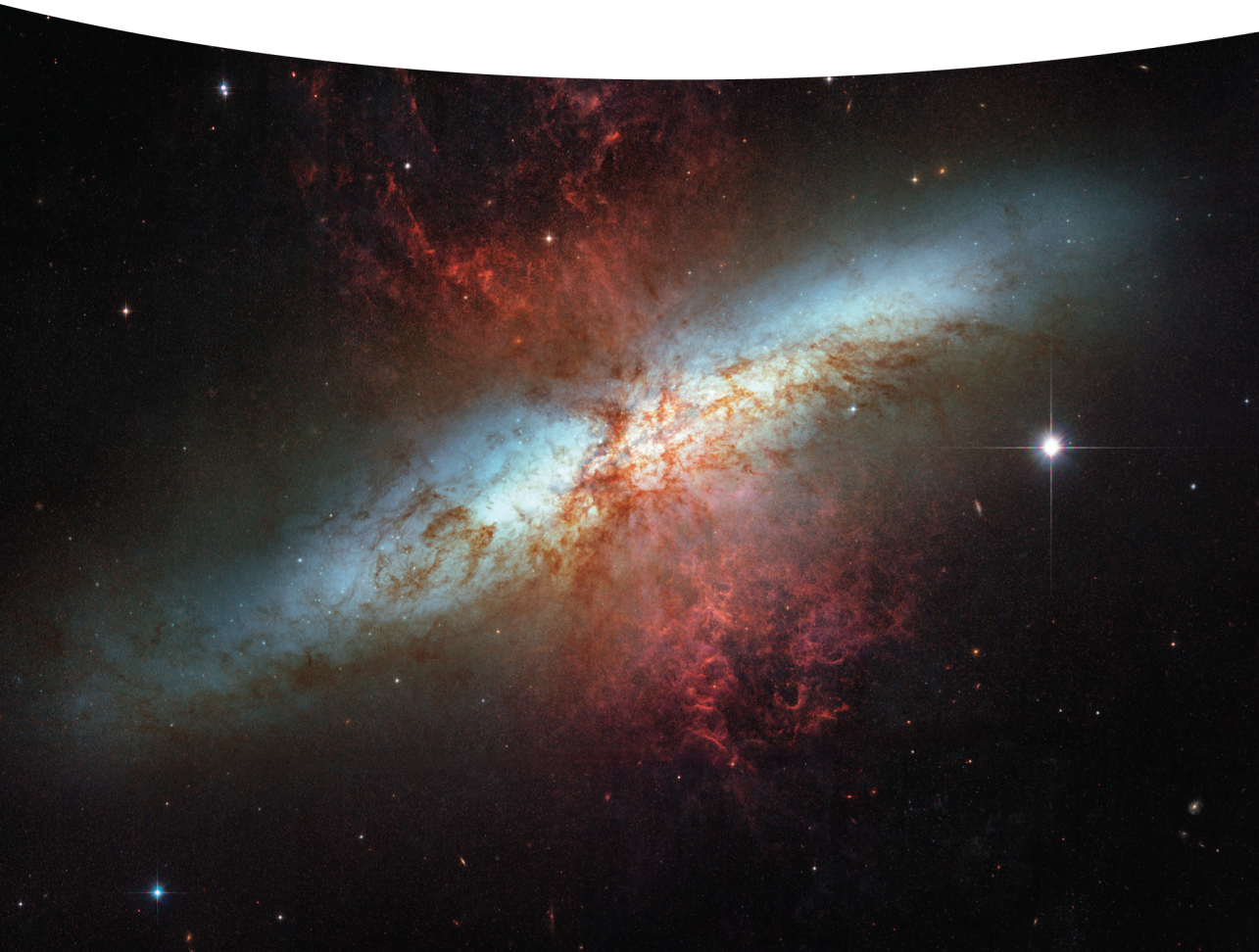


Alfred Weigert, Heinrich J. Wendker
und Lutz Wisotzki

Astronomie und Astrophysik

Ein Grundkurs

Sechste Auflage



Astronomie und Astrophysik

*Alfred Weigert,
Heinrich J. Wendker und
Lutz Wisotzki*

Astronomie und Astrophysik

Ein Grundkurs

Sechste Auflage

WILEY ■ **VCH**

Autoren

Prof. Dr. Alfred Weigert[†]

Prof. Dr. Heinrich J. Wendker[†]

Prof. Dr. Lutz Wisotzki

Leibniz-Institut für Astrophysik Potsdam (AIP)
An der Sternwarte 16
14482 Potsdam
Deutschland

Titelbild

Unter Verwendung eines Fotos von Starburst Galaxy M82 von NASA, ESA, and The Hubble Heritage Team (STScI/AURA): J. Gallagher (University of Wisconsin), M. Mountain (STScI) und P. Puxley (National Science Foundation).

6. Auflage 2024

Alle Bücher von WILEY-VCH werden sorgfältig erarbeitet. Dennoch übernehmen Autoren, Herausgeber und Verlag in keinem Fall, einschließlich des vorliegenden Werkes, für die Richtigkeit von Angaben, Hinweisen und Ratschlägen sowie für eventuelle Druckfehler irgendeine Haftung

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

©2024 Wiley-VCH GmbH, Boschstraße 12, 69469 Weinheim, Germany

Alle Rechte, insbesondere die der Übersetzung in andere Sprachen, vorbehalten. Kein Teil dieses Buches darf ohne schriftliche Genehmigung des Verlages in irgendeiner Form – durch Photokopie, Mikroverfilmung oder irgendein anderes Verfahren – reproduziert oder in eine von Maschinen, insbesondere von Datenverarbeitungsmaschinen, verwendbare Sprache übertragen oder übersetzt werden. Die Wiedergabe von Warenbezeichnungen, Handelsnamen oder sonstigen Kennzeichen in diesem Buch berechtigt nicht zu der Annahme, dass diese von jedermann frei benutzt werden dürfen. Vielmehr kann es sich auch dann um eingetragene Warenzeichen oder sonstige gesetzlich geschützte Kennzeichen handeln, wenn sie nicht eigens als solche markiert sind.

Print ISBN: 978-3-527-41402-4

ePDF ISBN: 978-3-527-83287-3

ePub ISBN: 978-3-527-83288-0

Umschlaggestaltung Wiley

Satz Newgen KnowledgeWorks (P) Ltd., Chennai, India

Druck und Bindung

Gedruckt auf säurefreiem Papier.

Inhaltsverzeichnis

Vorwort zur sechsten Auflage xv

1	Physikalische Grundlagen	1
1.1	Gravitation	1
1.1.1	Das Newtonsche Gravitationsgesetz	1
1.1.2	Zentralmassen- und Zweikörperproblem	2
1.1.3	Gravitationspotential	5
1.1.4	Drei- und Mehrkörpersysteme	7
1.1.5	Ausgedehnte Massenverteilungen	9
1.1.6	Gezeitenkräfte	11
1.2	Thermodynamik	12
1.2.1	Zustandsgrößen und Zustandsgleichung	12
1.2.2	Statistische Thermodynamik	14
1.2.3	Zustandsänderungen	16
1.3	Strahlung	18
1.3.1	Das elektromagnetische Spektrum	18
1.3.2	Strahlungsgrößen	19
1.3.3	Elementare Strahlungsprozesse: Emission und Absorption	20
1.3.4	Schwarzkörperstrahlung	21
1.3.5	Dopplereffekt	24
1.3.6	Absorption in Materie	24
1.3.7	Strahlungstransport	27
1.3.8	Verbreiterung von Spektrallinien	28
1.3.9	Anregungs- und Ionisationsstufen	29
1.3.10	Synchrotronstrahlung	30
1.3.11	Kosmische Strahlung	31
1.3.12	Gravitationswellen	31
2	Astronomische Instrumente und Beobachtungstechniken	33
2.1	Teleskope	33
2.1.1	Grundlagen	33
2.1.2	Beugung	35
2.1.3	Abbildungsfehler	36
2.1.4	Auflösungsvermögen	38

2.1.5	Astronomische Teleskope	39
2.1.6	Spezielle Teleskoptypen	41
2.2	Detektoren	42
2.2.1	Quantendetektoren	42
2.2.2	Integrale Detektoren	44
2.3	Auswirkungen der Erdatmosphäre	45
2.3.1	Atmosphärische Transmission	45
2.3.2	Streuung, Szintillation, „Seeing“	46
2.4	Beobachtungstechniken	47
2.4.1	Astrometrie	47
2.4.2	Photometrie	48
2.4.3	Die astronomische Magnitudenskala	50
2.4.4	Spektroskopie	51
2.4.5	Adaptive Optik	54
2.4.6	Interferometrie	55
2.4.7	Datenanalyse und Bildverarbeitung	58
2.5	Observatorien	59
2.5.1	Bodengebundene Sternwarten	59
2.5.2	Radio-Observatorien	60
2.5.3	Observatorien für Gammastrahlen, kosmische Teilchen, Gravitationswellen	61
2.5.4	Weltraumteleskope	62
2.6	Übungsaufgaben zu Kapitel 2	63
3	Das Sonnensystem	65
3.1	Mitglieder und Dimensionen	65
3.2	Bahnbewegungen im Sonnensystem	66
3.2.1	Keplersche Gesetze	66
3.2.2	Eigenschaften der Planetenbahnen	68
3.2.3	Umlaufzeiten und Aspekte	69
3.2.4	Entdeckung des Neptun	70
3.2.5	Periheldrehung des Merkur	71
3.3	Physik der Planeten	71
3.3.1	Energiebilanz und Oberflächentemperaturen	72
3.3.2	Atmosphären	75
3.3.3	Stabilität einer Atmosphäre	77
3.3.4	Innere Struktur von Planeten	77
3.3.5	Auswirkung von Rotation	80
3.3.6	Oberflächenformen terrestrischer Planeten	81
3.4	Planetenmonde	83
3.4.1	Stabilität im Gezeitenfeld	83
3.4.2	Eigenschaften von Monden im Sonnensystem	85
3.4.3	Planetenringe	86
3.5	Kleine Körper im Sonnensystem	86
3.5.1	Zwergplaneten	87
3.5.2	Asteroiden	88
3.5.3	Zentauren und Trans-Neptun-Objekte	89
3.5.4	Kometen	90
3.6	Zur Entstehung des Sonnensystems	92
3.7	Übungsaufgaben zu Kapitel 3	93

