

# Kapitel 2

## Bestimmung der atmosphärischen Refraktion

### 2.1 Grundlagen

#### 2.1.1 Ursache und Wirkungen der atmosphärischen Refraktion

Mit **Refraktion** bezeichnet man in der Astronomie die durch Strahlenbrechung in der Atmosphäre bewirkte Ablenkung der Lichtstrahlen eines Gestirns und die daraus resultierende **scheinbare Koordinatenänderung** eines Punktes an der scheinbaren Himmelskugel. In einer Atmosphäre, deren Dichte mit kleiner werdender Höhe kontinuierlich zunimmt, wird ein schräg zum Dichtegradienten auftreffender Strahl zum Erdboden hin gekrümmt. Die scheinbare Vergrößerung der Höhe bzw. Verringerung der Zenitdistanz  $z$  eines Gestirns, die genau im Zenit zu Null wird, beträgt bei  $z = 50^\circ$  ca.  $1'$ , bei  $z = 80^\circ$  ca.  $5'$  und am Horizont ( $z = 90^\circ$ ) ca.  $35'$  (**Horizontrefraktion**). Der Verlauf  $R(z)$  wird als **Refraktionskurve** bezeichnet. Die genaue Kenntnis der Refraktionskurve ist für das Aufsuchen sehr schwacher Objekte bei ihren scheinbar veränderten Koordinaten wichtig. Der genaue Wert der Refraktion  $R$  ist außer von der Zenitdistanz von verschiedenen weiteren Größen, wie z. B. den atmosphärischen Bedingungen, der geographischen Breite und der Höhe über Meeresspiegel (Normalnull) abhängig und kann sogenannten **Refraktionstafeln** entnommen werden. Diese werden mit Hilfe von Refraktionsformeln auf Grundlage von mehr oder weniger vereinfachten Atmosphärenmodellen berechnet.

Die sich mit verändernder Zenitdistanz verändernde Refraktion (**differentielle Refraktion**) bewirkt bei der Betrachtung ausgedehnter Objekte oder Himmelsgebiete deren Stauchung. So erscheint die Sonnenscheibe in Horizontnähe deutlich abgeplattet. Da der Brechungsindex wellenlängenabhängig ist, erscheint das Sternscheibchen in Horizontnähe zu einem senkrecht zum Horizont liegenden kleinen Spektrum auseinandergezogen (**atmosphärische Dispersion**). Liegen die atmosphärischen Schichten gleicher Dichte nicht parallel zur Erdoberfläche, so können **Refraktionsanomalien** auftreten, d. h., die Refraktion kann auch vom Azimut abhängen oder im Zenit auftreten.

Die meßbare Intensität der Strahlung eines Sterns nimmt mit zunehmender Zenitdistanz ab, da die optische Weglänge, die in Einheiten der **Luftmasse** (die Luftmasse 1 entspricht der optischen Dicke der Atmosphäre im Zenit) angegeben wird, refraktionsbedingt zunimmt. Die Kenntnis der Länge des optischen Weges ist also für die Helligkeitsbestimmung von Sternen notwendig. Die optische Dicke der Atmosphäre kann basierend auf ihrer geometrischen Dicke durch ein Atmosphärenmodell bestimmt werden.

## 2.1.2 Modelle der atmosphärischen Refraktion

**Planparallele Atmosphärenschichtung – Näherungslösung für kleine Zenitdistanzen** Im Rahmen eines stark vereinfachten Modells besteht die Erdatmosphäre am Beobachtungsort aus planparallelen, horizontal zum Beobachter liegenden Schichten mit dem jeweiligen Brechungsindex  $n_i$  (siehe Abb. 2.1).

Nach dem SNELLIUS'schen Brechungsgesetz gilt für die Schichtenübergänge eines Lichtstrahls, der vom freien Weltraum ( $n_\infty$ ) bis zur erdbodennächsten Schicht ( $n_1$ ) gelangt:

$$n_1 \cdot \sin z_1 = n_2 \cdot \sin z_2 = \dots = n_i \cdot \sin z_i = \dots n_\infty \cdot \sin z_\infty,$$

wobei die Winkel  $z_i$ , ( $i = 1 \dots \infty$ ) die in den entsprechenden Atmosphärenschichten vorliegenden Zenitdistanzen darstellen (siehe Abb. 2.1). Mit  $n_\infty = 1$ ,  $z_\infty = z_{\text{wahr}} = z_{\text{schein}} + R$  (beobachtbare Zenitdistanz ohne Vorhandensein einer Atmosphäre) und  $z_1 = z_{\text{schein}}$  (beobachtbare Zenitdistanz mit Atmosphäre) ergibt sich:

$$n_1 \cdot \sin z_{\text{schein}} = \sin(z_{\text{schein}} + R). \quad (2.1)$$

Aus Gleichung (2.1) erhält man nach Anwendung eines Additionstheorems und den bei der Kleinheit von  $R$  möglichen Vereinfachungen  $\cos R \approx 1$  und

