in dieser Form kaum noch hergestellt wird.

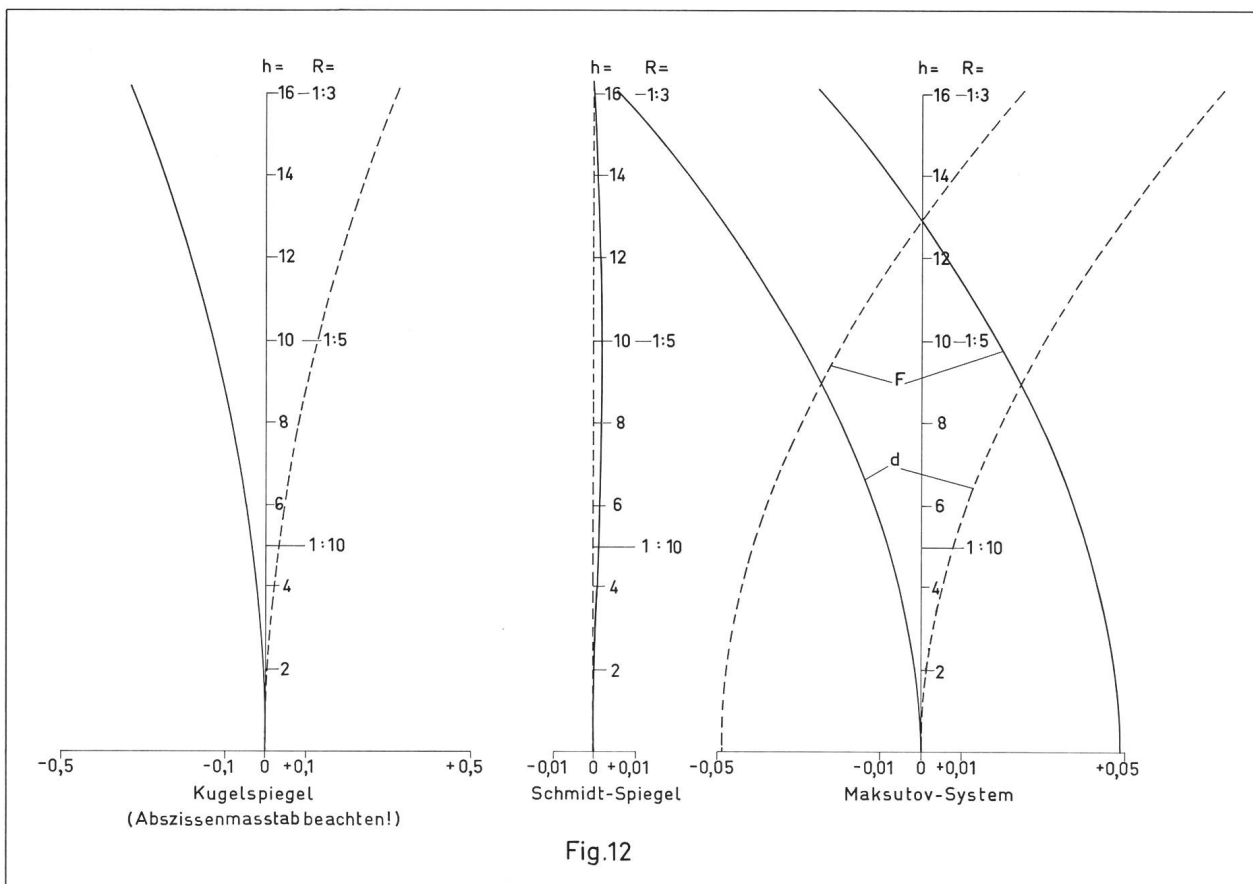


Fig.12

5. Das konzentrische System

Man kann nun ein CASSEGRAIN-System auch so dimensionieren, dass die Krümmungsmittelpunkte der beiden Spiegel zusammenfallen. Man spricht dann von einem *konzentrischen* System. Dieses System weist für den Fall, dass man die Flächen als Kugelflächen belässt, den Vorteil auf, dass man mittels einer Blende am Ort des gemeinsamen Krümmungsmittelpunktes die Asymmetriefehler beseitigen kann, also ein *isoplanatisches* System erhält. Die Vorteile des ursprünglichen CASSEGRAIN-System: kurze Baulänge und bequeme Zugänglichkeit des Bildes bleiben dabei weitgehend erhalten.