4	Erde und Mond	95
4.1	Bahnbewegung und Rotation	95
4.1.1	Die Erdbahn und die Jahreszeiten	95
4.1.2	Die Mondbahn um die Erde	95
4.1.3	Mondbewegung um die Sonne	97
4.1.4	Rotation des Mondes	98
4.2	Wechselwirkungen von Mond und Erde	99
4.2.1	Gezeiten auf der Erde	99
4.2.2	Gezeitenreibung	99
4.2.3	Sonnen- und Mondfinsternisse	100
4.3	Koordinaten und Zeit	102
4.3.1	Koordinatensysteme	102
4.3.2	Präzession und Nutation	105
4.3.3	Zeitmessung	106
4.3.4	Sternbilder und Bezeichnungen von Sternen	108
4.3.5	Die Messung von Sternpositionen	109
4.3.6	Refraktion	110
4.4	Parallaxen	111
4.5	Raumfahrt	113
4.5.1	Künstliche Erdsatelliten	113
4.5.2	Interplanetare Raumfahrt	114
4.5.3	Antrieb von Raumschiffen	115
4.6	Übungsaufgaben zu Kapitel 4	117
5	Die Sonne	119
5.1	Gesamtbild und Phänomene	119
5.1.1	Globale Eigenschaften	119
5.1.2	Schematischer Aufbau	120
5.1.3	Die Außenschichten der Sonne	121
5.2	Die solare Photosphäre	124
5.2.1	Modell der Sonnenatmosphäre	124
5.2.2	Das photosphärische Spektrum der Sonne	127
5.2.3	Erklärung der Mitte-Rand-Variation	130
5.3	Sonnenaktivität und das solare Magnetfeld	131
5.3.1	Sonnenflecken	132
5.3.2	Der solare Magnetismus	134
5.3.3	Eruptionen und die Heizung der Korona	136
5.4	Das Innere der Sonne	137
5.4.1	Gleichgewicht und Stabilität	137
5.4.2	Helioseismologie	138
5.4.3	Energiereservoir und Zeitskalen	139
5.4.4	Nukleare Energieerzeugung in der Sonne	140
5.4.5	Solare Neutrinos	142
5.5	Übungsaufgaben zu Kapitel 5	142
6	Sterne	145
6.1	Globale Größen	145
6.1.1	Strahlungsleistung und Effektivtemperatur	145
6.1.2	Sternradien	146

6.1.3	Sternmassen	147
6.2	Sternspektren	149
6.2.1	Spektralklassifikation	149
6.2.2	Quantitative Spektroskopie von Sternen	153
6.2.3	Die Zusammensetzung von Sternatmosphären	156
6.3	Das Hertzsprung-Russell-Diagramm	159
6.3.1	Temperatur-Leuchtkraft-Beziehung	159
6.3.2	Das klassische Hertzsprung-Russell-Diagramm	159
6.3.3	Farben-Helligkeits-Diagramme	161
6.3.4	Skalierungsrelationen für Hauptreihensterne	163
6.3.5	Veränderliche Sterne	165
6.4	Innerer Aufbau von Sternen	167
6.4.1	Kernfusion in Hauptreihensternen	167
6.4.2	Grundgleichungen des Sternaufbaus	168
6.4.3	Zustandsgleichung im Sterninneren	169
6.4.4	Energietransport	170
6.4.5	Modelle für Hauptreihensterne	172
6.4.6	Skalierungsrelationen und das HRD	173
6.4.7	Das obere und das untere Ende der Hauptreihe	176
6.5	Übungsaufgaben zu Kapitel 6	177
7	Entstehung und Entwicklung von Sternen	179
7.1	Sternentstehung	179
7.1.1	Voraussetzungen	179
7.1.2	Gravitativer Kollaps	181
7.1.3	Protosterne und Akkretionsscheiben	182
7.1.4	Entwicklung bis zur Hauptreihe	183
7.2	Vom Hauptreihenstern zum Roten Riesen	185
7.2.1	Sternentwicklung auf der Hauptreihe	185
7.2.2	Entwicklungswege im Hertzsprung-Russell-Diagramm	186
7.2.3	Rote Riesen	188
7.2.4	Heliumbrennen und Horizontalast	190
7.2.5	Der asymptotische Riesenast	192
7.2.6	Spätphasen massereicher Sterne	193
7.2.7	Farben-Helligkeits-Diagramme und Isochronen	194
7.2.8	Pulsationsveränderliche	196
7.3	Endstadien der Sternentwicklung	198
7.3.1	Übersicht	198
7.3.2	Weißer Zwerge	200
7.3.3	Kernkollaps-Supernovae	202
7.3.4	Neutronensterne und Pulsare	204
7.3.5	Stellare Schwarze Löcher	206
7.4	Enge Doppelsternsysteme	208
7.4.1	Äquipotentialflächen	208
7.4.2	Zur Entwicklung enger Doppelsternsysteme	209
7.4.3	Massentransfer und Akkretionsscheiben	210
7.4.4	Verschmelzende kompakte Objekte	213
7.5	Übungsaufgaben zu Kapitel 7	214

8	Extrasolare Planetensysteme	217
8.1	Nachweis von Exoplaneten	217
8.1.1	Problemstellung	217
8.1.2	Direkte Abbildung von Planeten	218
8.1.3	Astrometrische Suche	219
8.1.4	Radialgeschwindigkeits-Variationen	220
8.1.5	Sternbedeckungen	223
8.1.6	Andere Verfahren	225
8.2	Eigenschaften von Exoplaneten	225
8.2.1	Bahnen und Massen	226
8.2.2	Radien und Dichten	227
8.2.3	Temperaturen, Oberflächen, Atmosphären	228
8.2.4	Eigenschaften der Zentralsterne	229
8.3	Entstehung von Planetensystemen	230
8.3.1	Protoplanetare Scheiben	230
8.3.2	Planetesimale	232
8.3.3	Planetenbildung	233
8.3.4	Zeitliche Entwicklung von Planetensystemen	234
8.4	Leben im Weltall?	235
8.4.1	Entwicklung von Leben auf der Erde	235
8.4.2	Habitable Zonen in Planetensystemen	236
8.4.3	Suche nach extraterrestrischem Leben	238
8.4.4	Zur Anzahl extrasolarer Zivilisationen: Die Drake-Formel	239
8.5	Übungsaufgaben zu Kapitel 8	240
9	Interstellare Materie	243
9.1	Erscheinungsformen	243
9.1.1	Leuchtende Gasnebel	243
9.1.2	Staub- und Molekülwolken	245
9.1.3	Das allgemein verteilte interstellare Medium	245
9.2	Physikalische Besonderheiten des ISM	246
9.2.1	Thermodynamisches Ungleichgewicht	246
9.2.2	Druckgleichgewicht und Phasen des ISM	247
9.2.3	Interstellare Kühlprozesse	250
9.3	Interstellare Absorptionslinien	251
9.3.1	Säulendichten und Linienstärken	251
9.3.2	Multiphasenstruktur und Elementhäufigkeiten im ISM	254
9.4	Ionisierte interstellare Materie	255
9.4.1	H II-Regionen	256
9.4.2	Emissionslinienspektren von ionisierten Gasnebeln	258
9.5	Heißes interstellares Gas	260
9.5.1	Nachweis	260
9.5.2	Interstellare Blasen und Superblasen	261
9.6	Das kühle und das kalte ISM	264
9.6.1	Neutraler Wasserstoff	264
9.6.2	Molekülwolken	266
9.7	Interstellarer Staub	268
9.7.1	Extinktion durch Staub	268
9.7.2	Thermische Strahlung des Staubs	270

- 9.7.3 Herkunft und Zusammensetzung des Staubes 270
- 9.8 Zum Ursprung der interstellaren Materie 271
- 9.9 Übungsaufgaben zu Kapitel 9 272

10 Das Milchstraßensystem 273

- 10.1 Globalansicht der Milchstraße 273
 - 10.1.1 Grundstruktur 273
 - 10.1.2 Galaktische Koordinaten und Geschwindigkeiten 275
- 10.2 Entfernungsbestimmung 276
 - 10.2.1 Trigonometrische Parallaxen 276
 - 10.2.2 Dynamische Parallaxen 277
 - 10.2.3 Entfernung von Sternhaufen 277
 - 10.2.4 Standardkerzen 278
- 10.3 Stellarstatistik 279
 - 10.3.1 Sterne der Sonnenumgebung 279
 - 10.3.2 Leuchtkraft- und Massen-Verteilungsfunktion 280
 - 10.3.3 Die Anfangs-Massenfunktion der Sterne 283
- 10.4 Sternhaufen 284
 - 10.4.1 Charakterisierung von Sternhaufen 285
 - 10.4.2 Gravitative Wechselwirkung zwischen Sternen 286
 - 10.4.3 Zusammenhalt von Sternhaufen 289
- 10.5 Die galaktische Scheibe 291
 - 10.5.1 Grundstruktur 291
 - 10.5.2 Kreisbahnen in der galaktischen Scheibe 293
 - 10.5.3 Differentielle Bahnbewegung in der Sonnenumgebung 293
 - 10.5.4 Die Rotationskurve der Milchstraße 297
 - 10.5.5 Abweichungen von der Kreisbahnnäherung 298
- 10.6 Weitere Komponenten des Milchstraßensystems 301
 - 10.6.1 Die zentrale Aufwölbung (Bulge) 301
 - 10.6.2 Hat die Milchstraße einen Balken? 303
 - 10.6.3 Der galaktische stellare Halo 303
 - 10.6.4 Das galaktische Zentrum 304
- 10.7 Sternpopulationen 306
- 10.8 Übungsaufgaben zu Kapitel 10 307

11 Galaxien 309

- 11.1 Extragalaktische Entfernungsbestimmung 309
 - 11.1.1 Standardkerzen und die extragalaktische Entfernungsleiter 309
 - 11.1.2 Die Hubble-Beziehung 311
- 11.2 Formen, Größenverhältnisse, Strukturen 313
 - 11.2.1 Morphologische Klassifikation 313
 - 11.2.2 Strukturen und Symmetrien 316
 - 11.2.3 Flächenhelligkeiten 318
 - 11.2.4 Leuchtkräfte und Lineardimensionen 320
- 11.3 Sternpopulationen 322
 - 11.3.1 Massen und Sternentstehungsraten 323
 - 11.3.2 Galaxienspektren 325
 - 11.3.3 Eine „Hauptreihe“ der Galaxien 325
 - 11.3.4 Interstellare Materie in Galaxien 327

