

(Fig. 3.) nöthig waren. Zur vorläufigen Einstellung diente die im Nautical Almanac 1883, S. 179, 18. Oct. XV^h gegebene wahre Distanz

$$\alpha = 57^{\circ}, \quad \frac{\alpha}{2} = 28^{\circ} 30' \quad \frac{\alpha}{4} = 14^{\circ} 15'$$

Es wurde daher nach (3) $J = 346^{\circ}$ gestellt, und für die Jupitermondberührung abgelesen:

$$I = 331^{\circ} 29' 40'' \quad II = 151^{\circ} 26' 20'' \quad \text{Mittel} = 331^{\circ} 28' 0''$$

Hiezu für den Indexfehler mit $J = 0$, Deckung beider Bilder eines Sterns:

$$I = 0^{\circ} 3' 30'' \quad II = 180^{\circ} 1' 30'' \quad \text{Mittel} = 0^{\circ} 2' 30''$$

Hieraus berechnet man die gemessene Distanz:

$$= 2 (360^{\circ} 2' 30'' - 331^{\circ} 28' 0'') = 57^{\circ} 9' 0''$$

Dieses ist eine völlige Messung. Sowohl die Mondberührungen als auch die Indexfehler-Bestimmungen wurden mehrfach wiederholt und daraus erhalten:

1.	Chronometer =	4 ^h 18 ^m 55 ^s	Distanz =	57 ^o 9' 16"
2.		4 22 20		57 6 16
3.		4 26 45		57 4 36
4.		4 30 45		57 1 46
5.		4 33 30		57 1 56
6.		4 36 0		57 0 6
7.		4 38 40		56 57 16

$$\text{Mittel } 4^{\text{h}} 29^{\text{m}} 34^{\text{s}} \quad \underline{\quad \quad \quad} \quad \underline{\quad \quad \quad} \quad 57^{\circ} 3' 2''$$

$$= 16^{\text{h}} 29^{\text{m}} 34^{\text{s}} \text{ astr. Zeit, 18. October 1883.}$$

Die Reduction des Chronometers auf Ortszeit beträgt $0^{\text{m}} 30^{\text{s}}$, die Breite ist $\varphi = 52^{\circ} 22' 20''$, damit wurden die 7 Distanzen in 3 Gruppen reducirt und gaben im Mittel die Länge $0^{\text{h}} 37^{\text{m}} 40^{\text{s}}$ v. Gr., welche anderwärts $0^{\text{h}} 38^{\text{m}} 53^{\text{s}}$ bekannt ist.

Dieses eine Beispiel mag zur Veranschaulichung der Anwendung des Instrumentes genügen.

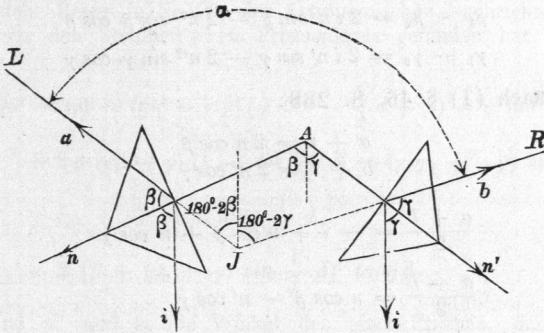
Die Berichtigung des Prismenkreises verlangt zunächst Parallelrichtung des Fernrohrs zur Kreisebene, was in § 34. S. 176—177 beschrieben worden ist, die dann noch nöthige Stellung der Prismenebenen rechtwinklig zur Fernrohrachse wird in § 55. behandelt werden.

§ 54. Theorie der Fernrohr- und Prismenneigungen des Prismenkreises.

Die Theorie der Prismen- und Fernrohrneigungen beim Prismenkreis schliesst sich an die früher behandelten entsprechenden Theorien des Sextanten und des Spiegel-Prismenkreises an. (§ 36. und § 47.) Zur Veranschaulichung der Strahlen und ihrer gegenseitigen Beziehungen dienen die beiden Figuren Fig. 1. und Fig. 2., deren Bedeutung nach dem Vorgang von § 36. und § 47. sofort klar sein wird.