Die Daten eines solchen Systems¹³⁾ sind:

$$\begin{aligned} r_1 &= -68.8172 & e'_1 &= 17.6172 & s'_2 &= 48.8000 \\ r_2 &= +51.2000 & f' &= 100.0000 \end{aligned}$$

Die Aberrationen des *nicht* deformierten Systems betragen nach der 3. Ordnung:

ν	A	B	C	P	V
1	+6.1368	-4.2231	+2.9063	-2.9063	0
2	-3.5468	+2.4421	-1.6806	+3.9063	-1.5317
Σ	+2.5881	-1.7811	+1.2257	+1.0000	-1.5317

Beseitigt man die Asymmetriefehler durch eine im Krümmungsmittelpunkt der Spiegel angeordnete Blende, so werden die Aberrationen nach der 3. Ordnung die folgenden:

ν	A	B	Mer.Kr.	Sag.Kr.	Ast.	P	V
Σ	+2.5881	0	+1.0000	+1.0000	0	+1.0000	0

Von der grösseren verbleibenden sphärischen Aberration abgesehen, ist dieses System dem einfachen Kugelspiegel mit Blende im Krümmungszentrum analog und kann wie dieser durch eine dort angeordnete, aber entsprechend stärker deformierte SCHMIDT-Platte in ein lichtstarkes *aplanatisches* System mit relativ grossem, aber gewölbtem Bildfeld verwandelt werden. Die Grundform dieses konzentrischen Systems geht im Prinzip auf G. W. RITCHEY und H. CHRÉTIEN (1927)^{14), 15)} zurück, deren Bestrebungen darauf gerichtet waren, den sphärischen Fehler durch entsprechende Deformation der beiden reflektierenden Flächen zu beseitigen und so zu einem System mit vergrössertem Bildfeld zu gelangen (die Erfindung von BERNHARD SCHMIDT war damals noch nicht erfolgt). Damit wurde aber bei einer PETZVAL-Summe um +1.0000 ein erheblicher positiver Astigmatismus sowie negative Verzeichnung eingeführt, so dass das RITCHEY-CHRÉTIEN-System zunächst nicht die ihm zukommende Beachtung fand. Bei den heute gegebenen Möglichkeiten und dem Interesse der Astronomen an grösseren scharf ausgezeichneten Bildfeldern kommt man jedoch jetzt wieder darauf zurück.

Die Strahlendurchrechnung dieses Systems ergibt die folgenden Werte:

R	h_1	s'_2	$\Delta s'_2$	f'	$\Delta f'$
	0	48.8000	0.0000	100.0000	0.0000
	2	48.7482	-0.0518	99.9282	-0.0518
1:10	4	48.5927	-0.2073	99.7125	-0.2073
	6	48.3330	-0.4670	99.3520	-0.4670
	8	47.9681	-0.8319	98.8449	-0.8319
1:5	10	47.4968	-1.3031	98.1889	-1.3031
	12	46.9176	-1.8824	97.3810	-1.8824
	14	46.2282	-2.5718	96.4171	-2.5718
1:3.3	16	45.4262	-3.3738	95.2923	-3.3738

Der damit festgestellte sphärische Fehler, dem zunächst ein gleicher Komafehler entspricht, ist erheblich und um mehr als eine Grössenordnung grösser als der eines einfachen Hohlspiegels gleicher Brennweite. Für grössere Instrumente wird deshalb einer etwas anderen Dimensionierung des Systems der Vorzug gegeben³⁾.

6. Das (modifizierte) Slevogt-System

H. SLEVOGT hat 1942 gezeigt, dass unter Verfla-

chung des Gegen spiegels mit nur sphärischen Flächen ein Zweispiegelsystem möglich ist, bei dem mit Ausnahme der sphärischen Aberration sämtliche Aberrationen beseitigt bzw. auf sehr kleine Werte gebracht sind³⁾. Allerdings wird dann der Gegen Spiegel ziemlich gross und das Bild fällt *vor* den Hauptspiegel. Auch in diesem Fall kann das isoplanatische System durch eine passend angeordnete Korrektionsplatte *aplanatisch* gemacht werden.

Dieses System lässt sich nun unter geringfügigem Nachlassen in der ausserachsialen Korrektur derart modifizieren, dass der Gegen Spiegel weniger als 25% der Fläche der Eintrittspupille in Anspruch nimmt und das anastigmatisch gegebene Bildfeld bequem zugänglich *hinter* dem System liegt.