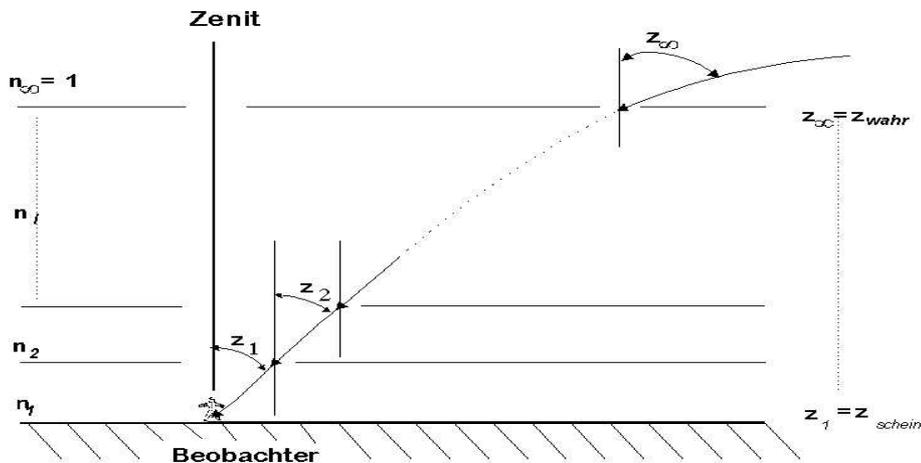


Abbildung 2.1: Planparalleles Atmosphärenmodell.

sin  $R \approx R$  eine einfache Formel zur Berechnung des Refraktionswinkels  $R$  (im Bogenmaß):

$$R = (n_1 - 1) \cdot \tan z_1. \quad (2.2)$$

Praktisch muß zur Bestimmung von  $R$  der unbekannte Wert von  $n_1$  auf Grundlage der zur Beobachtungszeit vorliegenden atmosphärischen Bedingungen berechnet werden. Ausgehend von der Temperatur  $T$ , dem Druck  $p$  und dem mittleren Molekulargewicht  $\bar{\mu}$  eines idealen Gases läßt sich dessen Dichte  $\rho$  ermitteln ( $R \dots$  universelle Gaskonstante,  $R = 8,31 \cdot 10^3 \frac{\text{J}}{\text{kmol K}}$ ):

$$\rho = \frac{\bar{\mu} p}{TR}. \quad (2.3)$$

Zwischen der Dichte  $\rho$  und dem Brechungsindex  $n$  besteht für Gasmoleküle in sehr guter Näherung die folgende Beziehung:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \sim \rho. \quad (2.4)$$

Gleichung 2.4 kann unter der Annahme, daß der Brechungsindex der atmosphärischen Moleküle nicht viel größer als eins ist zu

$$(n - 1) \sim \rho \quad (2.5)$$

vereinfacht werden. Aus (2.3) und (2.5) ergibt sich eine Verhältnisgleichung, mit deren Hilfe der gesuchte, um eins verminderte Brechungsindex  $(n_1 - 1)$  aus den gegebenen

Werten von  $T_1$  [K] und  $p_1$  [kPa] berechnet wird, wobei vom Brechungsindex  $n_{1_0}$  (z. B. bei  $\lambda = 580\text{nm}$   $n_{1_0} = 1,000293$ ) bei den atmosphärischen Normbedingungen  $T_{1_0} = 273\text{K}$  und  $p_{1_0} = 101,325\text{kPa}$  ausgegangen wird:

$$\frac{n_1 - 1}{n_{1_0} - 1} = \frac{p_1}{p_{1_0}} \cdot \frac{T_{1_0}}{T_1}, \quad (2.6)$$

$$(n_1 - 1) \approx (n_{1_0} - 1) \cdot 2,6947 \frac{p_1}{T_1}; \quad [p_1/\text{kPa}, T_1/\text{K}]. \quad (2.7)$$