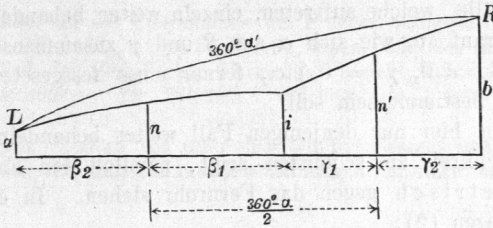
In Fig. 1. sind die beiden Prismen nicht übereinander, sondern neben einander gezeichnet, was insofern zulässig ist, als es sich nur um die Richtungen der Strahlen, welche beliebig parallel verlegt werden dürfen, handelt.

Fig. 1.



α und b sind die Neigungen zweier Strahlen L und R , deren Winkel α dadurch gemessen wird, dass die Strahlen nach der Reflexion sich im Fernrohr mit der gemeinsamen Neigung i vereinigen. Die Neigungen der beiden Hypotenusennormalen sind n und n' .

Fig. 2.



Nach Fig. 1. besteht die Gleichung:

$$\alpha = (180^\circ - 2\beta) + (180^\circ - 2\gamma) = 360^\circ - (2\beta + 2\gamma) \tag{1}$$

oder

$$\beta + \gamma = 180^\circ - \frac{\alpha}{2} \tag{2}$$

Fig. 2. gibt:

$$\frac{360^\circ - \alpha}{2} = \beta_1 + \gamma_1$$

oder

$$2\beta_1 + 2\gamma_1 - (360^\circ - \alpha) = 0 \tag{3}$$

Der Projectionssatz (2) § 35. S. 181 gibt:

$$(\beta_2 + \beta_1) + (\gamma_1 + \gamma_2) - (360^\circ - \alpha) = \left(\frac{a+b}{2}\right)^2 \tan \frac{360^\circ - \alpha}{2} - \left(\frac{a-b}{2}\right)^2 \cot \frac{360^\circ - \alpha}{2}$$

Dieses mit (3) zusammen genommen gibt:

$$\alpha - \alpha' = (\beta_2 - \beta_1) + (\gamma_2 - \gamma_1) + \left(\frac{a+b}{2}\right)^2 \operatorname{tang} \frac{\alpha}{2} - \left(\frac{a-b}{2}\right)^2 \operatorname{cotg} \frac{\alpha}{2} \quad (4)$$

Nach (2) § 46. S. 238 hat man:

$$\beta_1 - \beta_2 = 2 i n \sin \beta - 2 n^2 \sin \beta \cos \beta \quad (5)$$

$$\gamma_1 - \gamma_2 = 2 i n' \sin \gamma - 2 n'^2 \sin \gamma \cos \gamma \quad (6)$$

Ferner nach (1) § 46. S. 238:

$$\begin{aligned} a + i &= 2 n \cos \beta \\ b + i &= 2 n' \cos \gamma \end{aligned}$$

also

$$\frac{a+b}{2} = -i + n \cos \beta + n' \cos \gamma \quad (7)$$

$$\frac{a-b}{2} = n \cos \beta - n' \cos \gamma \quad (8)$$

(5), (6), (7) und (8) in (4) eingesetzt geben:

$$\alpha - \alpha' = 2(n^2 \sin \beta \cos \beta + n'^2 \sin \gamma \cos \gamma) - 2i(n \sin \beta + n' \sin \gamma) + \left(i - (n \cos \beta + n' \cos \gamma)\right)^2 \operatorname{tang} \frac{\alpha}{2} - \left(n \cos \beta - n' \cos \gamma\right)^2 \operatorname{cotg} \frac{\alpha}{2} \quad (9)$$

Diese Gleichung enthält die Fehlertheorie des Prismenkreises im Allgemeinen. Will man praktische Schlüsse daraus ziehen, so muss man die verschiedenen Fälle, welche auftreten, einzeln weiter behandeln. Es kommt nämlich nun darauf an, wie sich α aus β und γ zusammensetzt, z. B. mit $\beta = \gamma$, oder $\beta = 0$, $\gamma = 0$ etc., ferner muss festgesetzt werden, wie der Indexfehler bestimmt sein soll.