Die Daten eines solchen Systems¹³⁾ sind:

$$\begin{aligned} r_1 &= -105.3571 & e'_1 &= 30.3429 & s'_2 &= 42.4000 \\ r_2 &= +94.4000 & f' &= 100.0000 \end{aligned}$$

Die Aberrationen dieses Systems betragen nach der 3. Ordnung:

ν	A	B	C	P	V
1	+1.7102	-1.8018	+1.8983	-1.8983	0
2	-0.7999	+0.7297	-0.6651	+2.1186	-1.3254
Σ	+0.9103	-1.0724	+1.2332	+0.2203	-1.3254

Beseitigt man die Asymmetriefehler durch eine im Abstand z_1 angeordnete Blende, so werden die Aberrationen nach der 3. Ordnung die folgenden:

ν	A	B	Mer.Kr.	Sag.Kr.	Ast.	P	V
Σ	+0.9103	0	+0.1298	+0.1902	-0.0604	+0.2203	+0.3159

Man erkennt im Vergleich mit dem unter 5. beschriebenen konzentrischen System, dass die sphärische Aberration auf etwa $1/3$ zurückgegangen ist. Die Bildfeldfehler sind zwar nicht nahezu gleich Null wie bei dem originalen SLEVOGT-System, aber doch noch klein, so dass zumindest ein mässiges Bildfeld, das zudem eben ist, ausgezeichnet wird. Auch dieses System kann durch eine Korrektionsplatte am Ort z_1 in ein lichtstarkes *aplanatisches* System mit ebenem Bildfeld verwandelt werden.

Es sei bemerkt, dass Spiegelsysteme in diesem Bereich, wie auch in dem vorhergehenden, günstige Voraussetzungen für rein sphärische katadioptrische Systeme schaffen, wofür am Schluss dieser Mitteilung noch ein Beispiel gegeben werden soll.

Die Durchrechnung des modifizierten SLEVOGT-Systems ergibt die folgenden Werte:

R	h_1	s'_2	$\Delta s'_2$	f'	$\Delta f'$
	0	42.4000	0.0000	100.0000	0.0000
	2	42.3818	-0.0182	99.9915	-0.0085
1:10	4	42.3271	-0.0729	99.9661	-0.0339
	6	42.2358	-0.1642	99.9236	-0.0764
	8	42.1077	-0.2923	99.8639	-0.1361
1:5	10	41.9425	-0.4575	99.7868	-0.2132
	12	41.7397	-0.6603	99.6918	-0.3082
	14	41.4988	-0.9012	99.5788	-0.4215
1:3.3	16	41.2191	-1.1809	99.4471	-0.5529

7. Das Baker-System nach Linfoot

Man kann nun in der Verflachung des Gegen spiegels noch einen Schritt weiter gehen. Diesen Schritt hat J. G. BAKER¹⁶⁾ (unter anderen) vollzogen, indem er die beiden Spiegelradien einander gegengleich machte. Auch auf diese Weise erhält man ein System kurzer Baulänge mit bequemer Lage des Bildes hinter dem Hauptspiegel, das dann durch E. H. LINFOOT mittels zweier asphärischer Korrektionsplatten vervollkommen wurde¹⁷⁾.