In Refraktionstafeln (z. B. [1]) findet man die Größen  $A$  ( $= \frac{\Delta p}{p_{1_0}}$ ) und  $B$  ( $= \frac{\Delta T}{T_{1_0}}$ ), die als Differenzenquotienten auf Grundlage von (2.6) abgeleitet werden können. Bei der Bestimmung von  $(n_1 - 1)$  aus  $(n_{1_0} - 1)$  sind  $A$  und  $B$  dann einfach als additive Korrekturterme anzubringen:

$$(n_1 - 1) = (n_{1_0} - 1) \cdot (1 + A + B). \quad (2.8)$$

Aufbauend auf (2.2), (2.7) und (2.8) kann der Refraktionswinkel  $R$  (in Winkelsekunden) nun wie folgt bestimmt werden:

$$R \approx (n_{1_0} - 1) \cdot 555822 \frac{p_1}{T_1} \cdot \tan z_1 \quad \text{oder} \quad (2.9)$$

$$R = (n_{1_0} - 1) \cdot 206265(1 + A + B) \cdot \tan z_1. \quad (2.10)$$

Dabei kann  $n_{1_0}(\lambda)$  für die Erdatmosphäre (bei trockener Luft) näherungsweise wie folgt berechnet werden [2]:

$$n_{1_0} = 1 + 2,876 \cdot 10^{-4} + 1,629 \cdot 10^{-6} \lambda^{-2} + 1,36 \cdot 10^{-8} \lambda^{-4}; \quad [\lambda/\mu\text{m}].$$

Die Proportionalität zwischen dem Refraktionswinkel und der scheinbaren Zenitdistanz, die sich unter Annahme des planparallelen Atmosphärenmodells ergibt, gilt bis zu einer Zenitdistanz von  $45^\circ$  recht genau ( $\Delta R(z_{\text{schein}} = 45^\circ) = 0,15''$ ). Bei größeren Werten von  $z_{\text{schein}}$  muß der Berechnung von  $R$  ein der Realität besser angepaßtes Atmosphärenmodell zugrunde gelegt werden.

**Kugelschalenmodell der Atmosphäre – allgemeine Theorie der Refraktion** Wir nehmen jetzt an, daß die Atmosphäre aus unendlich vielen Kugelschalen von infinitesimaler Dicke besteht, deren Zentrum der Erdmittelpunkt  $M$  ist (siehe Abb. 2.2).

Der Betrag der differentiellen Refraktion  $dR$ , um den ein Strahl beim Übergang von der Schicht mit dem Brechungsindex  $n$  in diejenige mit dem Brechungsindex  $n+dn$  gebrochen wird (Einfallswinkel  $e$ , Brechungswinkel  $e-dR$ ,



Folglich kann für einen Beobachtungsort an der Erdoberfläche mit der Entfernung  $a$  zum Erdmittelpunkt, dem lokalen Brechungsindex  $n_1$  und der beobachteten scheinbaren Zenitdistanz  $z_{\text{schein}} = z_1$  formuliert werden:

$$r \cdot n \cdot \sin e = a \cdot n_1 \cdot \sin z_1.$$

Unter Anwendung der Beziehung  $\tan e = \frac{\sin e}{\sqrt{1 - (\sin e)^2}}$  kann nun (2.13) umgeformt werden:

$$R = \int_{n_\infty=1}^{n_1} \frac{\frac{n_1 a}{nr} \sin z_1}{\sqrt{1 - \left(\frac{n_1 a}{nr} \sin z_1\right)^2}} \frac{dn}{n}. \quad (2.15)$$

Drückt man in (2.15) die Brechungsindizes  $n_1$  und  $n$  durch die entsprechenden Luftdichten  $\rho_1$  und  $\rho$  aus und führt die relative Dichte  $x = \frac{\rho}{\rho_1}$  ein, so erhält man das sogenannte Refraktionsintegral in den Grenzen  $x = 0$  bis  $x = 1$ . Um mit Hilfe dieses Integrals die Refraktion zu berechnen, muß man eine Annahme über die Änderung von  $\rho$  mit der Höhe der atmosphärischen Schicht ( $h = r - a$ ) machen. Neben Ausdrücken, die eine einfache Abhängigkeit  $\rho(h)$  in Form einer linear ( $\rho \sim -h$ ) oder exponentiell ( $\rho \sim \exp(-h)$ ) verlaufenden Dichteabnahme enthalten, existieren kompliziertere Zusammenhänge  $\rho(h, p, T)$ .