11.4	Galaxiendynamik	328
11.4.1	Kinematik von Galaxien	328
11.4.2	Rotationskurven und Massenverteilung	330
11.4.3	Bahnen in galaktischen Potentialen	333
11.4.4	Spiralarme und Balken	335
11.4.5	Skalierungsrelationen	337
11.5	Schwarze Löcher und Aktive Galaxienkerne	338
11.5.1	Massereiche Schwarze Löcher in Galaxienzentren	339
11.5.2	Aktive Galaxienkerne: Typologie	341
11.5.3	Struktur von aktiven Galaxienkernen	343
11.5.4	Energieerzeugung durch Akkretion	344
11.6	Übungsaufgaben zu Kapitel 11	347
12	Die Verteilung der Materie im Universum	349
12.1	Die Lokale Gruppe	349
12.1.1	Satelliten der Milchstraße	349
12.1.2	Die Andromeda-Galaxie und ihre Begleiter	351
12.1.3	Die Lokale Gruppe als System	351
12.1.4	Das „Lokale Volumen“	352
12.2	Die räumliche Verteilung von Galaxien	353
12.2.1	Galaxienkataloge	353
12.2.2	Gruppen, Haufen und Superhaufen	354
12.2.3	Die großräumige Struktur der Galaxienverteilung	355
12.2.4	Leuchtkraftfunktion und Massenfunktion von Galaxien	357
12.3	Galaxienhaufen	359
12.3.1	Charakterisierung von Haufen	359
12.3.2	Dynamik von Galaxienhaufen	361
12.3.3	Massenbestimmung	362
12.4	Materie außerhalb von Galaxien	364
12.4.1	Das intergalaktische Medium	364
12.4.2	Das zirkumgalaktische Medium	365
12.4.3	Gas in Gruppen und Haufen	367
12.5	Gravitationslinsen	368
12.6	Erscheinungsformen der Materie	371
12.6.1	Inventur der kosmischen Materiekomponenten	371
12.6.2	Was ist Dunkle Materie?	373
12.6.3	Dunkle Materie und Galaxien	375
12.7	Übungsaufgaben zu Kapitel 12	377
13	Kosmologie	379
13.1	Das empirische Fundament der Kosmologie	379
13.1.1	Die Expansion des Universums	379
13.1.2	Die kosmische Hintergrundstrahlung	380
13.1.3	Olbers' Paradoxon	382
13.1.4	Das kosmologische Prinzip	383
13.2	Weltmodelle	383
13.2.1	Vorbetrachtung im Rahmen der klassischen Mechanik	384
13.2.2	Raumkrümmung	385
13.2.3	Grundgleichungen der Kosmologie	387

13.2.4	Spezielle Lösungen der Friedmann-Gleichung	389
13.2.5	Rotverschiebung und Distanzen	391
13.2.6	Rotverschiebung und kosmische Zeit	393
13.3	Bestimmung der kosmologischen Parameter	394
13.3.1	Expansionsrate	394
13.3.2	Materie- und Energiedichte	395
13.3.3	Dunkle Energie	396
13.3.4	Das Alter des Universums	399
13.4	Der Urknall und das frühe Universum	399
13.4.1	Bausteine des Kosmos	400
13.4.2	Zeitabhängigkeit der kosmologischen Parameter	400
13.4.3	Die Temperatur des Universums	401
13.4.4	Der Hochenergiekosmos; Inflation	402
13.4.5	Entstehung der leichten Elemente	405
13.4.6	Die Entkopplung von Strahlung und Materie	406
13.5	Übungsaufgaben zu Kapitel 13	407

14 Entstehung und Entwicklung von Galaxien 409

14.1	Strukturbildung im Universum	409
14.1.1	Kosmische Dichtefluktuationen	409
14.1.2	Wachstum von Dichtekontrasten	411
14.1.3	Kollaps zu Halos und Galaxien	412
14.1.4	Ausbildung der großräumigen Struktur	414
14.2	Populationsstatistik für kosmische Epochen	416
14.2.1	Galaxien im jungen Universum	416
14.2.2	Stellare Massendichte	419
14.2.3	Die kosmische Sternentstehungsrate	419
14.2.4	Kernaktivität und das Wachstum Schwarzer Löcher	422
14.3	Entwicklungsprozesse in Galaxien	424
14.3.1	Einfache Modelle der Galaxienentwicklung	424
14.3.2	Materiekreislauf und chemische Häufigkeiten	425
14.3.3	Strukturelle Entwicklung	429
14.3.4	Wechselwirkungen und Galaxienverschmelzung	431
14.3.5	Rückkopplungseffekte	435
14.4	Galaxienentstehung im kosmologischen Kontext	437
14.4.1	Hierarchisches Wachstum	437
14.4.2	Was bestimmt die Struktur einer Galaxie?	439
14.4.3	Selbstregulierung	441
14.4.4	Die ersten Sterne	443
14.4.5	Die Zukunft der Galaxien	445
14.5	Übungsaufgaben	446

Anhang 449

A	Lösungen der Übungsaufgaben	449
B	Weiterführende Literatur	452
B.1	Periodika	452
B.1.1	Allgemeinverständliche Zeitschriften:	452
B.1.2	Fachzeitschriften (in englischer Sprache, Open Access, nur Online):	452
B.1.3	Jahrbücher:	452

B.2	Nachschlagewerke	452
B.3	Lehrbücher	453
C	Astronomische Seiten im Internet	454
D	Quellennachweis für Abbildungen und Tabellen	455
E	Physikalische Konstanten und Einheiten	458
E.1	Konstanten:	458
E.2	Einheiten:	458
F	Astronomische Daten	459
F.1	Sonne:	459
F.2	Erde:	459
F.3	Jupiter:	459
F.4	Entfernungen und Entfernungsmaße:	459
F.5	Parameter von Hauptreihensternen (gerundet):	459
	Index	460

Vorwort zur sechsten Auflage

Die astrophysikalische Forschung macht derzeit atemberaubende Erkenntnisfortschritte, ermöglicht vor allem durch neue Beobachtungs- und Computertechnologien. Aber neue Erkenntnisse wachsen auf der Grundlage von etabliertem Wissen. Zwar sind naturwissenschaftliche Aussagen grundsätzlich vorläufig, und immer wieder haben sich scheinbar gesicherte Auffassungen dann doch als revisionsbedürftig erwiesen; das gilt unbedingt auch und vielleicht sogar in besonders hohem Maße für die Astronomie und Astrophysik. Gerade deshalb aber erscheint es uns an der Zeit, eine neue, durchgehend überarbeitete und aktualisierte Version dieses einführenden Lehrbuchs vorzulegen.

Dabei blickt dieses Werk auf eine lange Vorgeschichte zurück; die erste Auflage erschien bereits vor über vierzig Jahren. Alfred Weigert und Heinrich J. Wendker entwarfen den „Grundkurs“ damals als ein Lehrbuch, das breites astrophysikalisches Grundwissen auf Universitätsniveau vermitteln und dabei vor allem Wert auf ausführliche und anschauliche Erklärungen legen sollte. Explizit gehörte zum Konzept, dass zumindest Teile des Buches auch für den Unterricht in der Oberstufe an weiterführenden Schulen verwendet werden können. Diese Grundausrichtung habe ich nach meinem Einstieg als Koautor und dann nach dem Ableben der beiden Gründungsautoren als alleiniger Autor beibehalten.

Klar war daher: Auch bei einer tief gehenden Neubearbeitung dieses Buchs konnte das Ziel nicht sein, möglichst aktuell den Stand der Forschung wiederzugeben. Hierzu gibt es geeignetere und erheblich schneller reagierende Medien, insbesondere eine Vielzahl von Internetressourcen. Andererseits durfte ich bahnbrechende Entdeckungen und Weiterentwicklungen natürlich nicht ignorieren. Auch gab es noch in der vorherigen Auflage etliche Stellen, die mittlerweile recht deutlich vom Zahn der Zeit angenagt waren. Die Entscheidung, an welchen Punkten Handlungsbedarf für eine Erweiterung oder Überarbeitung bestand und an welchen nicht, war nicht immer leicht. Und obwohl ich mir dabei vielfach kollegialen Rat gesucht habe, spiegelt die überarbeitete Version selbstverständlich auch persönliche Präferenzen wieder.

Eine weitere Randbedingung bestand im Umfang des Buchs. Zwar steigt der Gesamtumfang des Wissens beständig an, aber gedruckte Bücher können nicht ins Uferlose wachsen. Auch sind die menschlichen Aufnahmekapazitäten beim Absolvieren eines Grundkurses begrenzt. Erweiterungen im Text mussten daher begleitet werden von Kürzungen an anderen Stellen. Meine Priorität bestand dabei darin, die physikalischen Zusammenhänge zu erläutern; dem gegenüber habe ich Abstriche gemacht bei der Darstellung von reinem Faktenwissen sowie im Detailgrad bei der Beschreibung und Taxonomie von Phänomenen. Auf den Abdruck von Farbtafeln wurde aus Kostengründen verzichtet. Auch

hier gilt wieder, dass für alle solche Zwecke geeignetere Nachschlagewerke und Plattformen existieren.

Herausgekommen ist eine umfassende Neugestaltung, die weit über die ursprünglich geplante Aktualisierung einzelner Abschnitte hinausgeht. Auch didaktische Aspekte spielten dabei eine wichtige Rolle. Schon das Kapitelraaster weist etliche Neuerungen auf: Am Anfang des Buchs steht nun ein stark komprimierter (und notwendigerweise sehr selektiver) Abriss von physikalischen Grundlagen. Ein neues Kapitel „Erde und Mond“ fasst Aspekte zusammen, die zuvor über verschiedene Stellen des Buchs verteilt waren. Die Sternphysik wurde auf drei Kapitel verdichtet, einschließlich einer neu eingefügten eröffnenden Behandlung des Themas anhand unserer Sonne. Gänzlich neu ist Kapitel 14 „Entstehung und Entwicklung von Galaxien“, womit einer der bedeutendsten Forschungsschwerpunkte der modernen Astrophysik endlich zumindest ansatzweise in diesem Buch Erwähnung findet.

Aber auch in den beibehaltenen Kapiteln gab es teilweise sehr grundlegende Textrevisionen bis hin zur kompletten inhaltlichen Neukonzipierung. Damit einhergehend habe ich einen Großteil der Abbildungen überarbeitet und, wo angemessen, auf eine modernere Datengrundlage gestellt. Etliche neue Abbildungen wurden eingefügt, manche alte Graphik mit aus meiner Sicht begrenztem Informationsgehalt dagegen entfernt. Ich bin dabei dem bisherigen Prinzip des Buchs treu geblieben, grundsätzlich keine Originaldiagramme aus Fachpublikationen zu übernehmen, sondern alle Graphiken selbst zu erstellen, die ich dann den Bedürfnissen des Kontexts entsprechend didaktisch aufbereiten konnte. Auf die Darstellung von Fehlerbalken habe ich aus Gründen der Übersichtlichkeit durchgehend verzichtet.