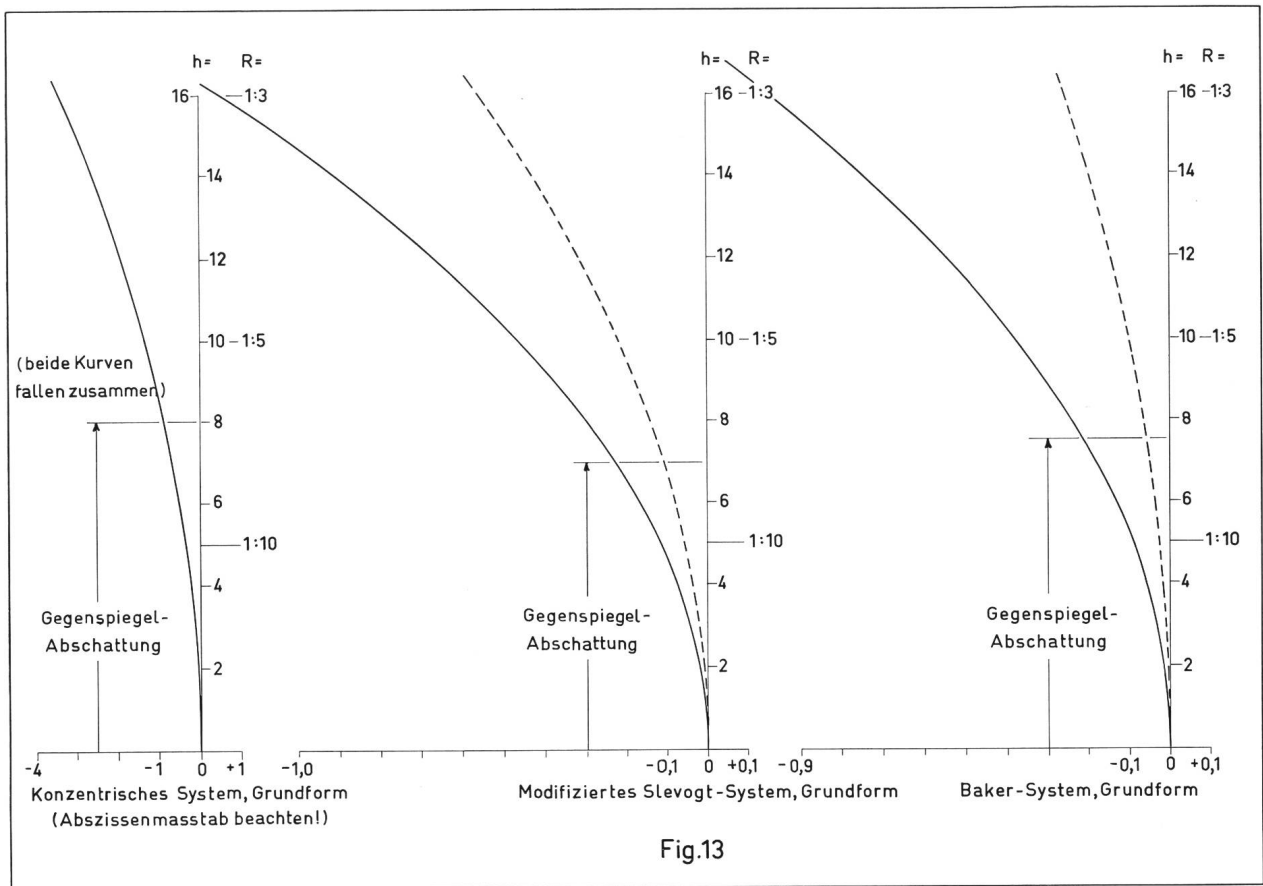


Fig.13

Die Daten des BAKER-Grundsystems sind die folgenden:

$$\begin{aligned} r_1 &= -111.6279 & e'_1 &= 31.1520 & s'_2 &= 44.1860 \\ r_2 &= +111.6279 & & & f' &= 100.0000 \end{aligned}$$

Die Aberrationen dieses Systems betragen nach der 3. Ordnung:

ν	A	B	C	P	V
1	+1.4378	-1.6050	+1.7917	-1.7917	0
2	-0.6815	+0.6245	-0.5723	+1.7917	-1.1174
Σ	+0.7563	-0.9805	+1.2194	0	-1.1174

Nach Beseitigung der Asymmetriefehler durch eine Blende im Abstand z_1 ergeben sich die folgenden Summenwerte nach der 3. Ordnung:

	A	B	Mer.Kr.	Sag.Kr.	Ast.	P	V
Σ	+0.7563	0	-0.1554	-0.0518	-0.1036	0	+0.3292

Diese Werte sind günstig: Der sphärische Restfehler beträgt etwa das Dreifache des Kugelspiegels, ist also nochmals kleiner geworden, während die Schalenfehler bereits etwas überkorrigiert sind. Ähnlich wie beim modifizierten SLEVOGT-System erhält man aber noch ein mässiges ebenes Bildfeld. Die Korrektionsplatten nach LINFOOT oder aber auch eine Korrektionsplatte am Ort von z_1 machen auch dieses System *aplanatisch*.

Die Durchrechnung des Grundsystems nach BAKER ergibt die folgenden Werte:

R	h_1	s'_2	$\Delta s'_2$	f'	$\Delta f'$
1:10	0	44.1860	0.0000	100.0000	0.0000
	2	44.1709	-0.0151	99.9760	-0.0040
	4	44.1255	-0.0605	99.9041	-0.0159
	6	44.0497	-0.1364	99.7840	-0.0358
1:5	8	43.9433	-0.2428	99.6155	-0.0638
	10	43.8061	-0.3800	99.3983	-0.1000
1:3.3	12	43.6377	-0.5484	99.1317	-0.1447
	14	43.4378	-0.7483	98.8152	-0.1980
	16	43.2058	-0.9803	98.4481	-0.2602

Die Durchrechnungsergebnisse der Grundformen der in dieser Mitteilung besprochenen Ein- und Zweispiegel-Systeme sind in den Fig. 12 und 13 der Übersichtlichkeit halber auch noch graphisch dargestellt. Fig. 14 zeigt die entsprechenden System-Schnitte.