Wir werden hier nur denjenigen Fall weiter behandeln, in welchem sich der Prismenkreis am schönsten zeigt, nämlich den Fall, dass beide Prismen symmetrisch gegen das Fernrohr stehen. In diesem Fall ist $\beta = \gamma$, also wegen (2):

$$\beta = \gamma = 90^\circ - \frac{\alpha}{4} \quad (10)$$

Dieses in (9) eingesetzt gibt:

$$\alpha - \alpha' = (n^2 + n'^2) \sin \frac{\alpha}{2} - 2i(n + n') \cos \frac{\alpha}{4} + \left(i - (n + n') \sin \frac{\alpha}{4}\right)^2 \operatorname{tang} \frac{\alpha}{2} - (n - n')^2 \sin^2 \frac{\alpha}{4} \operatorname{cotg} \frac{\alpha}{2} \quad (11)$$

Der Indexfehler soll wie beim Sextanten für $\alpha = 0$ bestimmt werden. Setzt man in (11) $\alpha = 0$, so erhält man:

$$[\alpha - \alpha']_0 = -2i(n + n') \quad (12)$$

Wenn man also den für $\alpha = 0$ bestimmten Indexfehler bei allen Messungen in Rechnung bringt, so bleibt als Fehler nur noch die Differenz zwischen (11) und (12), d. h.:

$$\left. \begin{aligned}
 (\alpha - \alpha')_0 &= (n^2 + n'^2) \sin \frac{\alpha}{2} + 2i(n + n') \left(1 - \cos \frac{\alpha}{4}\right) \\
 &+ \left(i - (n + n') \sin \frac{\alpha}{4}\right)^2 \tan \frac{\alpha}{2} - (n - n')^2 \sin^2 \frac{\alpha}{4} \cot \frac{\alpha}{2}
 \end{aligned} \right\} (13)$$

Ehe wir weitergehen, vergleichen wir diese Formel (13) mit der entsprechenden Formel, welche Bessel in Nr. 254 der Astronomischen Nachrichten (11. Band, 1834, S. 242) für den Steinheil'schen Prismenkreis gefunden hat, nämlich als Num. [10]:

$$\left. \begin{aligned}
 D &= 2d - [(m' - m) - (m'_1 - m_1)] \left[\varphi(90^\circ - \frac{1}{2}d - \mu) - \varphi(90^\circ - \mu) \right] \\
 &+ 2\beta(\gamma_1 - \gamma)(1 - \cos \frac{1}{2}d) - (\gamma_1\gamma_1 + \gamma\gamma) \sin d \\
 &+ (\gamma_1 + \gamma)^2 \cos d \tan \frac{1}{2}d \\
 &- 2[\beta + (\gamma_1 - \gamma) \sin \frac{1}{2}d]^2 \tan d
 \end{aligned} \right\} (a)$$

Hiebei sind m' und m die Winkel des einen Prismas, d. h. sehr nahe $m' = m = 45^\circ$, und ebenso sehr nahe $m'_1 = m_1 = 45^\circ$ für das zweite Prisma. Oder es hat $m' - m$ dieselbe Bedeutung wie 2δ in unserem § 51. Fig. 1. S. 252. φ ist ein Functionszeichen, nämlich nach S. 236 der astronom. Nachrichten:

$$\varphi x = \frac{1}{k} \frac{\cos x'}{\cos x}, \quad \sin x' = k \sin x, \quad \frac{1}{k} = 1,5$$

woraus man entwickeln kann:

$$\varphi x = \sqrt{1 + 1,25 \sec^2 x} \quad (b)$$

d. h. φx ist dieselbe, auf die Unsymmetrie des Prismas bezogene Function, welche wir in (9) § 51. S. 253 kurz mit (β) bezeichnet haben, und das mit m und φ zusammengesetzte Glied der Bessel'schen Formel (a) bezieht sich lediglich auf den Einfluss der Unsymmetrie der Prismen, welchen wir bereits in § 51. erledigt haben.