Jedes Kapitel endet mit einigen Übungsaufgaben zur Selbstkontrolle und zur Vertiefung des Verständnisses, von denen etliche für diese Neuauflage erstmals aufgenommen wurden. Kurze Lösungshinweise finden sich im Anhang.

Ich danke allen Leserinnen und Lesern, die mich mit Hinweisen zu Fehlern und Defiziten der 5. Auflage zu dieser Überarbeitung motiviert haben. Eine Vielzahl von Kolleginnen und Kollegen haben mir wissenschaftlichen Rat, Anregungen und auch konkrete Unterstützung zukommen lassen; besonders hervorheben möchte ich Yohana Herrero Alonso, Davor Krajnović, Katja Poppenhäger, Ewald Puchwein, Tanya Urrutia und Jakob Walcher. Studierende des „Grundkurs Astrophysik“ an der Universität Potsdam erprobten die Praxistauglichkeit einer Vorversion des Manuskripts und gaben mir wertvolle Rückmeldungen (speziellen Dank hier an Andreas Wicke). Dem Verlag danke ich für seine Geduld bei der langsamen Genese dieser Neufassung. Und meiner Partnerin Almuth Jörns danke ich für die gemeinsame Zeit.

Potsdam, im Juni 2023

Lutz Wisotzki

Zur Notation:

Wie schon in vorigen Auflagen werden Dezimalbrüche durch einen Punkt (entsprechend der angelsächsischen Konvention) dargestellt. Das Symbol „ $\approx$ “ drückt eine bewusst erfolgte Approximation aus, während „ $\simeq$ “ eine numerische Ungefähr-Gleichheit bedeutet und „ $\sim$ “ eine lediglich größenordnungsmäßige Übereinstimmung. „ $\propto$ “ steht für eine Proportionalität.

1

Physikalische Grundlagen

In diesem ersten Kapitel behandeln wir ausgewählte Themen aus der Physik, die für die Astrophysik von besonderer Bedeutung sind. Abweichend von den Folgekapiteln wird hier eine eher knappe Darstellung gewählt und die Tatsache ausgenutzt, dass ausführlichere Einführungen in diese Themen anderswo vielfach verfügbar sind. Wir setzen hier also eine gewisse grundsätzliche Vertrautheit mit dem Stoff voraus; die Behandlung in diesem Buch dient vor allem der Rekapitulation und der Fokussierung auf astrophysikalisch relevante Aspekte. Für die Lehre ist es daher auch nicht unbedingt ratsam, dieses Kapitel als eigenständiges Kurselement einzusetzen. Aus diesem Grund verzichten wir hier auch auf eigene Übungsaufgaben. Das Kapitel ist eher eine Art Sammlung, auf die an anderen Stellen bei Bedarf zurückgegriffen wird; das schließt auch einige Übungsaufgaben ein.

1.1 Gravitation

1.1.1 Das Newtonsche Gravitationsgesetz

Die Gravitationskraft ist eine der vier Grundkräfte der Natur. Sie wird ausgedrückt durch das *Newtonsche Gravitationsgesetz* für die Anziehungskraft F_G zwischen zwei Punktmassen m_1 und m_2 im Abstand r voneinander. Beträgsmäßig ist

$$F_G = G \frac{m_1 \cdot m_2}{r^2}, \quad (1.1)$$

mit G als der universellen Gravitationskonstante. Die Gravitationskraft zeigt immer in Richtung des Massenpunkts, der die Kraft ausübt. Da die Kraftwirkung zweier Massen aufeinander symmetrisch ist (3. Newtonsches Axiom: „*actio = reactio*“), wird m_1 ebenso durch m_2 angezogen wie umgekehrt m_2 durch m_1 . Der Betrag von F_G fällt mit $\propto r^{-2}$ ab, die Kraft reicht formal „bis ins Unendliche“. Die Gravitationswirkung eines Körpers oder Massenelements auf einen anderen lässt sich daher nicht abschirmen; allerdings kann seine Wirkung gegenüber dem Einfluss größerer oder näher gelegener Massen vernachlässigbar klein werden.

Daher gilt die obige Form des Gravitationsgesetzes nur in der Idealisierung zweier perfekt isolierter Punktmassen. Für Systeme mit mehr als zwei Massenpunkten bzw. für ausgedehnte Körper lässt sich aber die Gesamt-Massenverteilung zerlegen in n

einzelne Punktmassen m_i , deren Kräfte sich vektoriell addieren zu einer netto wirkenden Gravitationskraft. Die Kraft auf die Masse m_i am Ort $\mathbf{r}_i$ ist dann

$$\mathbf{F}_{G,i} = \sum_{j \neq i}^n G m_i m_j \frac{\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|^3}, \quad i, j = 1, \dots, n. \quad (1.2)$$

Die rechnerische Behandlung solcher n -Körper-Systeme ist konzeptionell einfach, kann in der Praxis aber sehr aufwendig werden, insbesondere wenn n groß ist oder wenn sehr lange Zeiträume betrachtet werden sollen. Obwohl es im realen Universum natürlich keine echten Massenpunkte gibt, lassen sich glücklicherweise in vielen Fällen die Himmelskörper in sehr guter Näherung als Quasi-Punktmassen auffassen. Die Grundlage dafür bildet das Newtonsche Schalentheorem, demzufolge die Gravitationswirkung eines sphärisch symmetrischen Körpers der Gesamtmasse M außerhalb des Körpers gleich ist der Wirkung einer im Mittelpunkt des Körpers gedachten gleich großen Punktmasse.¹ Darüber hinaus kann bei hinreichend großer Entfernung jeder Körper angenähert als Punktmasse betrachtet werden, unabhängig von dessen genauer Gestalt und Massenverteilung.

Das Gravitationsgesetz lässt sich als Differentialgleichung für die Bewegung der beteiligten Körper auffassen, indem man nach dem zweiten Newtonschen Axiom die Kraft durch das Produkt aus Masse und Beschleunigung ersetzt. Die vektoriellen Bewegungsgleichungen für ein System aus zwei Punktmassen lauten

$$\ddot{\mathbf{r}}_1 = G m_2 \frac{\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|^3} \quad \text{und} \quad \ddot{\mathbf{r}}_2 = -\frac{m_1}{m_2} \ddot{\mathbf{r}}_1. \quad (1.3)$$

Die Lösung der Bewegungsgleichung eines Körpers ergibt dessen Bahnkurve $\mathbf{r}(t)$ im Gravitationsfeld. Je nach den Beträgen und der Anordnung der beteiligten Massen können solche Bahnkurven sehr unterschiedlich ausfallen.

Einsteins Allgemeine Relativitätstheorie besagt, dass die Newtonsche Formulierung des Gravitationsgesetzes, die alle Beschreibungen auf einen dreidimensionalen euklidischen Raum bezieht, streng genommen nur im Grenzfall kleiner Geschwindigkeiten und schwacher Gravitationsfelder gültig ist. Allerdings sind die Abweichungen häufig so gering, dass das Newtonsche Kraftgesetz in sehr guter Näherung als Grundlage für die Berechnung der Bewegung der meisten Himmelskörpern dienen kann.

1.1.2 Zentralmassen- und Zweikörperproblem

Sehr oft lässt sich das Problem der Bahnbewegung von Körpern im Gravitationsfeld näherungsweise reduzieren auf den einfachen Fall einer dominierenden Zentralmasse M , die von einer sehr viel kleineren Masse $m \ll M$ umlaufen wird, wobei dann die Gravitationswirkung von m auf M vernachlässigt wird. Das ist etwa bei der Bewegung der Planeten um die Sonne oder beim Umlauf künstlicher Satelliten um die Erde gegeben – wobei natürlich die vernachlässigten Effekte nicht völlig verschwinden und bei hinreichend genauen Messungen auch beobachtbar werden.

Es lässt sich leicht zeigen, z.B. durch die Forderung nach Gleichgewicht zwischen Gravitations- und Zentrifugalkraft, dass eine kreisförmige Bahnkurve um das Zentrum eine

¹ Der zweite Teil dieses Theorems besagt zusätzlich, dass die Netto-Gravitationswirkung im Inneren einer sphärisch symmetrischen Kugelschale an allen Punkten verschwindet. Dieser Sachverhalt ist von großer Bedeutung für diverse astrophysikalische Problemstellungen.

gültige Lösung der Bewegungsgleichung (1.3) für diesen Fall darstellt. Die *Kreisbahngeschwindigkeit* v_K im Abstand r von der Zentralmasse ergibt sich zu

$$v_K = \sqrt{\frac{GM}{r}}. \quad (1.4)$$

Die Bedeutung dieser einfachen Beziehung kann man eigentlich kaum hoch genug einstufen, und zwar für die gesamte Astrophysik. Insbesondere zeigt sie, wie die Masse $M = rv_K^2/G$ eines Objekts durch Messung von Bahnradius und Bahngeschwindigkeit eines das Objekt umlaufenden Körpers bestimmt werden kann. Das ist für sehr viele astrophysikalische Situationen relevant, da die jeweilige Masse die grundlegende physikalische Größe darstellt. Oft lässt sich Gl. (1.4) näherungsweise verwenden, auch wenn gar keine Kreisbahnbewegung vorliegt, sondern die Messgrößen v und r nur ungefähre Mittelwerte darstellen. Dann liefert rv_K^2/G immerhin noch einen Schätzwert der Masse, der zumindest die korrekte Größenordnung angibt.

Manchmal wird statt der Bahngeschwindigkeit v die Winkelgeschwindigkeit ω angegeben, bei periodischen Bewegungen auch *Kreisfrequenz* genannt. Für eine Kreisbahn im Gravitationsfeld einer Zentralmasse ist

$$\omega_K = \frac{2\pi}{U} = \frac{v_K}{r} = \sqrt{\frac{GM}{r^3}} \quad (1.5)$$

mit U als der Umlaufzeit des Körpers.

Die Kreisbahn stellt eine spezielle Lösung des Zentralmassenproblems dar. Allgemeiner lässt sich zeigen, dass sich die möglichen Bahnkurven um eine Zentralmasse alle als Kegelschnitte ausdrücken lassen, d.h. als Ellipsen, Parabeln oder Hyperbeln. Dabei beschreiben die Ellipsenbahnen *gravitativ gebundene* Systeme mit streng periodischen Bahnen um das Zentralobjekt, wogegen Hyperbel- und Parabelbahnen die Bewegung von sich nur einmalig begegnenden Körpern wiedergeben. Speziell für Ellipsenbahnen gelten die *Keplerschen Gesetze*, aufgestellt zur Beschreibung der Planetenbahnen im Sonnensystem (s. Abschn. 3.2.1).