Es ergibt sich, dass alle diese Systeme (mit Ausnahme des MAKUTOV-Typs) für astronomische Zwecke einer Feinkorrektur mit brechenden oder reflektierenden *asphärischen* Flächen bedürfen. Man kann sich nun fragen, ob für *Amateur*-Instrumente nicht doch die Möglichkeit besteht, durch geschickte Kombinationen nur sphärischer Flächen die erforderliche Abbildungsgenauigkeit zu erreichen. Von den zahlreichen bekannt gewordenen Konstruktionen dieser Art seien zum Schluss noch zwei von ihnen besprochen, die zur Gruppe der *aplanatischen* Zweispiegelsysteme gehören und dadurch charakterisiert sind, dass der Gegenspiegel auf eine Linse aufgedampft ist und das Bild hinter dem Hauptspiegel liegt. Diese Systeme sind Abwandlungen des MAKUTOV-Typs.

8. Das System von John Gregory

JOHN GREGORY hat 1957 ein MAKUTOV-System beschrieben¹⁸⁾, das vielfach in *Amateur*-Instrumenten benutzt wird. Der Gegenspiegel ist auf eine relativ dünne und daher stark durchgebogene Meniskuslinse aufgedampft und das Bild liegt hinter dem

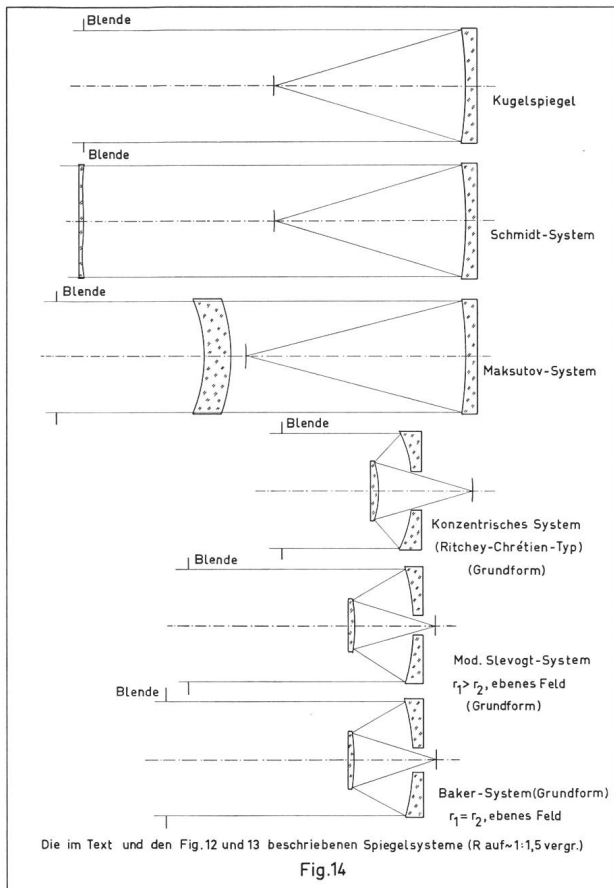


Fig. 14

Hauptspiegel. Die relative Öffnung ist klein und beträgt 1:15.

Die Daten dieses Systems sind:

$$\begin{aligned} r_1 &= -7.3244 & e'_1 &= 0.6019 \\ r_2 &= -7.6639 & e'_2 &= 14.3160 & s'_4 &= 19.0575 \\ r_3 &= -34.3023 & e'_3 &= 14.3160 & f' &= 100.0000 \\ r_4 &= +7.6639 \end{aligned}$$

Die Aberrationen dieses Systems betragen nach der 3. Ordnung:

ν	A	B	C	P	V
1	-571.6716	+41.8716	-3.0669	-4.6518	+0.5653
2	+534.3588	-37.0504	+2.5689	+4.4457	-0.4864
3	+54.5407	-10.3587	+1.9674	-5.8305	+0.7737
4	-11.5221	+7.4843	-4.8616	+26.0963	-13.7934
Σ	+5.7058	+1.9469	-3.3921	+20.0597	-12.9807

Dieses System hat vor allem grosse Bildfeldfehler, die sich, wie die nachfolgende Rechnung zeigt, durch eine Blende am Ort der asymmetriefehlerfreien Pupille nicht verbessern lassen: $z_1 = +0.3412$

