

BEILAGE 1
(Tools of the Astronomer)

The Schmidt Camera

It is surprising that most of the remarkable systems that can result when lenses are combined with mirrors were not discovered until after 1930 when Bernhard Schmidt discovered a very useful property of the spherical mirror when combined with an aspherical correcting lens. Before delving into *catadioptric* systems, as optical instruments which combine lenses and mirrors are called, let us investigate the image-forming properties of the spherical mirror with a stop at its center of curvature.

An image formed by a spherical concave mirror of an object at infinity has a large amount of spherical aberration similar to that illustrated in Fig. 35 for a lens. Rays intercepted by the mirror in a zone near its rim focus closer to the mirror than those intercepted near its center. Figure 64 shows a spherical concave mirror with an aperture or stop placed at its center of curvature. Light from a star coming in perpendicular to the stop is focused into a poorly formed blob at a point midway between the center of curvature and the mirror surface. Now consider the light coming from a star at a considerable angle to the light from the other star. The central ray of this beam of light must also pass through the center of curvature of the mirror and so the alignment of center of curvature, focus, and mirror surface is exactly the same for the second beam as it was for the first. The image that is formed then has exactly the same amount of aberration that the first image had. The system having just a spherical mirror with the stop at the center of curvature has the re-

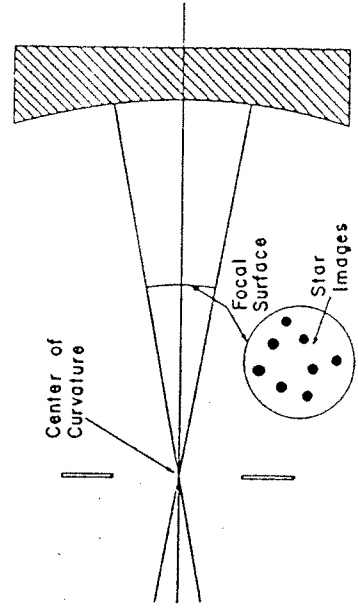


Fig. 64. A spherical mirror with a stop at its center of curvature produces uniform images over its entire field but with a large amount of spherical aberration.

markable property that it is free from chromatic aberration, coma, astigmatism, and distortion, and it suffers only from spherical aberration and curvature of field. If the spherical aberration of this system could be lessened or removed without introducing too much of the other aberrations, the image quality would be excellent. The remarkable thing is that the spherical aberration can be removed by the addition of one lens; the curvature of field can be eliminated by the addition of another.

In 1930, Bernhard Schmidt, an optician at the Hamburg Observatory, discovered one way that the spherical aberration could be corrected. He added a thin aspherical correcting lens (Fig. 65) at the center of curvature of the mirror. The lens was nearly plane but was so shaped that it carried just the correction needed for the spherical aberration that the mirror was going to introduce. Schmidt knew that the figuring necessary to eliminate spherical aberration in a conventional reflector did not have to be performed on the primary mirror, for he had often put the correction on the secondary mirror of a Cassegrain telescope. Apparently he reasoned that the correction could be put on a plate of glass instead of on the mirror surface and that the logical place for this plate was at the center of curvature. The aspherical correcting plate was difficult to produce; nonetheless, the camera resulting from its use had excellent properties and justified the work.

Just as a spherical mirror may be parabolized by deepening the center or by grinding the edge or by a combination of the two, the correcting plate may be figured in many different ways. Figure 66 shows the range of shapes that the plate may take. Here the vertical scale is much exaggerated to make the forms apparent; on an actual lens the departure from a plane surface is barely noticeable from a slight distortion of the shape of objects reflected in it.

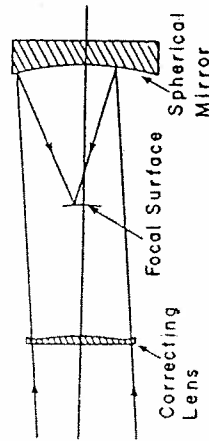


Fig. 65. The Schmidt telescope. A spherical mirror is combined with a nearly plane correcting lens.