In den übrigen Gliedern von (a) wollen wir die Bessel'schen Bezeichnungen in unsere eigenen bei (13) angewandten Bezeichnungen umsetzen, es ist nämlich:

	(B)	(J)
Zu messender Winkel	$D =$	α'
Abgelesener " "	$2d =$	α
Fernrohrneigung "	$\beta =$	i
Prismenneigung	$\gamma =$	n
"	$\gamma_1 =$	n'

Damit wird (a):

$$\begin{aligned}
 \alpha' - \alpha &= -2i(n' + n) \left(1 - \cos \frac{\alpha}{4}\right) - (n^2 + n'^2) \sin \frac{\alpha}{2} \\
 &+ (n' - n)^2 \cos \frac{\alpha}{2} \tan \frac{\alpha}{4} \\
 &- 2 \left(i - (n + n') \sin \frac{\alpha}{4}\right)^2 \tan \frac{\alpha}{2}
 \end{aligned}$$

oder

$$\begin{aligned}
 \alpha - \alpha' &= \sin \frac{\alpha}{2} (n^2 + n'^2) + 2i(n + n') \left(1 - \cos \frac{\alpha}{4}\right) \\
 &+ 2 \left(i - (n + n') \sin \frac{\alpha}{4}\right)^2 \tan \frac{\alpha}{2} - 2(n' - n)^2 \sin^2 \frac{\alpha}{4} \cot \frac{\alpha}{2} \quad (c)
 \end{aligned}$$

Vergleicht man diese Bessel'sche Formel (c) mit unserer Gleichung (13), so findet man den Unterschied, dass die zwei letzten Glieder von (c) den Coefficienten 2 haben, welcher bei den letzten Gliedern von (13) fehlt. Dieser Unterschied rührt von einem Versehen in der Bessel'schen Entwicklung auf S. 239—240 der Astronomischen Nachrichten Nr. 254 her. Es steht nämlich dort unter 5. in dem Ausdruck für D:

$$\frac{1}{2} (\beta_1' - \beta')^2 \cotg \frac{1}{2} (\alpha_1' - \alpha) - \frac{1}{2} (\beta_1 + \beta')^2 \tang \frac{1}{2} (\alpha_1' - \alpha')$$

während es heissen sollte:

$$\left(\frac{\beta_1' - \beta'}{2}\right)^2 \cotg \frac{1}{2} (\alpha_1' - \alpha) - \left(\frac{\beta_1' + \beta'}{2}\right)^2 \tang \frac{1}{2} (\alpha_1' - \alpha')$$

Dadurch wird der fehlerhafte Factor 2 in den zwei letzten Gliedern von (c) erklärt. Nach dieser Abschweifung zur Vergleichung mit Bessel's Formel (a) fahren wir an unserer Formel (13) fort:

Die drei Neigungen i , n und n' sind von einander unabhängig; wir wollen nun den Fall besonders behandeln, dass $n' = n$ ist. Dieses gibt aus (13):

$$(\alpha - \alpha')_0 = 2 n^2 \sin \frac{\alpha}{2} + 4 i n \left(1 - \cos \frac{\alpha}{4}\right) + \left(i - 2 n \sin \frac{\alpha}{4}\right)^2 \tang \frac{\alpha}{2}$$

Wenn man nach Potenzen von i und von n ordnet, die Coefficienten auf ihre goniometrisch einfachste Form bringt, und zugleich die Maassreductionen für i und n in Minuten, $\alpha - \alpha'$ in Secunden anbringt (wie bei (25) S. 188 und (14) S. 266), so erhält man:

$$(\alpha - \alpha')_0 = [1] i^2 + [2] i n + [3] n^2 \tag{14}$$

wo

$$[1] = \frac{60}{\rho'} \tang \frac{\alpha}{2}$$

$$[2] = \frac{60}{\rho'} 4 \left(1 - \sec \frac{\alpha}{2} \cos \frac{\alpha}{4}\right)$$

$$[3] = \frac{60}{\rho'} 2 \tang \frac{\alpha}{2} = 2 [1]$$

Hiernach ist Folgendes berechnet:

α	$\log [1]$	$\log [2]$	$\log [3]$	100 [1]	100 [2]	100 [3]
20°	7.4882	6.9069 _n	7.7892	0,31''	— 0,08''	0,62''
40	7.8030	7.5253 _n	8.1041	0,64	— 0,34	1,27
60	8.0033	7.9060 _n	8.3043	1,01	— 0,81	2,02
80	8.1657	8.1994 _n	8.4667	1,46	— 1,58	2,93
100	8.3181	8.4569 _n	8.6191	2,08	— 2,86	4,16
120	8.4804	8.7085 _n	8.7815	3,02	— 5,11	6,05
140	8.6808	8.9885 _n	8.9818	4,80	— 9,74	9,59
160	8.9956	9.3769 _n	9.2966	9,90	— 23,82	19,80
180	∞	∞	∞	∞	∞	∞
200	8.9956 _n	9.5162	9.2966 _n	— 9,90	+ 32,82	— 19,80

Für $\alpha = 180^\circ$ wird $\alpha - \alpha' = \infty$ und die mechanische Deutung hievon liegt darin, dass, nach der Indexfehlerbestimmung mit $\alpha = 0$ und $n' = n$, die Strahlen, welche unter einem Winkel von 180° , d. h. genau diametral gerichtet, auf das Instrument fallen, dadurch bereits bestimmte Austrittsrichtungen im Fernrohr erhalten, und im Allgemeinen überhaupt nicht zur Deckung gebracht werden, sondern nur etwa, bei horizontalem Kreis, einer über den andern eingestellt werden können.

Dieses veranlasst uns, nochmals zu der Formel (11) zurückzukehren, und diese unter der Annahme weiter zu behandeln, dass der Indexfehler nicht bei $\alpha = 0$, sondern bei $\alpha = 180^\circ$ bestimmt werde. Allerdings steht ein Winkel $\alpha = 180^\circ$ nicht so bequem zu Gebote wie im Winkel $\alpha = 0$, welcher nur einen Zielpunkt hat, man kann aber auch einen Winkel α , welcher nahezu 180° beträgt, dadurch zur Indexfehlerbestimmung benutzen, dass man zuerst diesen Winkel α selbst und dann seine Horizont-ergänzung $360^\circ - \alpha$ misst (Umkehren des Instruments) und dann in der Summe beider Messungen den doppelten Indexfehler findet. Oder sei es, dass man Collimatorfernrohre anwendet, wir behandeln diesen Fall nun theoretisch:

Wenn man in der Gleichung (11) setzt:

$$\alpha = 180^\circ \quad \frac{\alpha}{2} = 90^\circ \quad \frac{\alpha}{4} = 45^\circ$$

so wird

$$[\alpha - \alpha']_{180} = (n^2 + n'^2) - 2i(n + n') \cos 45^\circ + (i - (n + n') \sin 45^\circ)^2 \infty - 0 \quad (15)$$

Dieses ist nur endlich, wenn

$$i - (n + n') \sin 45^\circ = 0 \quad (16)$$

wird, oder

$$n + n' = i \sqrt{2} \quad (17)$$

Mechanisch gedeutet heisst dieses: die Coincidenz zweier Diametralstrahlen kann in der Fernrohrmitte (gegebener Werth von i) nur dann gelingen, wenn die Prismen so justirt werden, wie es die Gleichung (16) oder (17) verlangt. Nun gibt die Subtraction von (11) und (15), mit Rücksicht auf (16):

$$\alpha - \alpha' - [\alpha - \alpha']_{180} = (\alpha - \alpha')_{180}$$

$$\begin{aligned} (\alpha - \alpha')_{180} = & - (n^2 + n'^2) \left(1 - \sin \frac{\alpha}{2}\right) - 2i(n + n') \left(\cos \frac{\alpha}{4} - \cos 45^\circ\right) \\ & + \left(i - (n + n') \sin \frac{\alpha}{4}\right)^2 \tan \frac{\alpha}{2} - (n - n')^2 \sin \frac{\alpha}{4} \cot \frac{\alpha}{2} \quad (18) \end{aligned}$$