	A	B	Mer.Kr.	Sag.Kr.	Ast.	P	V
Σ	+5.7058	0	+7.8905	+16.0033	-8.1128	+20.0597	-15.8997

Über die achsiale Korrektur gibt die nachfolgende Durchrechnung Aufschluss:

R	h_1	s'_4	$\Delta s'_4$	f'	$\Delta f'$
	0	19.0575	0.0000	100.0000	0.0000
	1	19.0313	-0.0262	99.8700	-0.1250
	2	18.9823	-0.0753	99.6064	-0.3735
1:15	3	19.0126	-0.0449	99.6467	-0.3081
	4	19.3634	+0.3059	101.0197	+1.0989
	5	20.6863	+1.6288	106.5009	+6.6182

Das System ist demnach für die angegebene Öffnung von 1:15 korrigiert, besitzt aber erhebliche Zonenfehler, deren Maximalwerte für die sphärische Aberration -0.0804 und für die Sinusbedingung -0.4243 betragen (für $h_1 = 2.5$).

9. Das Mandler-System

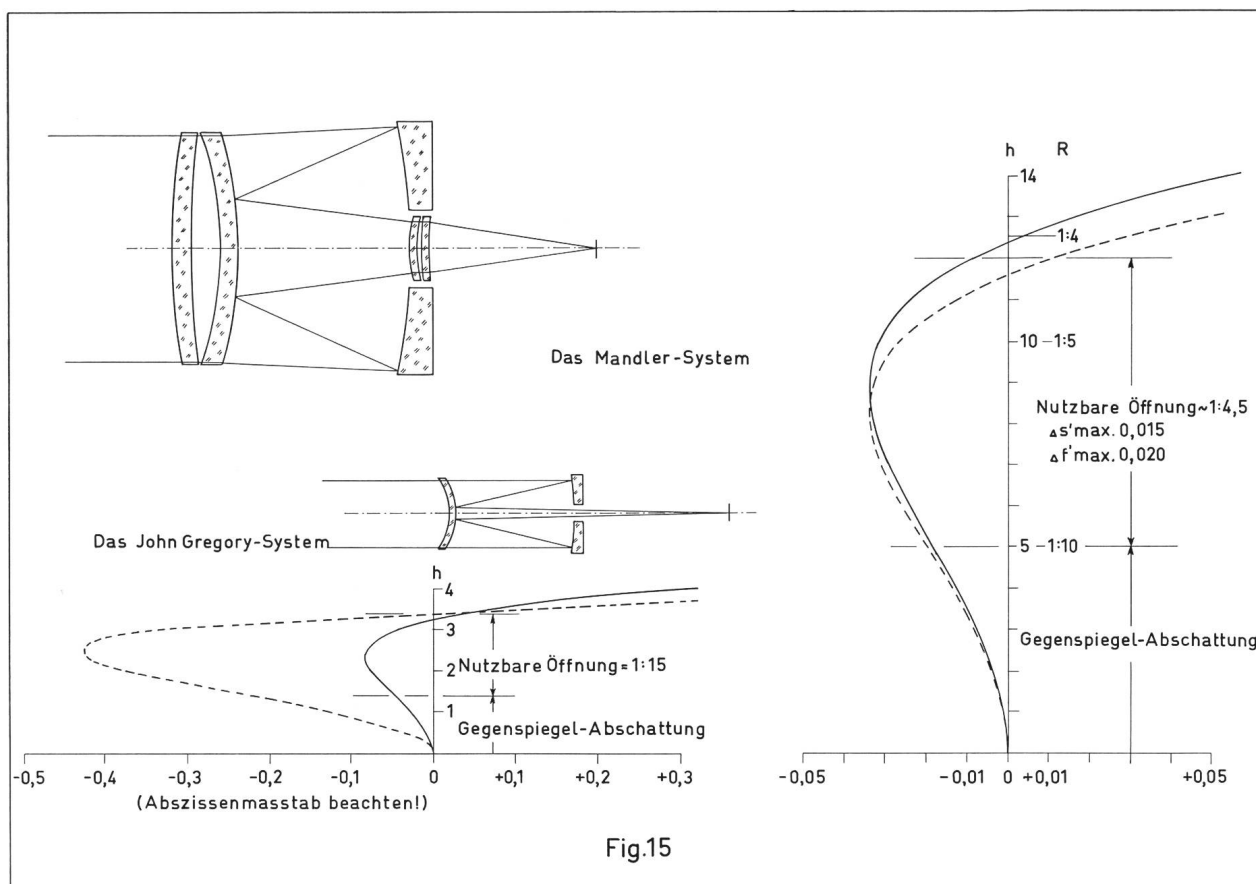
Als Beispiel dafür, was sich unter Einhaltung der Bedingungen: Auf eine Linse aufgedampfter Gegen-
spiegel und Bild hinter dem Hauptspiegel unter geschickter Ausnützung optischer Möglichkeiten erreichen lässt, sei als letztes System eine von W. MANDLER¹⁹⁾ beschriebene MAKUTOV-Variante beschrieben. Für ihr Verständnis bedarf es jedoch zunächst einiger Erläuterungen. Es gilt in der Optik als Regel, dass grosse Öffnungsverhältnisse schwache Flächenkrümmungen erfordern. Man kann nun einen MAKUTOV-Meniskus in seiner Durchbiegung variieren, was aber bedingt, dass er umso dicker gewählt werden muss, je kleiner seine Durchbiegung ist. Für eine erhebliche Lichtstärke wird dann der Meniskus zu schwer und zu teuer, so dass man gezwungen ist, ihn in zwei Teile aufzuspalten. Für einen derartigen aufgespaltenen Meniskus ergeben sich dann gute Korrektionsmöglichkeiten, wenn man seine dem Lichteinfall zugekehrte Hälfte umkehrt, so dass dann zwei flache Menisken sich gegenseitig ihre hohle Seite zukehren. Dieses Konstruktionsprinzip ist erstmals von W. MANDLER beschrieben worden und hat in der Folge zu vielen ähnlich gebauten Systemen geführt, von denen hier nur die ZEISS-Mirotare erwähnt seien. Da die beiden Menisken aus derselben Glasart (beispielsweise UBK 7) bestehen können, sind die Farbfehler eines solchen Systems sehr klein und für eine mittlere wirksame Zone sogar Null. Dabei hilft mit, dass die beiden Menisken zusammen nur eine sehr schwache, meist negative Brechkraft besitzen. Um das Bildfeld noch etwas besser anastigmatisch zu ebnen, hat W. MANDLER nach dem Gegenspiegel noch zwei kleine Korrektionslinsen, beide ebenfalls aus demselben Glas wie die Menisken, angeordnet. Es sei aber schon an dieser Stelle bemerkt, dass die erforderliche Korrektur im Prinzip auch ohne diese Korrektionslinsen erreichbar ist.