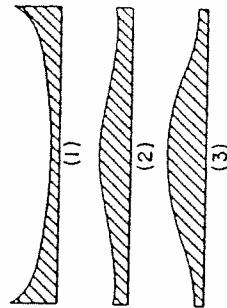


Fig. 66. Possible shapes of Schmidt correcting lenses. The departures from plane surfaces are much exaggerated.

The image formed by the Schmidt system is excellent although not perfect. The correcting lens has the correct shape for removing spherical aberration for only one wavelength of light. For other wavelengths some aberration remains. Then, too, there is a slight shift of the focus of the system with color, that is, the correcting plate introduces chromatic aberration. Another reason for the formation of imperfect images is that the correcting plate introduces some coma. The lens has the correct shape for removing the spherical aberration from the light that enters perpendicular to the plate. A thin prism deviates a light beam according to the angle of the prism and almost independently of the angle at which the beam entered the prism. Since the aspherical lens at any point is equivalent to a thin prism, the amount of correction that is introduced does not depend much on the angle of the entering light to the corrector. However, the fact that the plate does not perfectly remove the spherical aberration for images some distance from the axis of the camera has the effect of introducing coma. The Schmidt camera, therefore, has a large field which is highly corrected for rather large apertures or small f -numbers, but there is some residual chromatic aberration, chromatic difference of spherical aberration, and coma. In addition, the surface of best focus is that of a sphere. If the radius of curvature of this surface is not too small the plate may be deformed to fit to this surface. In some cameras that use film, the film may be molded by the application of heat to the correct radius of curvature.

Schmidt cameras of short focal lengths may have f -numbers as small as $f/1.0$ and may cover fields as large as 25° . Still smaller f -numbers can be made by filling in with glass the space between the back surface of the corrector plate and the front of the mirror.

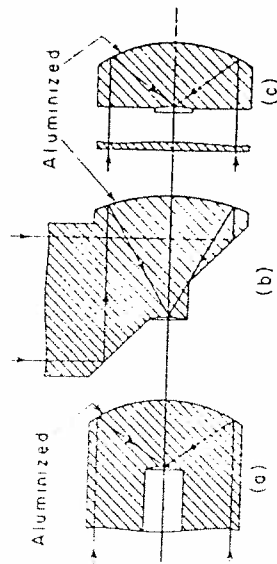


Fig. 67. Different modifications of the solid-glass Schmidt camera.

This form of the Schmidt [Fig. 67(a)] then becomes one solid cylindrical piece of glass with the correcting surface ground on the front and the spherical mirror ground on the back. The back surface is then aluminized to make it a mirror. The photographic plate is inserted through a hole drilled into the glass from the front of the cylinder. A layer of oil must fill the space between the plate and the glass surface. Such solid Schmidts, as they are called, may be made with f -numbers as small as $f/0.6$. The possibility of such a small f -number results from the fact that the effective focal length, compared to the nonsolid variety, is reduced by $1/n$, where n is the refractive index of the glass. However, the plate is in a very inaccessible location. Variations of the solid camera that do not have the inaccessible plate location are shown in Figs. 67(b) and 67(c). These forms of the Schmidt camera find applications in stellar spectrographs.

In telescopes of long focal length the f -number cannot be made as small as $f/1.0$ and the field covered is much smaller than 25° . For example, the largest Schmidt camera, on Palomar Mountain (Fig. 84), has a primary mirror 72 inches in diameter and a correcting plate 48 inches in diameter; its f -number is $f/2.5$ and it photographs a field of 7° . The photographic plates are 14 inches square and are deformed to the 120-inch radius of the focal surface. The plate is loaded by means of a special loading mechanism (Fig. 68). An example of the excellent performance of the 48-inch Schmidt is shown by the photograph in Fig. 69.

The choice of the shape of the correcting plate helps some in reducing the chromatic aberration. The shape shown in Fig. 66, Number 2, has the least chromatic aberration and less coma than other shapes. Another way in which the chromatic aberration may



Fig. 68. Loading the 48-inch Schmidt camera (Mount Wilson and Palomar Observatories photograph)

be reduced further is by making a doublet plate of crown and flint glass so that the correction that it affords is without color error. The complication of making two aspheric plates, however, is not often resorted to.