In der Praxis kann das Refraktionsintegral analytisch durch eine Reihe, deren Glieder durch ungerade Potenzen von  $\tan z_1$  gebildet werden, angenähert werden. Diese Reihenentwicklung bietet den Vorteil, daß sie unabhängig von dem zugrunde gelegten Dichteverlauf so schnell konvergiert, daß zur Berechnung der Refraktion bis  $z_1 = 75^\circ$  ( $\Delta R \leq 0,1''$ ) die ersten beiden Glieder ausreichen:

$$R = K_1 \cdot \tan z_1 - K_2 \cdot \tan^3 z_1. \quad (2.16)$$

Die Koeffizienten  $K_1$  und  $K_2$  werden allein durch die atmosphärischen Bedingungen am Beobachtungsort bestimmt. Für die als mittlere Refraktion  $R_{1_0}$  bezeichnete Refraktion bei  $T_{1_0} = 273 \text{ K}$  und  $p_{1_0} = 101,325 \text{ kPa}$  (Beobachter bei Normal Null und  $\varphi = 45^\circ$ ,  $\lambda_{\text{visuell}}$ ) ist  $K_1 \approx 60,39''$  (was in etwa dem in Winkelsekunden ausgedrückten Wert von  $(n_1 - 1) = (n_{1_0} - 1)$  entspricht, man vergleiche mit (2.2)) und  $K_2 \approx 0,07''$  (was als Korrektur für Zenitdistanzen größer als  $45^\circ$  wirkt). Die Berücksichtigung der Abweichungen der bei der Beobachtung vorliegenden Werte  $T_1$  und  $p_1$  von den atmosphärischen Normbedingungen führt zu einer Verbesserung der mittleren Refraktion (siehe Refraktionstafel z. B. in [1]):

$$R = R_{1_0} \cdot (1 + A + B). \quad (2.17)$$

Bei Zenitdistanzen größer als  $75^\circ$  sollten auch Reihenglieder höherer Ordnung mitgenommen werden.

Neben der komplizierten analytischen Lösung des Refraktionsintegrals bietet sich in Anbetracht der verfügbaren modernen Rechentechnik eine numerische Lösung an. Diese numerische Integration erfolgt im Rahmen eines Strahlverfolgungsverfahrens (*englisch*: ray tracing), bei dem ein Strahl durch das Kugelschalenmodell geschickt wird und nach jedem Schritt entsprechend dem sich um  $\Delta n_{i+1,i} = n_{i+1} - n_i$  verändernden Brechungsindex ein  $\Delta R$  berechnet. Im einfachsten Falle der numerischen Integration des von der Höhe  $h$  (Strecke) in der Atmosphäre abhängigen Verlaufes  $R(h)$  ergibt sich  $R$  mittels der summierten Rechteckregel:

$$R = \sum_{i=1}^{i=N} \tan e_i \cdot \frac{\Delta n_{i+1,i}}{n_i},$$

wobei  $e_1 = z_1 = z_{\text{schein}}$  ist.

Ein großer Vorteil der numerischen Lösung liegt darin, daß der zugrunde zu liegende Dichteverlauf der Atmosphäre im Prinzip beliebig sein kann, also z. B. auch in Tabellenform gegeben werden könnte. In dem für den vorliegenden Versuch bereitgestellten Ray-Tracing-Programm REFRAKT [11] wird der Dichteverlauf mit zunehmender Höhe aus dem exponentiellen Druckabfall für die Temperatur am Beobachtungsort und aus einer Temperaturabnahme, die gleich dem 0,5fachen des adiabatischen Temperaturgradienten (das ist die Temperaturänderung, die sich für trockene Luft allein aus der Druckänderung ergäbe) ist, bestimmt (13,6 K/km).

### 2.1.3 Höhenmessung mit dem Theodoliten

Der Theodolit ist ein Instrument zur Messung von Horizontal- und Vertikalwinkeln (bei Eignung zur Messung beider Winkel wird er auch als Universalinstrument bezeichnet). Damit ist der Theodolit hervorragend zur Messung der Koordinaten des Horizontsystems (Azimut, Höhe oder Zenitdistanz) geeignet. Zur Bestimmung der durch die Refraktion bedingten scheinbaren Änderungen der Zenitdistanzen von Punkten an der scheinbaren Himmelskugel sind sogenannte Sekundentheodoliten erforderlich, die, wie ihr Name schon andeutet, eine Meßgenauigkeit von  $\pm 1''$  haben.