Wegen (17) ist:

$$n' = -n + i \sqrt{2}$$

$$n'^2 = n^2 - 2in \sqrt{2} + 2i^2$$

$$n^2 + n'^2 = 2n^2 - 2in \sqrt{2} + 2i^2 \quad (19)$$

$$n - n' = 2n - i \sqrt{2} \quad (20)$$

(19) und (20) sind in (18) zu setzen, d. h.:

$$(\alpha - \alpha')_{180} = -2(n^2 - in\sqrt{2} + i^2) \left(1 - \sin \frac{\alpha}{2}\right) - 2i^2 \sqrt{2} \left(\cos \frac{\alpha}{4} - \cos 45^\circ\right) + i^2 \left(1 - \sqrt{2} \sin \frac{\alpha}{4}\right)^2 \operatorname{tang} \frac{\alpha}{2} - (2n - i\sqrt{2})^2 \sin^2 \frac{\alpha}{4} \operatorname{cotg} \frac{\alpha}{2}$$

Wenn man nach Potenzen von i und n ordnet, so erhält man:

$$(\alpha - \alpha')_{180} = [1] i^2 + [2] in + [3] n^2 \tag{21}$$

$$[1] = -2 \left(1 - \sin \frac{\alpha}{2}\right) - 2 \left(\sqrt{2} \cos \frac{\alpha}{4} - 1\right) + \left(\sqrt{2} \sin \frac{\alpha}{4} - 1\right)^2 \operatorname{tang} \frac{\alpha}{2} - 2 \sin^2 \frac{\alpha}{4} \operatorname{cotg} \frac{\alpha}{2}$$

$$[2] = 2 \sqrt{2} \left(1 - \sin \frac{\alpha}{2}\right) + 4 \sqrt{2} \sin^2 \frac{\alpha}{4} \operatorname{cotg} \frac{\alpha}{2}$$

$$[3] = -2 \left(1 - \sin \frac{\alpha}{2}\right) - 4 \sin^2 \frac{\alpha}{4} \operatorname{cotg} \frac{\alpha}{2}$$

Hiebei ist:

$$[2] = -\sqrt{2} [3]$$

Hiernach wurde Folgendes berechnet:

α	$\log [1]$	$\log [2]$	$\log [3]$	100 [1]	100 [2]	100 [3]
0°	8.6934 _n	8.6934	8.5429 _n	- 4,94''	+ 4,94''	- 3,49''
20	8.6258 _n	8.6537	8.5032 _n	- 4,23	+ 4,51	- 3,18
40	8.5557 _n	8.6092	8.5487 _n	- 3,60	+ 4,07	- 2,88
60	8.4804 _n	8.5579	8.4074 _n	- 3,02	+ 3,61	- 2,56
80	8.3964 _n	8.4969	8.3464 _n	- 2,49	+ 3,14	- 2,22
100	8.2980 _n	8.4208	8.2703 _n	- 1,99	+ 2,64	- 1,86
120	8.1751 _n	8.3194	8.1689 _n	- 1,50	+ 2,09	- 1,48
140	8.0046 _n	8.1702	8.0197 _n	- 1,01	+ 1,48	- 1,05
160	8.7129 _n	7.9000	7.7495 _n	- 0,52	+ 0,79	- 0,56
180	0,00	0,00	0,00
200	7.7458	7.9762 _n	7.8257	+ 0,56	- 0,95	+ 0,66

Nun haben wir noch für beide Fälle — Indexfehlerbestimmung bei 0° und Indexfehlerbestimmung bei 180° — die Messungsfehler ausgerechnet mit den Annahmen $i = 10'$ und $n = \pm 10'$, mit Benutzung der oben zu den Formeln (14) und (21) berechneten Coefficienten [1], [2], [3], und die Resultate in der Tabelle auf folgender Seite zusammengestellt.