The curvature of field may be eliminated by the use of the field-flattener lens, a device introduced by the astronomer Piazzzi Smyth in 1873. This is a plano-convex lens (Fig. 70). The radius of curvature of the convex surface should be $n - 1/n$ times the radius of the focal surface that it is to flatten, where n is the refractive index of the lens. In use, the lens is placed nearly in contact with the photographic plate, where it has little effect on the image except to modify the focal surface. However, for f -numbers smaller than $f/2$ it does introduce appreciable coma. A disadvantage of the field



Fig. 69. Nebulosity in Cygnus photographed with the 48-inch Schmidt camera. The spikes on the bright star images are due to diffraction by supports within the camera. (Mount Wilson and Palomar Observatories photograph.)

flattener is that light is reflected back and forth between its surfaces and the plate and contributes to spurious images and diffused light over the plate.

Modifications of the Schmidt Telescope

Bernhard Schmidt, an imaginative optician, changed the thinking of the professional lens designers. Within ten years the optical designers were working hard to remove the traces of aberrations that remained in his system.

One of the first items to be revised was the correcting lens. In 1940, it occurred independently to two designers, D. D. Maksutov in Russia and A. Bouwers in Holland, that it was not necessary to make an aspherical correcting lens. Rather, a negative meniscus lens with spherical surfaces can be made to introduce spherical aberration

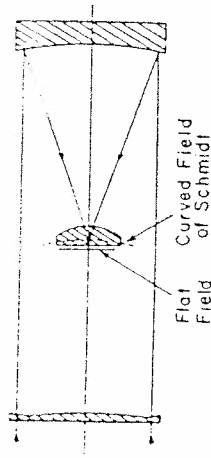


Fig. 70. Use of a plano-convex lens to flatten the field of a Schmidt camera.

without introducing appreciable focusing effect. The fortunate thing is that the spherical aberration it introduces cancels the spherical aberration of the primary mirror. This telescope is now known by the name of Maksutov, though Bouwers has just as much claim to it. Wartime stifling of scientific communication kept Bouwers's contribution hidden until Maksutov's name was firmly attached to it in the United States, as a result of the latter's article in the *Journal of the Optical Society of America* in May 1944.

The telescope that results with a meniscus correcting lens is shown in Fig. 71. By making the lens slightly diverging and choosing the proper radii and thickness, it can be made achromatic. Further, because the lens is slightly diverging, it does not have to be placed nearly so far from the primary mirror to eliminate coma as does the correcting plate in the Schmidt. This results in a considerably shorter tube length and lower telescope cost. A difficulty, however, lies in producing the meniscus lens with its very deep curves. Not only must the blank be molded to the approximate shape before grinding, but in the grinding and polishing operations there is considerable danger of breakage. The optical perfection of the Maksutov relative to the Schmidt depends on the f -number of telescope. In general, the Maksutov system is better for the long focal lengths because it can give optically better images than the Schmidt for a given tube length. At very small f -numbers, the Schmidt is superior. The

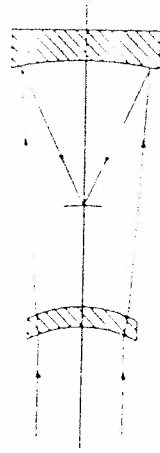


Fig. 71. The Maksutov-Bouwers camera.

Mitteilungen der Hamburger Sternwarte in Bergedorf.

Band 7. Nr. 36.



Ein lichtstarkes komafreies Spiegelsystem*).

(Mit Tafel I und II)

Wenn man den Lichtverlust bei einem Spiegel und bei einem Linsensystem miteinander vergleicht, so ergibt sich, daß bei gleichem Öffnungsverhältnis der Spiegel einen geringeren Lichtverlust aufweist als das Linsensystem. Ein frisch versilberter Spiegel reflektiert mindestens 90%, des auffallenden Lichtes, während ein Zweilinsensystem höchstens 80%, und ein Dreilinsensystem höchstens 70% des einfallenden Lichtes durchläßt. Bei größeren Linsen wird durch die stärkere Absorption kurzweiliger Strahlen durch das Glas die Sache noch ungünstiger.