Im Prinzip besteht der Theodolit aus einem feststehenden Unterteil (wesentlich: Dreifuß und Horizontalkreis) und einem drehbaren Oberteil (wesentlich: Zielfernrohr und Vertikalkreis). Die Handhabung des im Versuch verwendeten

Sekundentheodoliten THEO 010 A ist, soweit nötig, mit den dazu erforderlichen Einzelteilen in Abb. 2.3 stichpunktartig beschrieben.

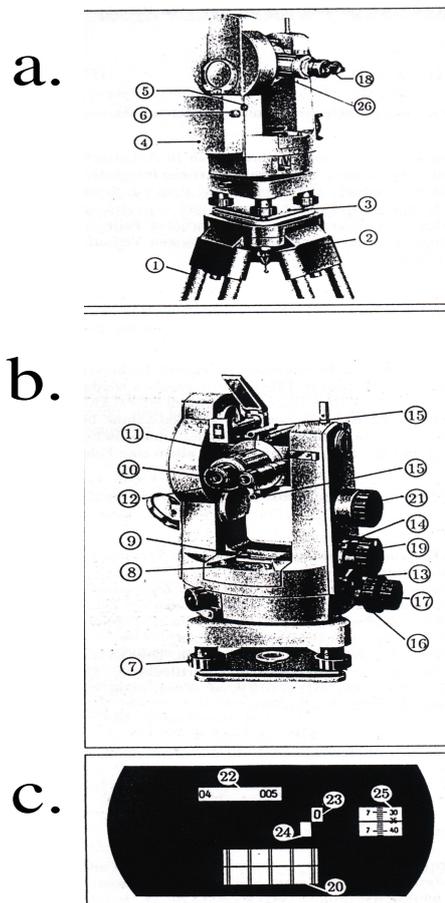


Abbildung 2.3: Zur Handhabung des Sekundentheodoliten THEO 010 A von der Aufstellung bis hin zur Zenitdistanzmessung.

**a1.) Aufstellung zur Nachtarbeit:** Instrument dem Behälter entnehmen und auf das bereitgestellte Stativ (1) setzen, Anzugsschraube (2) in die Federplatte (3) eindrehen, ansetzen der Beleuchtungseinrichtung (4) bei eingedrückten Rasten (5), Schaltknopf der Beleuchtungseinrichtung (6); gleichzeitig mit den Teilkreisen wird die Fernrohrstrichplatte (Fadenkreuz) beleuchtet (Stellknopf (26)).

**b2.) Horizontieren:** Grobjustierung mit den Fußschrauben (7) nach der Dosenlibelle (8), Feinjustierung zunächst in Richtung zweier Fußschrauben (O-W-Richtung) mittels Röhrenlibelle (9) durch gegenläufiges Drehen der Schrau-

ben, danach Oberteil um  $90^\circ$  (in N-S-Richtung) drehen und erneute Feinjustierung;

3.) Einstellung der Strich- und Bildscharfe: Fadenkreuz durch Drehen des Fernrohrokulars (10) scharf einstellen, dann Fernrohrbild eines beliebigen weit entfernten Objektes mittels (11) fokussieren (Bild und Fadenkreuz müssen gleichzeitig scharf und parallaxefrei erscheinen), abschließend Mikroskopbild der (beleuchteten) Ableseskalen durch Drehen des Mikroskopokulars (12) scharf einstellen;

4.) Anpeilung und Feineinstellung des Sterns: Klemmhebel (13, 14) zur Seiten- und Höhenverstellung lösen und Anpeilen des Sterns mit Hilfe der parallel zum Fernrohr (Gesichtsfelddurchmesser des Fernrohrs:  $1,3^\circ$ ) angebrachten Richtgläser (15), danach Hebel (13, 14) wieder klemmen, nun Stern durch Drehen des Seiten- (16) und Höhenfeintriebes (17) ins Zentrum des Fadenkreuzes bringen, für das Beobachten von Objekten in größeren Höhen (bis  $50^\circ$ ) können Steilsichtprismen (18 oben) verwendet werden, Objekte im Zenitbereich lassen sich nur mit Hilfe von abgewinkelten Zenitokularen betrachten;

c 5.) Ablesen der Vertikalkreisanzeige: mittels des Umschaltknopfes (19) die mit V gekennzeichnete Vertikalkreisskala wählen, vor der Ablesung der Kreisanzeige ist die Koinzidenz der Doppelstriche im Fenster (20) mit Hilfe des Mikrometertriebes (21) herbeizuführen, die Ablesung der Zenitdistanz erfolgt an den Skalen (22)-Gradzahlen, (23)-gerade Zehnerminuten, (24)-ungerade Zehnerminuten und (25)-Einerminuten und Sekunden;

Ablesebeispiel:  $5^\circ 07' 35''$ .