Die Annahme einer dominierenden Zentralmasse ist oft, aber bei weitem nicht immer gerechtfertigt – z.B. gilt sie nicht in Doppelsternsystemen mit zwei Sternen ähnlicher Masse, und auch nicht bei einer Betrachtung der kleinen, aber messbaren Rückwirkung eines Planeten auf seinen Zentralstern (s. Abschn. 8.1.4). Eigentlich ist die Vereinfachung auch nicht wirklich notwendig, denn die Behandlung des klassischen *Zweikörperproblems* ist kaum komplizierter als das reine Zentralmassenproblem. An die Stelle des Umlaufs des einen Körpers um den anderen treten Bewegungen beider Körper um den gemeinsamen Schwerpunkt. Dieser ist definiert als der Punkt auf der Verbindungslinie, für den $r_1/r_2 = m_2/m_1$ gilt (mit r_1 und $r_2 = r - r_1$ als die jeweiligen Abstände der Massen m_1 und m_2 zum Schwerpunkt). Es ergeben sich wiederum Kegelschnitte als Bahnen, sowohl um den Schwerpunkt als auch für die Relativbewegung beider Körper umeinander, wobei die Masse in der Bewegungsgleichung durch eine „reduzierte Masse“ $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ zu ersetzen ist. Im Grenzfall $m_1 \ll m_2$ gilt natürlich $\mu \approx m_1$.

Die Bahnformen im Zentralmassenproblem hängen von zwei fundamentalen physikalischen Größen ab, nämlich von der Gesamtenergie E_{ges} des Körpers in Bezug auf die Zentralmasse und von seinem (vektoriellen) Bahndrehimpuls $\mathbf{L}_{\text{Bahn}}$.

Die Gesamtenergie ist definiert als die Summe von kinetischer Energie $E_{\text{kin}} = mv^2/2$ und potentieller Energie $E_{\text{pot}} = -GmM/r$. E_{ges} ist eine Erhaltungsgröße, während E_{kin} und E_{pot} sich über den Bahnverlauf und als Funktion der Zeit ändern können. Es gilt also

$$E_{\text{ges}} = E_{\text{kin}}(t) + E_{\text{pot}}(t) = \text{const.} \quad (1.6)$$

Die Gesamtenergie ergibt sich dabei mathematisch als erstes Integral der Bewegungsgleichung, wobei eine Integrationskonstante auftritt, die durch eine entsprechende Anfangs- oder Randbedingung festgelegt werden muss. Oft wird diese so gewählt, dass die potentielle Energie des Körpers für $r \rightarrow \infty$ gegen Null strebt.

Im Spezialfall einer Kreisbahn um eine Zentralmasse sind sowohl die potentielle als auch die kinetische Energie zeitlich konstant. Unter Verwendung von Gl. (1.4) erhalten wir

$$\begin{aligned} E_{\text{pot,K}} &= -\frac{GMm}{r} \\ E_{\text{kin,K}} &= \frac{1}{2} m v_K^2 = \frac{1}{2} \frac{GMm}{r} = -\frac{1}{2} E_{\text{pot,K}} = -E_{\text{ges}}, \end{aligned} \quad (1.7)$$

was den *Virialsatz* für diesen Spezialfall ausdrückt. Allgemein gilt der Virialsatz für *alle* gravitativ gebundenen Systeme, allerdings nur im zeitlichen Mittel.

Der Bahndrehimpuls in Bezug auf die Zentralmasse, definiert als das vektorielle Kreuzprodukt aus Orts- und Geschwindigkeitsvektor multipliziert mit der Masse des Körpers, ist ebenfalls eine Erhaltungsgröße,

$$\mathbf{L}_{\text{Bahn}} = m \mathbf{v} \times \mathbf{r} = m r^2 \omega = \text{const.}, \quad (1.8)$$

mit der vektoriellen Winkelgeschwindigkeit für eine ebene Bahn $\omega = (\mathbf{v} \times \mathbf{r})/r^2$.

Die beiden Erhaltungsgrößen E_{ges} und $\mathbf{L}_{\text{Bahn}}$ legen die Bahnkurve in einer Ebene fest. Größe und Form einer Kegelschnittbahn lassen sich durch zwei Parameter a und ϵ vollständig beschreiben. a ist die *große Halbachse*, ϵ ist die *Exzentrizität* der Bahn, wobei für eine Ellipsenbahn $\epsilon < 1$ (mit dem Grenzfall $\epsilon = 0$ für einen Kreis) und für eine Hyperbelbahn $\epsilon > 1$ gilt; $\epsilon = 1$ bezeichnet eine Parabelbahn. Für eine Ellipsenbahn ist gleichwertig zu ϵ auch die Angabe der *kleinen Halbachse* $b = a \sqrt{1 - \epsilon^2}$ möglich. Weitere Bahnparameter geben die Orientierung der Bahn im Raum an. Wegen der Konstanz von $\mathbf{L}_{\text{Bahn}}$ folgt aus der Bewegungsgleichung, dass der Drehimpulsvektor senkrecht zur Bahnebene stehen muss.

Die große Halbachse der Bahn hängt nur von der spezifischen Gesamtenergie ab und beträgt

$$a = \frac{GM}{-2(E_{\text{ges}}/m)}, \quad (1.9)$$

wogegen die Bahnform sowohl durch den Betrag des spezifischen Drehimpulses L_{Bahn}/m als auch von Vorzeichen und Betrag der Gesamtenergie bestimmt wird. Die Exzentrizität der Bahn ist dann

$$\epsilon = \sqrt{1 + \frac{2(L_{\text{Bahn}}/m)^2 (E_{\text{ges}}/m)}{(GM)^2}}. \quad (1.10)$$

Eine negative Gesamtenergie ergibt eine Exzentrizität von $\epsilon < 1$, also eine geschlossene Ellipsenbahn. Bei festem L_{Bahn} ist ϵ um so kleiner, je kleiner (d.h. vom Betrag her größer) die Gesamtenergie ist. Wenn die Kombination aus E_{ges} und L_{Bahn} gerade $\epsilon = 0$ ergibt, wird die Bahn zu einem Kreis. Noch kleinere Werte von E_{ges} oder größere Werte von L_{Bahn} führen zu einem negativen Term unter der Wurzel und entsprechen keiner stabilen Bahn. Eine Kreisbahn repräsentiert somit die Lösung für die minimale Gesamtenergie eines gravitativ gebundenen Systems bei gegebenem Drehimpuls, bzw. für den maximalen Drehimpuls bei gegebener Gesamtenergie.

Die Bahnperiode (Umlaufzeit U) auf einer Ellipsenbahn hängt nur von a ab, also nur von der Gesamtenergie; sie beträgt

$$U = \frac{\pi}{\sqrt{2}} \frac{GM}{\sqrt{-E^3}} = 2\pi \frac{a^{3/2}}{\sqrt{GM}}, \quad (1.11)$$

was genau das 3. Keplersche Gesetz wiedergibt.

1.1.3 Gravitationspotential

In der Zentralmassennäherung $m \ll M$ hängt die Bahnkurve eines Körpers nicht von seiner eigenen Masse ab. Zwar taucht m in den Beziehungen explizit auf, ist aber auch in E_{kin} , E_{pot} und L_{Bahn} enthalten und kann somit eigentlich herausgekürzt werden. Diese Tatsache haben wir in Gl. (1.9) und (1.10) schon durch eine entsprechende Schreibweise angedeutet.

Allgemein lässt sich die potentielle Energie durch ein ortsabhängiges *Gravitationspotential* $\Phi(\mathbf{r})$ ausdrücken. Für das einfache Zentralmassenproblem lautet dieses

$$\Phi(r) = \frac{E_{\text{pot}}}{m} = -\frac{GM}{r} \quad (1.12)$$

Offensichtlich hat Φ die Dimension eines Geschwindigkeitsquadrats und ist hier (bis auf das Vorzeichen) identisch mit dem quadrierten Ausdruck für die Kreisbahngeschwindigkeit im Abstand r zum Massenzentrum (Gl. 1.4). Der Wert von $v_K = \sqrt{|\Phi|}$ gibt also unmittelbar die „Tiefe“ des Gravitationspotentials am Ort r an.

Für ein gegebenes Potential kann die vektorielle Bewegungsgleichung kompakt dargestellt werden als

$$\ddot{\mathbf{r}} = -\nabla\Phi(\mathbf{r}), \quad (1.13)$$

unabhängig von der genauen Form des Potentials. Diese Gleichung gilt auch für komplexere gravitative Systeme, die aus mehreren Körpern oder einer ausgedehnten Massenverteilung bestehen (s. Abschn. 1.1.4 und 1.1.5). Man spricht auch von einem *Gravitationsfeld*, das durch das Potential quantitativ beschrieben wird.

Die Bahnkurve eines konkreten Körpers um eine Zentralmasse hängt ab von seiner Gesamtenergie und von seinem Drehimpuls. Diese Abhängigkeiten lassen sich übersichtlich zusammenfassen durch ein *effektives Potential* Φ_{eff} , das im Zentralmassenproblem definiert werden kann als

$$\Phi_{\text{eff}}(r) = -\frac{GM}{r} + \frac{(L_{\text{Bahn}}/m)^2}{2r^2}. \quad (1.14)$$

Wendet man Gl. (1.13) auf das effektive Potential an, so erhält man die netto resultierende Beschleunigung eines Körpers im Gravitationsfeld *einschließlich* der Zentrifugalbeschleunigung. Das effektive Potential beschreibt also die Kräfte in einem mit der Bahnbewegung des Körpers mitrotierenden Bezugssystem.

Für große Radien ($r \rightarrow \infty$) wird der zweite Term in Gl. (1.14) rechts sehr klein, d.h. der Einfluss des Bahndrehimpulses kann vernachlässigt werden; für $r \rightarrow 0$ dominiert dieser Term hingegen. Dazwischen hat Φ_{eff} ein Minimum an einem Punkt r_K , den wir identifizieren können mit dem schon in Abschn. 1.1.2 erwähnten Minimalenergie-Bahnradius einer Kreisbahn. Der Verlauf von $\Phi_{\text{eff}}(r)$ ist in Abb. 1.1 beispielhaft für ein Objekt mit dem Bahndrehimpuls der Erde im Sonnensystem dargestellt.