Bei großen Fernrohren wäre daher der Parabolspiegel im allgemeinen vorzuziehen als ein Linsensystem, leider wird aber bei großen Öffnungsverhältnissen das brauchbare Gesichtsfeld durch die Koma sehr beeinträchtigt. Bei einem Öffnungsverhältnis 1 : 3 beträgt die Streuung durch Koma bei einem Gesichtsfeldmesser von nur 1 Grad bereits 37 Bogensekunden, außerdem kommt noch die Streuung durch Astigmatismus von 5 Bogensekunden hinzu. Die Koma wächst direkt proportional mit dem Gesichtsfeldmesser, der Astigmatismus quadratisch. Infolgedessen wird der Astigmatismus in der Nähe der Achse verschwindend klein und die Komarscheinung tritt rein auf, während sie in größerem Abstand von der Achse durch den Astigmatismus modifiziert wird.

Immerhin ist der Parabolspiegel bei Öffnungsverhältnissen von 1 : 8 bis 1 : 10 dem gewöhnlichen Zweilinsensystem in bezug auf Bildschärfe überlegen, hinzu kommt noch, daß eine Farbenabweichung beim Spiegel vollständig fehlt. Nachteilig ist, daß die Lichtverteilung in den Streuungsscheibchen der Spiegelbilder eine einseitige ist, was bei Ausmessungen derselben systematische radiale Verschiebungen hervorzubringen kann.

Nun aber mag darauf hingewiesen werden, daß sogar der rein sphärische Spiegel mit den Öffnungsverhältnissen 1 : 8 bis 1 : 10 noch gut verwendbar ist. Würde man die Öffnungsblende direkt vor dem Spiegel anbringen, so würde gegenüber dem Parabolspiegel kein Vorteil entstehen, da ja der sphärische Spiegel genau dieselben Fehler hat; außerdem käme noch die sphärische Aberration hinzu, die über das ganze Gesichtsfeld die vorhandenen Streuungen vergrößert. Wird aber die Öffnungsblende im Krümmungsmittelpunkt angebracht, so hat der sphärische Spiegel, abgesehen von der Längsaberration, überhaupt keine Streuungen mehr, Koma und Astigmatismus sind null. Die Bildfläche liegt dabei auf einer Kugelfläche, die als

* Central-Zeitung für Optik und Mechanik, 52. Jahrgang Heft 2

Radius die Brennweite hat und konzentrisch zur Spiegelkrümmung ist, sodaß die Bildfläche mit der konvexen Seite dem Spiegel zugekehrt ist.

Die Streuung des sphärischen Spiegels bei 1 : 8 bzw. 1 : 10 im paraxialen Bildpunkt beträgt 12.5 bzw. 6.4 Bogensekunden, die kleinstmögliche Streuung nur ein Viertel davon, also 3.1 bzw. 1.6 Bogensekunden. Praktisch kann man sogar noch schärfere Bilder erhalten, wenn man zwischen diesen beiden Lagen einsetzt. Unter normalen Verhältnissen sind diese Streuungen kleiner als die Eigenstreuung der photographischen Schicht. Daher ist auch bei Verwendung planer Platten die Bildgüte am Rande des Gesichtsfeldes besser als beim Parabolspiegel von entsprechendem Öffnungsverhältnis: die Sternbilder sind überall rund, mit symmetrischer Lichtverteilung.

Wird nun außerdem ein runder Planfilm durch Aufdrücken mit einem Ring auf eine der Bildfläche entsprechende Kugelfläche gekrümmt, was leicht ohne Faltung möglich ist, so sind auch noch die Zerstreungsscheiben im ganzen Gesichtsfeld von gleicher Größe. Man kann dasselbe auch mit einer scharfkantigen plankonvexen Sammellinse vor der planen photographischen Platte (plane Seite der Linse vor Platte) erreichen.

Wollte man aber das Öffnungsverhältnis stark vergrößern, so wird die sphärische Streuung sehr groß, da sie mit der dritten Potenz des Öffnungsverhältnisses wächst. Bei 1 : 3 oder gar 1 : 2 sind die Streuungen im paraxialen Bildpunkt 240 bzw. 800 Bogensekunden. Die kleinstmögliche Zerstreungsscheibe hätte einen Durchmesser von 60 bzw. 200 Bogensekunden. Bei 1 m Brennweite wären dann die paraxialen Scheiben 1,2 mm bzw. 4 mm, oder die kleinstmöglichen 0,3 mm bzw. 1 mm groß. In diesem Fall wäre also der sphärische Spiegel nicht mehr verwendbar.