Die Daten dieses Systems sind:

$$\begin{aligned} r_1 &= +79.4787 & e'_1 &= 2.2665 \\ r_2 &= +118.7598 & e'_2 &= 3.4998 \\ r_3 &= -41.5476 & e'_3 &= 2.0999 \\ r_4 &= -51.3470 & e'_4 &= 20.9654 & s'_{10} &= 20.2936 \\ r_5 &= -74.1457 & e'_5 &= 20.9654 \\ r_6 &= +51.3470 & e'_6 &= 20.9654 & f' &= 100.0000 \\ r_7 &= +17.4657 & e'_7 &= 0.7000 \\ r_8 &= +13.6159 & e'_8 &= 0.5166 \\ r_9 &= +34.8980 & e'_9 &= 1.0499 \\ r_{10} &= +67.0128 \end{aligned}$$

Die Aberrationen dieses Systems nach der 3. Ordnung betragen:

ν	A	B	C	P	V
1	+0.4474	+0.3556	+0.2826	+0.4287	+0.5653
2	-0.0237	-0.0393	-0.0651	-0.2869	-0.5837
3	-4.3000	+1.4738	-0.5051	-0.8201	+0.4542
4	+1.6362	-0.7394	+0.3341	+0.6636	-0.4508
5	+4.8381	-2.2756	+1.0703	-2.6974	+0.7653
6	-2.4847	+1.2169	-0.5960	+3.8951	-1.6158
7	-0.0047	-0.0907	-1.7450	+1.9508	+3.9586
8	+0.0143	+0.1332	+1.2430	-2.5024	-11.7515
9	-0.0041	+0.0688	-1.1450	+0.9763	+2.8060
10	+0.0491	-0.1846	+0.6944	-0.5084	-0.6997
Σ	+0.1678	-0.0812	-0.4319	+1.0993	-6.5521



Mit einer Blende am Ort der asymmetriefehlerfreien Blende ergeben sich die folgenden Summenwerte nach der 3. Ordnung:
 $z_1 = -0.4837$