## 2.2 Versuchsanleitung

### 2.2.1 Geräte und Hilfsmittel

Theodolit, Funkuhr, Thermometer, Computer, Programme zur Transformation zwischen astronomischen Koordinatensystemen und zur genaueren Berechnung der Refraktion (ray tracing), drehbare Sternkarte, Himmelsatlas, Umgebungs-Sternkarten, Sternkalender mit scheinbaren Örtern oder Computerprogramm zur Berechnung dieser.

## 2.2.2 Aufgabenstellung

1. Wählen Sie aus dem im Anhang abgedruckten Katalog für den Beobachtungsabend geeignete Sterne aus, und messen Sie deren scheinbare Zenitdistanz  $z_{\text{schein}}$  zum Zeitpunkt  $t$  (mindestens 20 Zenitdistanzmessungen). Informieren Sie sich über die Lufttemperatur zum Zeitpunkt der Beobachtung.
2. Aus den im Katalog gegebenen äquatorialen Koordinaten für das Äquinoktium J2000.00 ist für jeden Stern die wahre Zenitdistanz  $z_{\text{wahr}}$  zum entsprechenden Beobachtungszeitpunkt zu berechnen. Darauf aufbauend ist für die beobachteten Sterne die Refraktion  $R_{\text{beob}} = z_{\text{wahr}} - z_{\text{schein}}$  zu bestimmen und über  $z_{\text{schein}}$  aufzutragen.
3. Vergleichen Sie Ihre Ergebnisse mit den theoretischen Refraktionskurven, die Sie aus zuvor durchgeführten Rechnungen für ein planparalleles und ein kugelsymmetrisches Atmosphärenmodell erhalten haben.

## 2.2.3 Hinweise

**Zu 1.:** Bei den gegebenen Katalogsternen handelt es sich um sehr genau vermessene Sterne (sogenannte Fundamentalsterne). Die zu vermessenden Sterne werden so ausgewählt, daß ihre Zenitdistanzen im Bereich von  $0^\circ$  bis  $90^\circ$  verteilt sind, wobei die Abstände in  $z$  mit wachsender Zenitdistanz kleiner werden sollten, um eine dichtere Folge von Meßwerten bei großen Zenitdistanzen zu gewährleisten. Für die Vermessung von mindestens 20 Sternen mit der gewünschten Verteilung in  $z$  sollte ein Zeitraum von mindestens 2 h veranschlagt werden. Für die Auswahl der in der Meßzeit günstig stehenden Sterne (Sternbilder) kann eine drehbare Sternkarte verwendet werden. Zur Identifizierung der auf der drehbaren Sternkarte nicht näher ausgewiesenen Sterne mit den im Katalog aufgeführten Objekten sollte entweder auf geeignete Sternatlanten (z. B. Himmelsatlas von MARX/PFAU [9]) oder Computerprogramme (z. B. PC COSMOS [10]) zurückgegriffen werden. Zum Aufsuchen der zu vermessenden Sterne am Himmel werden Umgebungskarten empfohlen, die aus Himmelsatlanten entnommen werden können.

Die Handhabung des Theodoliten ist in Abb. 2.3 dargestellt. Die Feinhorizontierung des Theodoliten mittels Röhrenlibelle hat besonders sorgfältig zu erfolgen: beim THEO 010 A entsprechen 2 mm Blasenweg einem  $\Delta z$  von  $20''$ . Die azimuthale Ausrichtung des Theodoliten kann grob mit Hilfe des Polarsterns erfolgen. Zur Zenitdistanzmessung wird der entsprechende Stern auf das

Fadenkreuz eingestellt und die genaue Zeit (MEZ, Funkuhr) gestoppt. Für eine genaue Höhenmessung sind besonders Sterne in Nord- und Südrichtung geeignet ( $\frac{dh}{dt} \approx 0$ ). Während man am Nord- und Südhimmel zur Gewinnung verschiedener Zenitdistanzen entsprechend viele entsprechende Sterne vermessen muß, reichen in Ost- und Westrichtung einige wenige, die (mit einem größeren Fehler) zu verschiedenen Zeiten bei verschiedenen Zenitdistanzen stehen. Insbesondere die Westrichtung ist dann geeignet, wenn es darum geht, sehr große (horizontnahe) Zenitdistanzen zu messen. Dazu kann ein heller Stern während seines Untergangs verfolgt und mehrmals vermessen werden (selbst hellere Sterne lassen sich im Horizontdunst meist nur noch durch das Fernrohr wahrnehmen und verfolgen).