Nun will ich zeigen, wie man auch mit einem sphärischen Spiegel von großen Öffnungsverhältnissen noch vollständig scharfe Bilder erzielen kann.

Um aus einem sphärischen Spiegel einen parabolischen Spiegel herzustellen, muß man den Rand verflachen, ihm also einen größeren Krümmungsradius geben. Man kann aber auch auf den sphärischen Spiegel eine konzentrisch gekrümmte Glasschale (von überall gleicher Dicke) legen und deformiert deren eine Fläche. Nur müssen dann die Krümmungen umgekehrt sein, der Rand muß stärker gekrümmt werden als die Mitte. Auch muß der Deformationsbetrag etwa doppelt so groß sein. Denn jetzt erfolgt die Ablenkung durch Brechung; um gleiche Ablenkung bei Brechung wie bei Spiegelung zu erhalten, muß man ja etwa viermal so große Neigungen geben, da aber die Strahlen zweimal durch die Glasfläche gehen, so ist nur doppelt so große Deformation nötig.

Nun kann man auch noch diese Schale soweit optisch durchbiegen, daß die eine Fläche wieder plan wird, die andere Seite zeigt dann die reine Deformationskurve. Das heißt, man kann gleich von vornherein eine planparallele Platte deformieren. Optisch wird also im großen ganzen mit dieser Korrektionsplatte dieselbe Wirkung erzielt wie beim Parabolspiegel.

Eine solche passend geformte Deckplatte für einen sphärischen Spiegel hat auch den praktischen Vorteil, daß die Versilberung des Spiegels gut geschützt wird. Ein Nachteil ist der, daß infolge des zweimaligen Durchganges des Lichts durch die Glasplatte etwa 20% Lichtverlust auftritt.

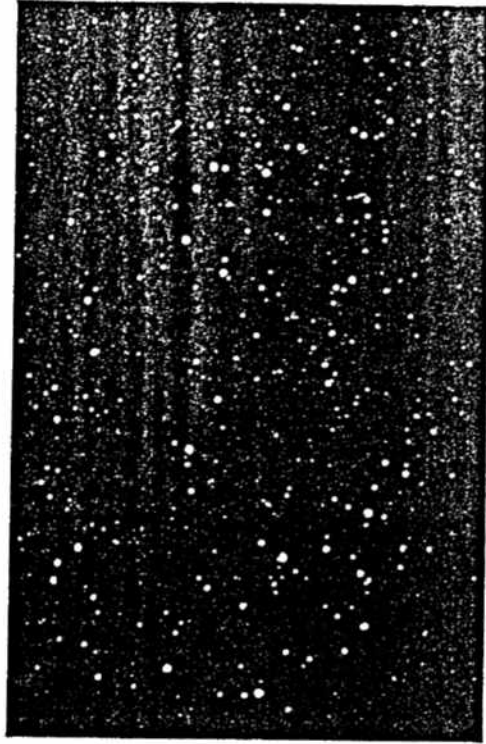
Die Korrektionsplatte kann man auch an einer anderen Stelle in den Strahlengang einschalten. Befindet sie sich jenseits der Bildfläche, so geht das Licht nur einmal durch die Platte. Die Platte muß dann natürlich doppelt soviel Deformationswirkung haben wie im ersten Fall. Der Lichtverlust ist dann nur 10%.

Bringt man nun die Korrektionsplatte in den Krümmungsmittelpunkt des Spiegels, so ergeben sich wieder dieselben Verhältnisse wie vorher bei dem sphärischen Spiegel mit Öffnungsblende im Krümmungsmittelpunkt, nur mit dem Unterschied, daß jetzt auch die sphärische Aberration aufgehoben ist, und zwar über

AUFNAHMEN MIT DEM NEUEN SPIEGELSYSTEM SCHMIDT



STERNHAUFEN IM HERKULES (M13)

AUFNAHME IN DER OPTISCHEN AXSE, BELICHTUNGSDAUER 40 MINUTEN
10FACHE VERGRÖßERUNG

CYGNUS-GEEND

10FACHE VERGRÖßERUNG DER ANGEZEICHNETEN ECKE VON TAFEL II

ABSTAND VON DER OPTISCHEN AXSE = 8°

das ganze Gesichtsfeld. Es ist also möglich, Öffnungsverhältnisse von 1 : 3 bis 1 : 2 zu benutzen und Freiheit von Koma, Astigmatismus und sphärischer Aberration zu erreichen.