Man sieht hieraus zunächst, dass die von Prismen- und Fernrohrneigung herrührenden Fehler des Prismenkreises etwa von derselben Grössenordnung sind, wie beim Sextanten und beim Spiegel-Prismenkreis (vgl. S. 243), weshalb in dieser Hinsicht keines der drei Instrumente einen wesentlichen Vorzug verdient.

Gemessener Winkel α	Indexfehlerbestimmung bei $\alpha = 0^\circ$ mit $n' = n$		Indexfehlerbestimmung bei $\alpha = 180^\circ$ mit $n' + n = i \sqrt{2}$	
	$i = \pm 10'$, $n = \pm 10'$	$i = \pm 10'$, $n = \mp 10'$	$i = \pm 10'$, $n = \pm 10'$	$i = \pm 10'$, $n = \mp 10'$
0°	+ 0,0"	+ 0,0"	- 3,5"	- 13,4"
20	+ 0,8	+ 1,0	- 2,9	- 11,9
40	+ 1,6	+ 2,2	- 2,4	- 10,5
60	+ 2,2	+ 3,8	- 2,0	- 9,2
80	+ 2,8	+ 6,0	- 1,6	- 7,9
100	+ 3,4	+ 9,1	- 1,2	- 6,5
120	+ 4,0	+ 14,2	- 0,9	- 5,1
140	+ 4,6	+ 24,1	- 0,6	- 3,5
160	+ 5,9	+ 53,5	- 0,3	- 1,9
180	+ ∞	$\pm \infty$	∓ 0	∓ 0
200	+ 3,1	- 62,5	+ 0,3	+ 2,2

Diese Tabelle zeigt ferner, dass es durchaus nicht gleichgültig ist, ob man den Indexfehler bei 0° oder bei 180° bestimmt; will man einen Winkel in der Nähe von 180° messen, so soll man auch denjenigen Indexfehler und diejenige Prismenjustirung (entsprechend Gleichung (17)) anwenden, welche dem flachen Winkel 180° entspricht. Da in diesem Falle der Fehler niemals unendlich wird, ist dieser zweite Fall auch im Allgemeinen vorzuziehen. Nimmt man die Prismenjustirung für den zweiten Fall mit $n + n' = i \sqrt{2}$, bestimmt aber den Indexfehler selbst mit $\alpha = 0$, so erhält man als Messungsfehler die Differenzen der rechtsseitigen Spalten der letzten Tabelle für die Werthe α und den Anfangswerth $\alpha = 0^\circ$.

§ 55. Neuere Prismeninstrumente.

Der Steinheil'sche Prismenkreis hat neben seinen Vorzügen auch manche Mängel, worüber Professor Kaiser in Leiden in den „Astronom. Nachrichten“ Nr. 499 (21. Band, 1844, S. 289) sich ausgesprochen hat, indem er zugleich Verbesserungen angab. Zunächst sollen die Prismen an ihren reflectirend wirkenden Ebenen (an den Hypotenusenebenen bei den Steinheil'schen Prismen) von aussen mit Folie belegt werden, damit auch steil auffallende Strahlen an diesen Flächen reflectirt werden. (Dieses wurde bereits am Schluss von § 50. S. 252 bemerkt). Dadurch entsteht auch eine sehr einfache Methode zur Untersuchung der Rechtwinkligkeit der Prismenebenen gegen die Fernrohrachse, indem man das Fernrohr, dessen Fadenkreuz nach § 44. Fig. 2. S. 225 oder Fig. 4. S. 228 leuchtend gemacht wurde, rechtwinklig gegen die zu untersuchende Ebene stellt, und zusieht, ob der Faden sich in sich selbst oder wenigstens in gleicher Höhe