Zur Abschätzung des Horizontierungsfehlers können die Zenitdistanzen von Sternen, die in zueinander entgegengesetzten Himmelsrichtungen stehen, verglichen werden.

Zur Bestimmung des Nullpunktfehlers der Höhenskala wird die Zenitdistanz eines Fixpunktes einmal mit dem Fernrohr in Normallage und einmal mit umgeschlagenem Fernrohr gemessen.

**Zu 2.:** Zur Bestimmung von  $z_{\text{wahr}}$  zum Beobachtungszeitpunkt, d. h. von der Zenitdistanz, wie sie bei Fehlen der Erdatmosphäre beobachtet werden könnte, müssen die im Katalog aufgeführten Koordinaten  $\alpha_{2000}$  und  $\delta_{2000}$  (Normalörter der Sterne) der vermessenen Sterne zunächst in ihre theoretisch ohne atmosphärische Refraktion beobachtbaren Koordinaten  $(\alpha_{t_{\text{beob}}}, \delta_{t_{\text{beob}}})$  zum Beobachtungszeitpunkt (scheinbare geozentrische Örter der Sterne) überführt werden. Die Definition der verschiedenen Gestirnsörter und die damit verbundene Behandlung der Problematik der scheinbaren Änderungen von Fixsternkoordinaten sind im Versuch „Aufsuchen und Klassifizieren von astronomischen Beobachtungsobjekten“ näher beschrieben. Die scheinbaren geozentrischen Örter können entweder einem entsprechenden Ephemeridenwerk (z. B. Apparent places of Fundamental Stars [3]) entnommen werden oder man nutzt zu ihrer Bestimmung ein geeignetes Computerprogramm (z. B. ICE [7]).

Danach kann  $z_{\text{wahr}}$  durch Koordinatentransformation (Koordinaten des rotierenden Äquatorsystems  $\rightarrow$  Horizontkoordinaten) aus  $(\alpha_{t_{\text{beob}}}, \delta_{t_{\text{beob}}})$  sowie den exakten Werten für die Beobachtungszeit und die geographische Breite des Beobachtungsortes (siehe Versuch „Aufsuchen und Klassifizieren von astronomischen Beobachtungsobjekten“) berechnet werden, was sich mittels eines kleinen Computerprogramms (z. B. KOORDTRA [8]) vereinfachen läßt.

**Zu 3.:** Für die Berechnung von  $R_{\text{theo}}$  nach dem kugelsymmetrischen Atmosphärenmodell können Sie das Rechnerprogramm REFRAKT [11] verwenden.

den. Wie sieht die Refraktionskurve auf anderen Planeten aus (die im Programm benötigten Werte können aus den Tabellen 2.1 und 2.2 entnommen bzw. mit deren Hilfe ermittelt werden)? Begründen Sie die Unterschiede zur Erdatmosphäre!

Parameter	Venus	Erde	Mars
$M_{\text{Planet}}/M_{\text{Erde}}$	0,1850	1	0,1074
Radius [km]	6052	6378	3397
Schwerebeschleunigung [ $\text{m/s}^2$ ]	8,72	9,81	3,72
Bodendruck [kPa]	9000	101,3	0,66
Mittlere Oberflächentemperatur [ $^{\circ}\text{C}$ ]	457	15	-55
Adiabatischer Temperaturgradient [K/km]	10,5	9,8	4,5
Atmosphärenbestandteile [Vol.-%]	CO <sub>2</sub> : 96 N <sub>2</sub> : 3,5		CO <sub>2</sub> : 95 N <sub>2</sub> : 2,7 Ar: 1,6 O <sub>2</sub> : 0,1

Tabelle 2.1: Charakteristische Parameter der Planeten Venus, Erde und Mars und ihrer Atmosphären.

## 2.2.4 Kontrollfragen

- Warum wird für die Höhenmessung die Südrichtung bevorzugt?
- Wie beeinflussen Druck und Temperatur den Refraktionswinkel?
- Unter welchen Bedingungen gilt die Formel  $R = 60,3'' \cdot \tan z_{\text{schein}}$ ?
- Wie wirkt sich die Refraktionskurve auf Zeit und Erscheinungsbild von Sonnenaufgang und Sonnenuntergang aus?
- Wie läßt sich die Erscheinung des grünen Aufblitzens (engl.: green flash) der Sonne kurz vor ihrem Auf- oder Untergang erklären?