Wenn die Neigung der einfallenden Strahlen sehr groß wird, so projiziert die Korrektionsplatte sich als Ellipse und die Deformation projiziert sich dann nicht auf die richtigen Stellen des Spiegels, sodaß die Korrektion sich ändert, und zwar tritt eine Überkorrektion in radialer Richtung ein.

Es kommen aber große Neigungen gar nicht in Frage, da ja sonst die photographische Platte größer würde als die freie Öffnung. Praktisch wird man kaum größere photographische Platten benutzen als von $\frac{1}{4}$ bis $\frac{1}{2}$ der Öffnung, und dann sind die Neigungsfehler noch verschwindend klein.

Etwas anderes ist es mit den chromatischen Fehlern der Korrektionsplatte. Um diese möglichst klein zu halten, wird man die Korrektionsplatte so gestalten, daß die mittlere Partie als schwache Sammellinse wirkt und die Randpartien eine Zerstreuungswirkung haben. Legt man die neutrale Zone in 0,866 des Durchmessers an, so ist die Chromasie ein Minimum. Ist die Umkehrstelle der Kurve bei 0,707, so ist die Randdicke der Platte gleich der Mittendicke. Die Dickenunterschiede zwischen den dicksten und dünnsten Stellen der Platte sind übrigens sehr klein, nur einige hundertstel Millimeter, sodaß eine störende Farbenwirkung nicht auftritt, jedenfalls ist die Wirkung viel kleiner als sonst das sekundäre Spektrum bei einem entsprechenden Objektiv.

Diese Chromasie ist identisch mit der sogenannten chromatischen Differenz der sphärischen Aberrationen.

Hat der Spiegel gleichen Durchmesser wie die Korrektionsplatte, so trifft der einfallende Strahlenzylinder bei den seitlichen Bildern exzentrisch auf den Spiegel und es bleibt ein Zweieck übrig, sodaß die Randpartien der Platte etwas weniger Licht erhalten. Will man das vermeiden, so muß der Spiegel einen größeren Durchmesser haben als die freie Öffnung, und zwar muß er um den doppelten Betrag des Plattendurchmessers größer sein. Bei einem Spiegel mit 50 cm freier Öffnung (Durchmesser der Korrektionsplatte) und 1 m Brennweite würde die photographische Platte bei einem Gesichtsfeld von 6 Grad einen Durchmesser von 10,5 cm haben, und demnach müßte der Spiegel einen Durchmesser von 71 cm haben.

Das hier beschriebene lichtstarke komafreie Spiegelsystem bietet nach den vorstehenden Ausführungen große Vorteile hinsichtlich Lichtstärke und Fehlerfreiheit Abbildung. Voraussetzung hierfür ist aber eine technisch vollkommene Herstellung der Korrektionsplatte.

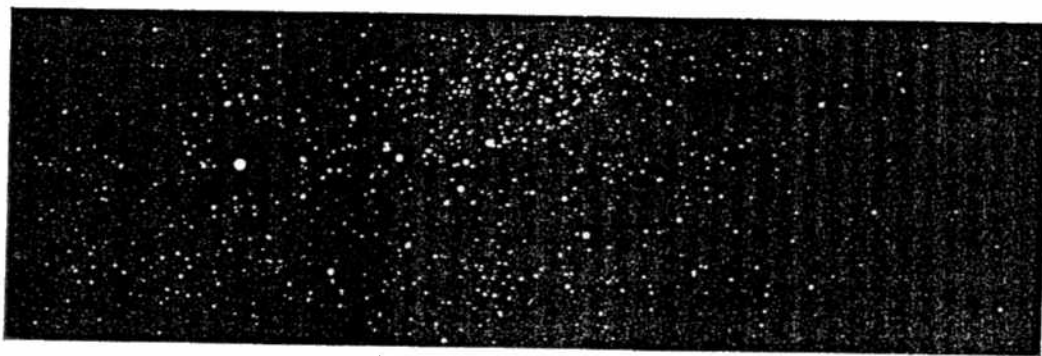
Bergedorf, 1931 Januar.