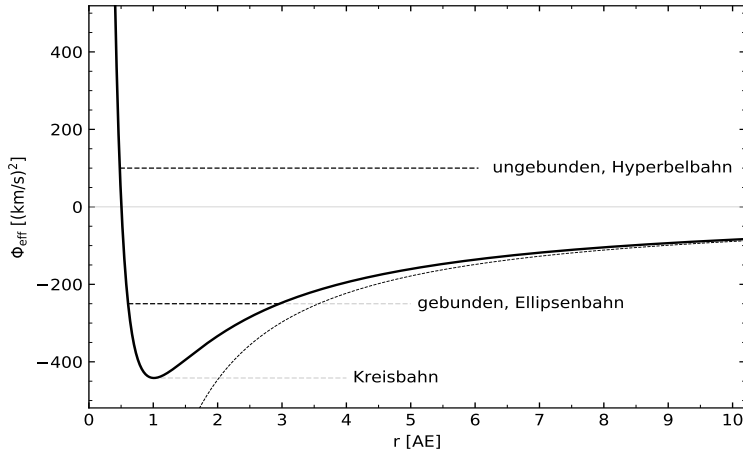


Abb. 1.1. Verlauf des effektiven Potentials um eine Zentralmasse für ein Objekt mit dem Bahndrehimpuls der Erde im Sonnensystem. Zum Vergleich ist auch das statische Gravitationspotential $\Phi = -GM/r$ gezeigt. Die horizontalen gestrichelten Linien repräsentieren verschiedene Werte der Gesamtenergie.

Über das effektive Potential lässt sich anschaulich erkennen, dass sich ein Objekt mit einem Drehimpuls $L_{\text{Bahn}} \neq 0$ nicht beliebig an die Zentralmasse annähern kann. Für $r < r_K$ wird der Gradient von $\Phi_{\text{eff}}(r)$ negativ, die Nettobeschleunigung zeigt dann also nach außen. Dieser als *Drehimpulsbarriere* bezeichnete Effekt ist in der Astrophysik von sehr großer Bedeutung, weil er verhindert, dass Materie aus der Umgebung „einfach so“ von der Zentralmasse aufgenommen werden kann. Es bedarf spezieller Mechanismen, um Drehimpuls aus der einfallenden Materie abzuführen und dadurch einen Materiestrom auf das Zentralobjekt zu ermöglichen. Dieser Vorgang ist in der Astrophysik als *Akkretion* bekannt und spielt eine Rolle z.B. bei der Stern- und Planetenentstehung (s. Abschn. 7.1.3), beim Massentransfer zwischen den Komponenten in engen Doppelsternsystemen (s. Abschn. 7.4.3) sowie beim Wachstum massereicher Schwarzer Löcher in Galaxien (s. Abschn. 11.5.4).

Der genaue Verlauf von $\Phi_{\text{eff}}(r)$ und die Lage des Minimums hängen nur von der Zentralmasse M und vom Drehimpuls L_{Bahn} ab. Die Gesamtenergie eines Körpers am Ort r ist dann gegeben durch $E_{\text{ges}}/m = \Phi_{\text{eff}} + \dot{r}^2/2$, also dem effektiven Potential plus der kinetischen Energie in radialer Richtung. Zeichnet man in Abb. 1.1 eine horizontale Linie bei einem beliebig gewählten Wert von E_{ges}/m ein, so ergeben die Schnittpunkte mit der Kurve für $\Phi_{\text{eff}}(r)$ bereits wesentliche Charakteristika der Bahn. Für $E_{\text{ges}} < E_{\text{min}}$ existiert keine stabile Bahn. Ist E_{ges} negativ, aber größer als die Minimalenergie, dann oszilliert der Körper auf einer Ellipsenbahn zwischen den Schnittpunkten. Ist E_{ges} hingegen positiv, so gibt es nur einen inneren Schnittpunkt, der Körper ist gravitativ ungebunden und bewegt sich auf einer offenen Hyperbelbahn. Er kann sich zwar bis auf einen Minimalabstand annähern, wird dort aber stark nach außen beschleunigt und verlässt das System wieder mit $r \rightarrow \infty$.

Ein zuvor gebundener Körper kann das Potential ebenfalls verlassen, wenn er auf mindestens die Grenz- oder *Entweichgeschwindigkeit*

$$v_E = \sqrt{\frac{2GM}{r}} = \sqrt{2} v_K \quad (1.15)$$

beschleunigt wird, z.B. durch den Rückstoß einer Rakete oder durch Übertrag kinetischer Energie in einer Mehrkörper-Wechselwirkung. Das Verhältnis der Bahn- zur Entweichgeschwindigkeit ist entscheidend für die Stärke der Bindung eines Körpers an ein gravitatives System; sie bestimmt beispielsweise, welche Gase durch die Gravitation an der Oberfläche eines Planeten gehalten werden können und welche nicht (s. Abschn. 3.3.3), oder ob durch einen galaktischen Wind beschleunigtes Gas in das intergalaktische Medium entkommen kann (s. Abschn. 12.4.2).

1.1.4 Drei- und Mehrkörpersysteme

Die Newtonschen Bewegungsgleichungen werden bereits bei drei miteinander gravitativ wechselwirkenden Körper nichtlinear, lassen sich dann also nicht mehr analytisch lösen und auch nicht durch eine konvergierende Näherungslösung darstellen. Vielmehr wird das Verhalten eines solchen Systems zumindest auf lange Sicht unvorhersagbar, da kleine Änderungen in den Anfangsbedingungen zu völlig anderen Langzeitentwicklungen führen können. Es gibt zwar einige im mathematischen Sinne stabile Konfigurationen, z.B. drei sich gegenseitig auf einer einzigen Bahnkurve von der Form einer „8“ umlaufende Körpern; allerdings werden solche Systeme bereits durch winzige Störungen aus dem Gleichgewicht geworfen. Für diese Kategorie von Systemen hat sich auch der Begriff „deterministisches Chaos“ eingebürgert.

Offensichtlich verhalten sich aber in der Realität nicht alle Mehrkörpersysteme komplett chaotisch, wie schon das seit fast 5 Milliarden Jahren bestehende Sonnensystem zeigt. Je nach Massen und relativen Abständen der beteiligten Körper lassen sich insbesondere im Dreikörperproblem deutlich einfachere Beschreibungen finden, die dann auch zu einer langfristigen Quasi-Stabilität führen können. Wir unterscheiden hier drei solche Grenzfälle:

Im ersten Fall gilt $m_1 \gg m_2 \gg m_3$, also eine mehrstufige Massenhierarchie gekoppelt an eine entsprechende Hierarchie der Abstände. Ein gutes Beispiel ist der Umlauf von künstlichen Satelliten um die Erde auf erdnahen Bahnen, während die Erde wiederum die Sonne umläuft (s. Abschn. 4.1.3). Eine solche Entkopplung von gravitativ gebundenen Systemen sehr verschiedener Dimensionen und Massen ist im Universum vielfach zu finden.

Eine zweite Form des vereinfachten Dreikörperproblems ist für $m_1 \gg m_2 \approx m_3$ anwendbar; es gilt näherungsweise ein Zentralmassenproblem, und die Bahnen von m_2 und m_3 lassen sich nahezu unabhängig voneinander berechnen, etwa bei den Planeten im Sonnensystem. Nur wenn sich m_2 und m_3 nahe kommen, beeinflusst ihre gegenseitige Anziehungskraft die jeweiligen Bahnen. Solange dieser Einfluss hinreichend klein ist, kann die Veränderung der Bahnen mittels linearer Störungstheorie berechnet werden. Ein berühmtes Beispiel aus der Astronomiegeschichte für diesen Fall stellt die Entdeckung des Planeten Neptun dar (s. Abschn. 3.2.4). Unter gewissen Umständen lassen sich sogar analytische Lösungen für die gestörten Bahnen finden, die dann allerdings keine geschlossenen Ellipsen mehr darstellen, sondern offene Rosettenbahnen. Ein ähnliches Verhalten zeigen die Bahnen von Sternen im ausgedehnten Potential einer Galaxie (s. Abschn. 10.5.5 und 11.4.3).

Im dritten Fall ist $m_1 \approx m_2 \gg m_3$, d.h. eine der drei beteiligten Massen ist deutlich kleiner als die beiden anderen; dies stellt das klassische „eingeschränkte Dreikörperproblem“ dar. Dann ist das Gravitationspotential unabhängig von der Position des Probeteilchens m_3 , und die auf das Teilchen wirkende Kraft ist

$$\mathbf{F}_G = -G m_3 \left(m_1 \frac{\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_1}{|\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_1|^3} - m_2 \frac{\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_2}{|\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_2|^3} \right). \quad (1.16)$$

Im Gleichgewicht bewegen sich die Körper 1 und 2 auf stabilen Bahnen um den gemeinsamen Schwerpunkt. Wir nehmen der Einfachheit halber an, dass es sich dabei um Kreisbahnen handelt; dann ist die Kreisfrequenz des Umlaufs $\omega_K = 2\pi/U = \sqrt{G(m_1 + m_2)/r^3}$ (mit U als Umlaufzeit). Betrachten wir nun ein mit ω_K mitrotierendes Koordinatensystem, dessen Ursprung im Schwerpunkt des Systems liegt: In diesem Bezugssystem sind die Ortsvektoren der Massen 1 und 2 fest, das Gravitationsfeld ist also eine reine Funktion des Orts und hängt nicht mehr von der Zeit ab. Allerdings muss zusätzlich zur Gravitation noch die Zentrifugalbeschleunigung aufgrund der Rotation des Systems berücksichtigt werden. Dazu stellen wir wieder ein „effektives Potential“ auf, wobei im Unterschied zu Gl. (1.14) hier nicht der Drehimpuls des Probeteilchens vorgegeben ist, sondern die Rotationsfrequenz ω_K des Bezugssystems. Der entsprechende Ausdruck lautet dann

$$\Phi_{\text{eff}} = -\frac{G m_1}{|\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_1|} - \frac{G m_2}{|\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_2|} - \frac{1}{2} \omega_K^2 s^2, \quad (1.17)$$

mit s als dem Abstand des Teilchens von der Rotationsachse. Dieses Konzept wird auch *Roche-Potential* genannt (nach E. Roche um 1850). Abb. 1.2 zeigt eine Beispielkonfiguration mit $m_1/m_2 = 2$.