Σ A B Mer.Kr. Sag.Kr. Ast. P V
 Σ +0.1678 0 -0.3141 +0.6282 -0.9422 +1.0993 -6.6850

Die Durchrechnung ergibt die folgende achsiale Korrektur:

R	h_1	s'_{10}	$\Delta s'_{10}$	f'	$\Delta f'$
	0	20.2936	0.0000	100.0000	0.0000
	2	20.2904	-0.0033	99.9763	-0.0037
1:10	4	20.2815	-0.0122	99.9063	-0.0136
	6	20.2699	-0.0238	99.7939	-0.0259
	8	20.2608	-0.0329	99.6456	-0.0337
1:5	10	20.2621	-0.0316	99.4721	-0.0265
	12	20.2853	-0.0083	99.2890	+0.0115
1:3.3	14	20.3469	+0.0533	99.1191	+0.1030
	16	20.4706	+0.1769	98.9962	+0.2809

Das System ist demnach für eine relative Öffnung von 1:4,5, also eine erhebliche Lichtstärke, korrigiert, wobei der maximale Zonenfehler der sphärischen Aberration für $h_1 = 9$ -0.0341 und der maximale Zonenfehler der Sinusbedingung für $h_1 = 8$ -0.0337 betragen.

Für eine Lichtstärke von 1:5 unter Berücksichtigung der Abschattung durch den Gegenspiegel gehen beide Zonenfehler zurück und ihr Maximum beträgt dann noch etwa -0.0160 , so dass dieses System für Brennweiten bis zu etwa 2000 mm brauchbar ist.

Da die Sinusbedingung ebenso gut wie die sphärische Aberration korrigiert ist, kann bei diesem System auf eine asymmetriefehlerfreie Blende verzichtet werden. Dies ist auch daraus ersichtlich, dass die Werte der Bildfeldfehler, die im übrigen bis auf den Verzeichnungsfehler klein sind, durch das Setzen dieser Blende nur unwesentlich verändert werden.

Die Durchrechnungsergebnisse der Beispiele 8 und 9 sind in der nachfolgenden Fig. 15 zusammen mit den System-Schnitten graphisch dargestellt. Man

erkennt deutlich die grossen Vorteile, die sich beim MAKUTOV-System durch die Anwendung eines flachen, aufgespaltenen dicken Meniskus erzielen lassen.

Die Daten weiterer für die Amateurastronomie interessanter Systeme dieser Art werden bei späterer Gelegenheit mitgeteilt werden.

Literatur:

- 1) E. WIEDEMANN, 3. Mitteilung, ORION 13 (1968) Nr. 109, 155-160.
- 2) HANS ROHR, Das Fernrohr für jedermann, 4. Auflage, Zürich 1964.
- 3) H. SLEVOGT, Zeitschr. Instrumentenkunde 62, 312 (1942).
- 4) H. KÖHLER, Astronom. Nachrichten 278, 1 (1949).
- 5) S. FLÜGGE, Handb. der Physik, Bd. 29, Berlin, Heidelberg, New York 1967.
- 6) J. FLÜGGE, Wiss. und angew. Photographie, Bd. 1, Wien 1955, S. 194.
- 7) B. SCHMIDT, Zentralzeitung f. Optik und Mechanik 52, 25 (1931).
- 8) B. SCHMIDT, Mitt. d. Hamburger Sternwarte Bergedorf 7, 15 (1932).
- 9) D. GABOR, Brit. Patent 544.694 (1940).
- 10) K. PENNING, D.B.P. 907.709 (1941); Optik 3, 320 (1948).
- 11) A. BOUWERS, Niederl. Patent 102.016 (1941).
- 12) D. D. MAKUTOV, Journ. Opt. Soc. Amer. 34, 270 (1944).
- 13) Entwürfe des Verfassers.
- 14) G. W. RITCHEY, Trans. Opt. Soc. 29, 197 (1927).
- 15) H. CHRÉTIEN, Revue d'Optique 1, 13 (1927).
- 16) J. G. BAKER, Proc. Am. Phil. Soc. 82, 323, 339 (1940).
- 17) E. H. LINFOOT, Proc. Phys. Soc. 57, 199 (1945).
- 18) J. GREGORY, Sky and Telescope März 1957, S. 236.
- 19) W. MANDLER, U.S. Patent 2.726.574 (1955).

Adresse des Autors: Dr.-Ing. ERWIN J. TH. WIEDEMANN, Gartenstrasse 5, 4125 Riehen.