BERNHARD SCHMIDT.

Zusatz. Herr *Z. Schmidt* hat zu einem auf unserer Sternwarte vorhandenen sphärischen Spiegel von 44 cm Öffnung und 62,5 cm Brennweite eine Korrektionsplatte von 36 cm Öffnung hergestellt. Mit diesem System (1 : 1,75) hat Herr *Schmidt* eine Reihe von Versuchs-aufnahmen bei horizontaler Aufstellung des helfensmäßig hergestellten Kamerarohrs in Verbindung mit dem 60 cm-Zölostatisenspiegel ausgeführt; von den auf gekrümmtem Film erhaltenen Aufnahmen sind auf Tafel I und II einige wiedergegeben. Man erkennt aus denselben, daß das Spiegelsystem trotz seines großen Öffnungsverhältnisses ein vollkommen komafreies Feld von 15° Durchmesser gibt, was für viele astronomische Untersuchungen einen großen Fortschritt bedeutet. Es ist beabsichtigt, für dieses Spiegelsystem ein besonders stabiles Kamerarohr herzustellen und dieses parallaxtisch aufzustellen, um weitere Versuchs-aufnahmen auszuführen.

Bergedorf, 1932 Januar.

K. SCHORR.



CYGNUS-GEIGEND (20°16' + 35°6)
 AUFNAHME MIT DEM NEUEN SPIEGELSYSTEM SCHMIDT (190/625 **)
 ORIGINALGÖSSE DES FILMS (55X170 **) BELICHTUNGSDAUER 30 MINUTEN