Der Verlauf von Φ_{eff} für eine solche Konstellation ist deutlich komplizierter als im Zweikörperproblem. An insgesamt fünf Orten, bekannt als *Lagrange-Punkte* L_1 – L_5 , ist der Gradient des effektiven Potentials gleich Null. Ein Teilchen, das sich in einem dieser Punkte befindet, ist daher im rotierenden Bezugssystem kräftefrei und könnte sich im Prinzip dort

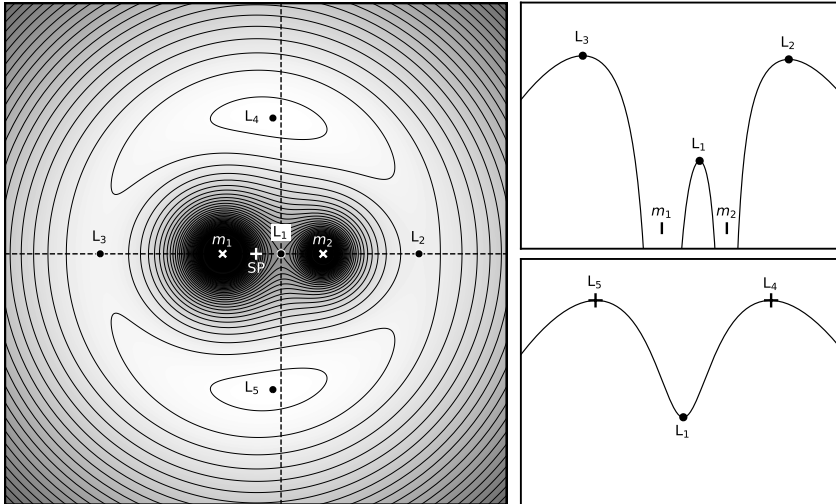


Abb. 1.2. Effektives oder Roche-Potential in einem Mehrkörpersystem mit zwei um den gemeinsamen Schwerpunkt rotierenden Massen mit $m_1/m_2 = 2$. Gleiche Werte des Potentials sind durch Grauwerte angedeutet und mit Konturlinien verbunden. L_1 – L_5 sind die Lagrange-Punkte, SP der Schwerpunkt des Systems. Die Diagramme rechts zeigen Schnitte entlang der beiden gestrichelten Linien.

dauerhaft aufhalten. Bei externer Beobachtung würde das Teilchen das System dann auf einer Kreisbahn mit der Frequenz ω_K umlaufen, also an einer festen Position relativ zu den beiden Massen. Die Frage nach der Stabilität solcher Umlaufbahnen ist allerdings durchaus kompliziert,² aber das übergehen wir hier und halten fest, dass die Lagrange-Punkte die möglichen Bahnen im eingeschränkten Dreikörperproblem aufspannen. Zusätzlich sind auch noch Bahnen in so großen Abständen möglich, dass das System von m_1 und m_2 durch eine einzelne Punktmasse approximiert werden kann; solche Bahnen haben dann aber natürlich sehr viel längere Umlaufzeiten.

Konfigurationen wie in Abb. 1.2 skizziert kommen in astrophysikalischen Systemen sehr häufig vor, und wir werden an die obigen Überlegungen mehrmals anknüpfen. Beispielsweise sind die Lagrangepunkte L_1 und L_2 des Systems Erde-Sonne besonders attraktive Orte für die Positionierung von Satellitenobservatorien (s. Abschn. 4.5.2). Im System Jupiter-Sonne halten sich bei L_4 und L_5 ganze Gruppen von Asteroiden auf, die *Trojaner* (s. Abschn. 3.5.2). Und in engen Doppelsternsystemen kann es dazu kommen, dass Materie von einem Stern zum anderen durch den inneren Lagrangepunkt L_1 überfließt (s. Abschn. 7.4.3).

Systeme mit vielen Teilchen vergleichbarer Massen, die gemeinsam für das resultierende Gravitationsfeld verantwortlich sind, lassen sich im allgemeinen nur noch durch numerische Computersimulationen untersuchen oder statistisch beschreiben. Bei letzterem Vorgehen verzichtet man darauf, das Verhalten einzelner Teilchen zu erfassen und konstruiert statt dessen makroskopische Größen, um das mittlere Verhalten eines Teilchenensembles zu charakterisieren. In mancher Hinsicht ähnelt dieser Ansatz der Methodik der kinetischen Gastheorie (s. Abschn. 1.2), allerdings mit einigen Besonderheiten für gravitative Systeme. Für abgeschlossene Systeme und in Abwesenheit dissipativer Prozesse gelten weiterhin die üblichen Erhaltungssätze von Gesamtenergie, Impuls und Drehimpuls. Von sehr großer Bedeutung für Vielteilchensysteme ist der *Virialsatz*,

$$2 \langle E_{\text{kin}} \rangle = - \langle E_{\text{pot}} \rangle \quad (1.18)$$

(s. Gl. 1.7), wobei die spitzen Klammern andeuten sollen, dass Mittelwerte dieser Größen gemeint sind, entweder über viele Teilchen des Ensembles oder über die Zeit. Der Virialsatz ist in astrophysikalischen Gleichgewichtssituationen oft in guter Näherung erfüllt und stellt eine sehr allgemeine Verbindung her zwischen dem Gravitationsfeld des Gesamtsystems und den Bewegungen der Einzelteilchen.

1.1.5 Ausgedehnte Massenverteilungen

Reale astrophysikalische Objekte lassen sich oftmals besser durch kontinuierliche Dichteverteilungen $\varrho(\mathbf{r})$ darstellen anstatt als Systeme aus vielen Einzelteilchen. Das ist insbesondere dann angemessen, wenn die Wechselwirkungen der Einzelteilchen untereinander schwach sind im Vergleich zu den global wirkenden Kräften. Ganz allgemein wird

² L_1 , L_2 und L_3 sind Sattelpunkte in Φ_{eff} , L_4 und L_5 markieren sogar Maxima; d.h. Bahnen in genau diesen Punkten sind zwar mathematisch möglich, aber formal nicht stabil gegen kleine Störungen. Das Roche-Potential gilt jedoch nur für Objekte, die sich im mitrotierenden Bezugssystem in Ruhe befinden, andernfalls wirken zusätzlich noch Corioliskräfte. Berücksichtigt man diese, so erweisen sich L_4 und L_5 als stabil. L_1 – L_3 sind zwar als Punkte instabil, Körper können aber auf sogenannten Librationsbahnen die jeweiligen Punkte quasi-periodisch umlaufen.

der Zusammenhang zwischen Dichteverteilung und Potential durch die Poissongleichung ausgedrückt,

$$4\pi G \varrho(\mathbf{r}) = \Delta\Phi(\mathbf{r}), \quad (1.19)$$

wobei das Symbol Δ hier den Laplace-Operator repräsentiert, also die Divergenz des Gradienten von Φ . Formal besagt diese Gleichung, dass sich ϱ vollständig aus einem gegebenen Φ berechnen lässt. In der Praxis ist aber oft die umgekehrte Richtung gefordert; dann stellt Gl. (1.19) eine Differentialgleichung für Φ dar, die durch Integration der Dichteverteilung $\varrho(\mathbf{r})$ nach Spezifikation angemessener Randbedingungen gelöst werden muss.

Es gibt zwar einige spezielle Dichteverteilungen, für die das zugehörige Potential ebenfalls als eine geschlossene Funktion geschrieben werden kann, aber im allgemeinen ist die Korrespondenz zwischen Dichte und Potential nur numerisch auswertbar. Für kugelsymmetrische Objekte gilt immerhin das Newtonschen Schalentheorem (s. Abschn. 1.1.1), aus dem unmittelbar folgt, dass die entsprechenden Potentiale dann auch kugelsymmetrisch sein müssen. In einem solchen Gravitationsfeld ist die bei $r' < r$ eingeschlossene Masse eine hilfreiche Größe,

$$M_r \equiv 4\pi \int_0^r \varrho(r') r'^2 dr'. \quad (1.20)$$

Die Bewegungsgleichung lautet dann einfach $\ddot{r} = -GM_r/r^2$, was wiederum als spezielle Lösung für minimale Gesamtenergie bzw. maximalen Bahndrehimpuls eine Kreisbahn ergibt. Die zugehörige Bahngeschwindigkeit beträgt

$$v_K(r) = \sqrt{\frac{GM_r}{r}}, \quad (1.21)$$

also formal genau wie in Gl. (1.4), nur mit der radiusabhängigen Masse M_r anstelle einer festen Zentralmasse. Um den Verlauf von $v_K(r)$ angeben zu können, oder zur Beschreibung anderer Bahnformen, muss man natürlich noch das radiale Dichtegesetz $\varrho(r)$ konkretisieren.

Eine für die Astrophysik wichtige Klasse von kugelsymmetrischen Massenverteilungen mit analytisch ausdrückbaren zugehörigen Potentialen sind solche, bei denen das Dichteprofil einem radialen Potenzgesetz folgt, d.h. für die gilt

$$\varrho(r) = \varrho_1 \left(\frac{r}{r_1} \right)^\alpha. \quad (1.22)$$

Dabei ist ϱ_1 die Dichte bei einem beliebigen Referenzradius r_1 . Da der Exponent α frei wählbar ist, lassen sich sehr verschiedene astrophysikalische Gebilde zumindest in stückweiser Näherung durch ein solches Potenzgesetz darstellen.

Eine besonders einfache Konfiguration ist eine homogene Kugel vom Radius R , d.h. mit konstanter Massendichte $\varrho(r) = \varrho_1$ für alle $r \leq R$, sowie mit $\varrho(r > R) = 0$. Im Inneren der Kugel ist $M_r = 4\pi r^3 \varrho_1/3$, und die radiale Beschleunigung beträgt

$$\ddot{r} = -\frac{GM_r}{r^2} = -\omega^2 r, \quad (1.23)$$

was genau die Bewegungsgleichung eines harmonischen Oszillators mit der Kreisfrequenz $\omega \equiv \sqrt{4\pi G \varrho_1/3} = \sqrt{GM/R^3}$ darstellt. Da der vektorielle Drehimpuls im

kugelsymmetrischen Potential erhalten bleibt, bleibt die Bahnbewegung wieder auf eine Ebene beschränkt. Mit $r^2 = x^2 + y^2$ resultieren aus der Bewegungsgleichung dann also harmonische Oszillationen sowohl in x als auch in y ,

$$x = a \cos \omega t, \quad y = b \sin \omega t \quad (1.24)$$

mit der gemeinsamen Periode $U = 2\pi/\omega$. Die zugehörige Bahnkurve ist eine Ellipse mit den Halbachsen a und b , deren Werte sich aus den Erhaltungsgrößen ergeben. Allerdings befindet sich das Massenzentrum $r = 0$ nun im Mittelpunkt dieser Ellipsenbahn, *nicht* im Brennpunkt wie im Keplerproblem mit einer Zentralmasse. Auch hängt die Umlaufzeit U nur von der Dichte ab, aber nicht vom Abstand, d.h. innen und weiter außen befindliche Objekte laufen perfekt synchron um das Zentrum. Natürlich ist dieses Szenario mit konstanter Dichte streng genommen unrealistisch, aber es illustriert sehr deutlich die erheblichen Unterschiede zwischen den Eigenschaften von Keplerbahnen um eine Zentralmasse und von Bewegungen im Potential einer ausgedehnten Massenverteilung. Anwendungen von Gl. (1.23) und der zugehörigen Lösung Gl. (1.24) sind beispielsweise die Betrachtung des „freien Falls“ einer Probemasse innerhalb der Sonne (s. Abschn. 5.4.1) oder die Bahnen von Sternen um das galaktische Zentrum (s. Abschn. 10.5.5).