Molekül	$n_{10}$ [0,5893 $\mu\text{m}$ ]	$A$ [ $\times 10^{-5}$ ]	$B$ [ $\times 10^{-3}$ ]	Molekulargewicht [g/mol]
„Luft“	1,0002918	28,71	5,67	28,970 (trocken)
H <sub>2</sub>	1,0001384	13,58	7,52	2,02
O <sub>2</sub>	1,000272	26,63	5,07	32,00
N <sub>2</sub>	1,000297	29,06	7,7	28,02
H <sub>2</sub> O	1,000254	516 (Radio)		18,02
CO <sub>2</sub>	1,0004498	43,9	6,4	44,01
CO	1,000334	32,7	8,1	28,01
NH <sub>3</sub>	1,000375	37,0	12,0	17,04
NO	1,000297	28,9	7,4	30,01
CH <sub>4</sub>	1,000441			16,05

Tabelle 2.2: Brechungsindex  $n_{10}$  (atmosphärische Normbedingungen) bei  $\lambda = 0,5893\mu\text{m}$  (D-Linien) sowie Molekulargewicht verschiedener molekularer Gase. Der Brechungsindex bei anderen Wellenlängen kann mit Hilfe der Größen  $A$  und  $B$  wie folgt ermittelt werden:  $n_{10} = 1 + A \cdot (1 + \frac{B}{\lambda^2})$ ,  $\lambda$  in  $\mu\text{m}$  (siehe [2] S. 87 und 115).



# Literaturverzeichnis

- [1] AHNERT, P.: Kleine praktische Astronomie, J. A. Barth, Leipzig, 1983
- [2] ALLEN, C. W.: Astrophysical quantities, Oxford University Press Inc, New York, 1964, 87, 114–120
- [3] Apparent places of fundamental stars *1994*, Astronomisches Rechen-Institut Heidelberg *1993* (da es sich um ein Jahrbuch handelt, sind die Jahreszahlen entsprechend zu aktualisieren)
- [4] BECKER, F.: Grundriß der sphärischen und praktischen Astronomie, Ferd. Dummlers Verlag, Berlin und Bonn, 1934, 52–57
- [5] Fifth Fundamental Catalogue (FK5), Part I. The basic fundamental stars, Veröffentlichungen Astronomisches Rechen-Institut Heidelberg 32 (1988)
- [6] Gebrauchsanleitung zum Sekunden-Theodolit THEO 010 A, Carl Zeiss Jena
- [7] ICE – Interactive Computer Ephemeris, Version 0.51, Nautical Almanac Office, Code FA, U. S. Naval Observatory, Washington, DC 20392
- [8] KOORDTRA – Koordinatentransformation, STECKLUM, B., Astrophysikalisches Institut und Universitäts-Sternwarte, Schillergäßchen 2, 07740 Jena, 1992
- [9] MARX, S., PFAU, W.: Sternatlas (2000.0), Johann Ambrosius Barth, Leipzig u. a., 1992
- [10] PC COSMOS 4.0, M&T Software Partner International GmbH, Haar, 1993
- [11] REFRAKT – Refraktion, REIMANN, H.-G., Astrophysikalisches Institut und Universitäts-Sternwarte, Schillergäßchen 2, 07740 Jena, 1993

- [12] SINNOTT, W.: Refraction by earth's atmosphere, *Sky & Telescope* 77 (1989), 311
- [13] TARASSOW, L. W., TARASSOWA, A. N.: Der gebrochene Lichtstrahl, *Kleine Naturwissenschaftliche Bibliothek*, Bd. 63, BSB B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig, 1988, 30-47
- [14] WERNER, H., SCHMEIDLER, F.: Synopsis der Nomenklatur der Fixsterne, *Wissenschaftliche Verlagsgesellschaft mbH Stuttgart*, 1986
- [15] ZIMMERMANN, H. (Hrsg.): *Astronomie für Lehrer*, Universitäts-Sternwarte Jena, 1990, Bd. 1, Abschnitte 1.3.4.1 und 1.4.3
- [16] ZIMMERMANN, H. (Hrsg.): *Astronomie für Lehrer*, Universitäts-Sternwarte Jena, 1988, Bd. 3, Abschnitt 1.5