- Liller, M. H. 1960, *Ap. J.*, 132, 306.
 Limber, D. N. 1965, *Ap. J.*, 142, 1346.
 Lindblad, B. and Ljungqvist, R. G. 1953, *Ann. Svensk. Obs.*, 17, No. 6.
 Lundmark, K. 1926, *Ark. Math. Astr. Fys.*, Ser. B, Vol. 19, No. 8.
 ———, 1927, *Medd. Astr. Obs. Uppsala*, No. 30.
 Lynden-Bell, D. 1967, *M.N.R.A.S.*, 136, 101.
 Matthews, T. A., Morgan, W. W., and Schmidt, M. 1964, *Ap. J.*, 140, 35.
 Morgan, W. W. 1958, *Pub. A.S.P.*, 70, 364.
 ———, 1959, *ibid.*, 71, 394.
 ———, 1971, in *The Nuclei of Galaxies*, ed. D. O'Connell (Vatican City: Pontifical Academy of Sciences).
 Morgan, W. W., and Mayall, N. U. 1957, *Pub. A.S.P.*, 69, 291.
 Morgan, W. W., and Osterbrock, D. E. 1969, *A.J.*, 74, 515.
 O'Connell, D. J. U. 1971, *The Nuclei of Galaxies* (Vatican City: Pontifical Academy of Sciences).
 Pacholczyk, A. G., and Weymann, R. 1968, *A.J.*, 73, 836.
 Pease, F. G. 1917, *Ap. J.*, 47, 24.
 ———, 1920, *ibid.*, 51, 276.
 Pettit, E. 1954, *Ap. J.*, 120, 413.
 Randers, G. 1940, *Ap. J.*, 92, 235.
 Reaves, G. 1956, *A.J.*, 61, 69.
 Reinmuth, K. 1926, *Veroff. Sternw. Heidelberg*, Vol. 9.
 Reiz, A. 1941, *Lund Obs. Ann.*, Vol. 9.
 Reynolds, J. H. 1920a, *Observatory*, 43, 377.
 ———, 1920b, *M.N.R.A.S.*, 80, 746.
 ———, 1927a, *Observatory*, 50, 185.
 ———, 1927b, *ibid.*, p. 308.
 Sandage, A. 1954, *Carnegie Yrbk.*, No. 55, p. 23.
 ———, 1961, *Hubble Atlas of Galaxies* (Washington: Carnegie Institution of Washington), Pub. 618.
 ———, 1963, *Ap. J.*, 138, 863.
 ———, 1969, *Ap. J.*, 157, 515.
 ———, 1971, in *The Nuclei of Galaxies*, ed. D. O'Connell (Vatican City: Pontifical Academy of Sciences), p. 601.
 ———, 1973, *Ap. J.*, 180, 687.
 Sandage, A., Freeman, K. C., and Stokes, N. R. 1970, *Ap. J.*, 160, 831.
 Sandage, A., and Tammann, G. A. 1974, *Ap. J.*, a series of six papers.
 Scares, F. 1916a, *Proc. Nat. Acad. Sci.*, 2, 553.
 ———, 1916b, *Pub. A.S.P.*, 28, 123.
 Sersic, J. L. 1966, *Zr. J. Ap.*, 64, 202.
 ———, 1968, *Atlas de Galaxies Australes* (Córdoba, Argentina: Observatorio Astronómico Universidad Nacional de Córdoba).
 Seyfert, C. K. 1943, *Ap. J.*, 97, 28.
 Shapley, H. 1928, *Harr. Bull.*, 849.
 ———, 1938a, *Bull. Harr. Coll. Obs.*, No. 908.
 ———, 1938b, *Nature*, 142, 715.
 ———, 1950, *Pub. Obs. Univ. Michigan*, 10, 79.
 ———, 1961, *Galaxies* (Cambridge: Harvard University Press), p. 22.
 Shapley, H., and Ames, A. 1932, *Harr. Ann.*, Vol. 88, No. 2.
 Shapley, H., and Paraskevopoulos, J. S. 1940, *Proc. Nat. Acad. Sci. U.S.A.*, 26, 31.
 Spitzer, L., and Baade, W. 1951, *Ap. J.*, 113, 413.
 Toomre, A., and Toomre, J. 1972, *Ap. J.*, 178, 623.
 Vaucouleurs, G. de. 1948, *Ann. d'Ap.*, 11, 247.
 ———, 1933, *M.N.R.A.S.*, 113, 134.
 ———, 1954, *Observatory*, 74, 23.
 ———, 1955a, *A.J.*, 60, 126.
 ———, 1955b, *ibid.*, p. 219.
 ———, 1956, *Mem. Comm. Internat. Obs. (Mount Stromlo)*, Vol. 3, No. 13.
 ———, 1958, *Ap. J.*, 128, 465.
 ———, 1959a, *Handbuch der Physik* (Berlin: Springer-Verlag), 53, 275.
 ———, 1959b, *Ap. J.*, 130, 728.
 ———, 1962, *ibid.*, 136, 107.
 ———, 1963a, *ibid.*, 136, 934.
 ———, 1963b, *Ap. J. Suppl.*, 8, 31.
 ———, 1964, *Ap. J.*, 139, 899.
 Vaucouleurs, G. and A. de. 1964, *Reference Catalogue of Bright Galaxies* (Austin: University of Texas).
 Vorontsov-Velyaminov, B. A. 1959, *Atlas and Catalogue of Interacting Galaxies* (Moscow: Sternberg Institute, Moscow State University).
 ———, 1965, *Soviet Astr.—A.J.*, 8, 649 [*Astr. Zh.*, 41, 814, 1964].
 ———, 1966, *ibid.*, 10, 184 [*Astr. Zh.*, 43, 231].

Vorontsov-Velyaminov, B. A., Krasnorskaja, A., and Arkipova, V. P. 1962, *Morphological Catalog of Galaxies* (Moscow), Vol. 1.

- , 1963, *ibid.*, Vol. 2.
 ———, 1964, *ibid.*, Vol. 3.
 ———, 1968, *ibid.*, Vol. 4.
 Wilson, M. 1908, *Pub. Ap. Inst. König. Heidelberg*, Vol. 3, No. 5.
 Wolf, M. G. 1955, *Pub. A.S.P.*, 67, 27.
 Wolter, L. 1959, *Ap. J.*, 130, 38.
 Zwicky, F. 1956, *Ergebn. exakt. Naturw.*, 29, 344.
 ———, 1959, *Handbuch der Physik* (Berlin: Springer-Verlag), 53, 373.