Ebenfalls von großer Bedeutung in der Astrophysik ist ein Potenzgesetz-Dichteverlauf (Gl. 1.22) für den Spezialfall $\alpha = -2$. Dann ist die eingeschlossene Masse $M_r \propto r$, und die Kreisbahngeschwindigkeit ergibt sich aus Gl. (1.21) zu $v_K(r) = \text{const.}$, unabhängig vom Abstand. Ein mathematisch idealisiertes Gebilde mit diesen Eigenschaften heißt auch *singuläre isotherme Sphäre (SIS)* – wobei die Bezeichnung „isotherm“ eine Analogie zu thermodynamischen Systemen nahelegt, die wie oben schon gesagt nur mit sehr vielen Einschränkungen gültig ist. Wir werden dieses Konzept bei der Betrachtung der Rotationskurven von Galaxien (s. Abschn. 11.4.2) und bei den Massenprofilen von Ansammlungen dunkler Materie (s. Abschn. 12.6.3) wieder aufgreifen und weiter untersuchen. Natürlich kann auch eine Dichteverteilung $\varrho \propto r^{-2}$ immer nur über einen begrenzten Radiusbereich gelten, da ansonsten für $r \rightarrow 0$ die Dichte und für $r \rightarrow \infty$ die Gesamtmasse divergieren würden.

Allgemein ist die Ermittlung des Potentials und die Lösung der Bewegungsgleichungen für eine beliebige vorgegebene Dichteverteilung eine anspruchsvolle Aufgabe, die in der Regel nur numerisch gelöst werden kann. In der Astrophysik ist die Problemstellung aber häufig umgekehrt: Aus der beobachteten Bewegung von Körpern in einem Gravitationsfeld errechnet man die wirkenden Beschleunigungen, aus denen dann das Potential ermittelt wird; schließlich rekonstruiert man daraus die räumliche Verteilung der gravitierenden Massen.

1.1.6 Gezeitenkräfte

Ein wichtiger Aspekt der gravitativen Wechselwirkung ausgedehnter Körper sind die *differentiellen* Kräfte, die durch die unterschiedlichen Anziehungen der einander zu- und abgewandten Seiten entstehen. Die Größenordnung solcher Effekte kann man näherungsweise durch ein vereinfachtes Szenario abschätzen, in dem das Problem wieder auf die vertraute Wechselwirkung von nur zwei Massenpunkten reduziert wird. Wir betrachten dazu zwei Körper mit Massen $m_1 = m_2 = m$ im Abstand $2R$ voneinander; ferner soll sich im Abstand d zu dem gemeinsamen Schwerpunkt noch eine gravitativ bedeutende Masse $M \gg m$ befinden (s. Abb. 1.3).

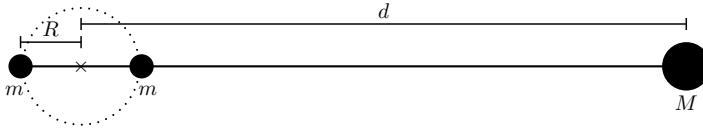


Abb. 1.3. Skizze zur Entstehung von Gezeitenkräften als Differenz der Anziehung von m_1 und m_2 durch M .

Die durch M auf die beiden Massenelemente ausgeübte Anziehungskraft unterscheidet sich um den Betrag

$$\Delta F_G = \frac{GMm}{(d-R)^2} - \frac{GMm}{(d+R)^2} = G \frac{Mm}{d^2} \left(\frac{1}{(1-R/d)^2} - \frac{1}{(1+R/d)^2} \right). \quad (1.25)$$

Für $R/d \ll 1$ kann dieser Ausdruck in eine Potenzreihe entwickelt werden, die nach dem ersten Glied abbricht,

$$\Delta F_G \approx G \frac{Mm}{d^2} \left(1 + 2 \frac{R}{d} - \left(1 - 2 \frac{R}{d} \right) \right) = 4GMm \frac{R}{d^3}. \quad (1.26)$$

Mit dieser Kraft werden die beiden Massenpunkte also effektiv auseinandergezogen. Der Betrag der Kraft hängt in dieser Näherung invers von der dritten Potenz des Abstands d ab, ΔF_G wird daher relevant vor allem bei kleinen Abständen d zur externen gravitierenden Masse M . Sind die beiden Massenpunkte Teile eines größeren Körpers, dann wird dieser in Richtung der Verbindungslinie der beiden Punkte verformt. Das Phänomen der Meeresgezeiten auf der Erdoberfläche (s. Abschn. 4.2.1) lässt sich so durch die Einwirkung des Mondes erklären, insbesondere in Verbindung mit der Erdrotation. In Anlehnung daran spricht man ganz generell von Gezeitenkräften, wenn Gln. (1.25) bzw. (1.26) anwendbar sind. Gezeitenkräfte sind von großer Bedeutung in der Astrophysik. Sie begrenzen beispielsweise die Stabilität kleiner Körper in der Nähe von massereichen Objekten (s. Abschn. 3.4.1), und sie führen zur Abbremsung der Relativbewegung benachbarter Galaxien zueinander und letztlich zu ihrer Verschmelzung (s. Abschn. 14.3.4).

1.2 Thermodynamik

In der Thermodynamik geht es um das Verhalten makroskopischer Materiemengen oder Systeme bei Energiezufuhr oder -abnahme sowie um die Zusammenhänge dieses Verhaltens mit der eigentlichen Vielteilchennatur der Materie. Wir gehen hier äußerst selektiv vor und greifen uns aus dieser sehr breiten Thematik nur einige wenige Punkte heraus, die als Grundlage für im Buch behandelte astrophysikalische Fragen dienen sollen.

1.2.1 Zustandsgrößen und Zustandsgleichung

Die Charakterisierung eines thermodynamischen Systems erfolgt über *Zustandsgrößen*. Zu diesen gehört die Anzahl der Teilchen, das von ihnen eingenommene Volumen, aber auch Größen, die bestimmte Verhaltensaspekte beschreiben, insbesondere der Druck und die Temperatur. Die letzteren Größen werden als *intensive* Zustandsgrößen bezeichnet, weil sie sich bei der Aufteilung eines (homogenen) Systems in Untersysteme nicht ändern.

Für alle diese Größen gibt es präzise thermodynamische Definitionen. Wohl am schwierigsten zu fassen ist die Deutung der Temperatur: Makroskopisch gibt die Temperatur den Wärmegehalt eines Körpers an, mikroskopisch stellt sie (unter anderem) ein Maß für die mittlere Energie der beteiligten Teilchen dar. Für die Astrophysik ist vor allem dieser mikroskopische Temperaturbegriff relevant, wobei je nach Kontext ganz unterschiedliche Temperaturdefinitionen möglich sind, die sich jeweils auf eine spezielle statistische Verteilungsfunktion beziehen. Beispielsweise gibt die *kinetische Temperatur* eines Gases die typische Bewegungsenergie der Gasteilchen an, charakterisiert durch die Maxwell-Boltzmann-Verteilung der Geschwindigkeiten (s. Abschn. 1.2.2), während die *Strahlungstemperatur* die Intensität und die spektrale Energieverteilung der Photonen gemäß der Planck-Funktion (s. Abschn. 1.3.4) innerhalb des gleichen Systems erfasst.

Wenn sich die Zustandsgrößen eines Systems zeitlich nicht ändern, so spricht man von einem Gleichgewichtszustand. Insbesondere ist thermodynamisches Gleichgewicht dadurch gekennzeichnet, dass die Temperatur in *allen* relevanten Verteilungsfunktionen den gleichen Wert hat; eigentlich kann man nur dann von *der* Temperatur eines Systems sprechen.

Eine weitere fundamentale Zustandsgröße ist die Dichte, ausgedrückt entweder als Massendichte ϱ mit der Einheit kg m^{-3} oder als Anzahl-Teilchendichte n mit der Einheit m^{-3} . Die in der Thermodynamik ansonsten verbreitete Verwendung von Mol als Einheit der Stoffmenge spielt in der Astrophysik keine Rolle. Entsprechend tritt hier die *mittlere Masse pro Teilchen* μm_p meist an die Stelle der sonst verwendeten molaren Masse. Dabei ist m_p die Masse eines Protons (also eines Wasserstoffatomkerns) als Bezugsgröße ausgewählt, einfach weil der Wasserstoff das häufigste Element im Universum ist. Bis auf einen sehr kleinen Unterschied durch den Massendefekt ist m_p nahezu gleich der atomaren Masseneinheit u . μ ist hingegen eine dimensionslose Zahl, die das jeweilige System charakterisiert (verwirrenderweise oft „Molekulargewicht“ genannt, auch wenn die meisten astrophysikalischen Systeme gar keine Moleküle enthalten, sondern Atome oder Ionen). Der Wert von μ ergibt sich durch einen gewichteten Mittelwert aus der chemischen Zusammensetzung der Materie sowie aus deren Aggregatzustand: Für jeden Teilchentyp wird die Masse in Einheiten der Protonenmasse multipliziert mit dem prozentualen Anteil des Teilchens an der Gesamtheit. Beispielsweise hat ein reines Wasserstoffgas in monoatomarem Zustand den Wert $\mu = 1.0005 \approx 1$ einschließlich des Beitrags des Elektrons, als molekulares Gas (H_2) hat es den Wert $\mu \approx 2$, und als ionisiertes Plasma den Wert $\mu \approx 0.5$, da nun sowohl Protonen als auch Elektronen als eigenständige Teilchen zu zählen sind. Beimischungen schwererer Elemente erhöhen μ entsprechend ihres jeweiligen Anteils an den Teilchendichten. Mit der mittleren Masse pro Teilchen ist die Umrechnung von Anzahl- auf Massendichten dann gegeben durch

$$\varrho = \mu m_p \cdot n. \quad (1.27)$$

Manche Zustandgrößen sind unabhängig voneinander, z.B. kann ein System gegebener Temperatur natürlich aus unterschiedlich vielen Teilchen bestehen. Insgesamt existieren aber für alle Materiezustände bestimmte Relationen zwischen verschiedenen Zustandsgrößen; diese werden als *Zustandsgleichungen* bezeichnet (auch dann, wenn die Relationen so kompliziert sind, dass sie sich nicht als einfache Gleichung aufschreiben lassen). Die wichtigste – und für dieses Buch einzige relevante – Zustandsgleichung drückt den jeweils gültigen Zusammenhang zwischen Druck P , Dichte ϱ bzw. n sowie Temperatur T aus, etwa in der Form $P = P(\varrho, T)$.