Mitteilungsblätter der Astronomischen Arbeitsgruppe Laufen

Ausgabe 8 — Oktober 1993

Inhalt

Editorial

Viel gibt es zu diesen Mitteilungsblättern ja wirklich nicht zu sagen. Dank der mehr und mehr anwachsenden Schreibwut der Vereinsmitglieder sprengen wir mit dem Umfang unserer Zeitung langsam aber sicher alle Erwartungen. Besonders positiv macht sich die deutlich gestiegene Themenvielfalt der Artikel bemerkbar.

Nur gut, daß Andi Kronawitter mittlerweile eine Möglichkeit zur Vervielfältigung dieser Blätter aufgetan hat, die uns lediglich das Papier kostet.

Ein Wort noch zum *Highlight* dieser Mitteilungsblätter, dem zweiten Teil von Joachim Draegers Kosmologie-Serie. Auch wenn es im Text stellenweise von Formeln wimmelt, so ist die Grundidee dennoch auch vom mathematisch weniger vorbelasteten Leser gut zu verstehen. Also: einfach mal lesen und nicht gleich durch den Formalismus abschrecken lassen.

Mir bleibt nur noch, viel Spaß bei der Lektüre zu wünschen ...

A. Härpfer

Impressum

Mitteilungsblätter
Vereinsorgan der Astronomischen Arbeitsgruppe Laufen e.V.

Anschrift

Mitteilungsblätter
Andi Kronawitter
Auenstraße 5
83395 Freilassing
Telefon 08654/62872
eMail uh3a1ab@hp13.lrz-muenchen.de

Redaktion

A. Kronawitter
A. Härpfer (eMail: haerpfer@informatik.uni-muenchen.de)

Verantwortlich im Sinne des Presserechts

A. Kronawitter.

Namentlich gekennzeichnete Artikel geben nicht notwendig die Meinung der Redaktion oder der Astronomischen Arbeitsgruppe Laufen e.V. (AAL) wider. Die Mitteilungsblätter erscheinen vierteljährlich. Leserbriefe und Beiträge sind an die obigen Adressen zu senden oder bei einem Mitglied abzugeben. Änderungen, insbesondere Kürzungen behält sich die Redaktion vor.

Vereinsabend

Es dürfte ja inzwischen zu allen durchgedrungen sein, daß wir an jedem ersten Samstag im Monat „Vereinstag" oder besser gesagt um 19 Uhr „Vereinsabend" haben. Ich möchte an dieser Stelle als Organisator dieses Ereignisses nocheinmal alle darauf hinweisen und herzlich dazu einladen. Hier ist vielleicht auch der richtige Platz für eine kleine Bitte: Es wäre für mich praktischer, wenn ich in Zukunft nicht mehr alle Mitglieder jeden Monat einzeln einladen müßte, sondern wenn sich jedes Mitglied, das Zeit und Lust hat, bei mir anmelden würde, da dann eine Planung viel leichter ist. Dazu zur Erinnerung nochmals meine Adresse und Telefonnummer:

Otto Pilzer
Schillerstr. 17 83410 Laufen
Tel. 08682/7609

Dabei ist zu beachten, daß ich unter der Woche in München und somit relativ schlecht zu erreichen bin (abends unter 089/334998). Deshalb ist es sinnvoller, mir bei meinen Eltern in Laufen eine Nachricht zu hinterlassen.

An sich soll der Abend einfach die Möglichkeit bieten, andere Vereinsmitglieder zu treffen, gemeinsam zu beobachten, sich gemütlich zusammenzusetzen und Ideen auszutauschen, zu basteln oder oder oder ... (An dieser Stelle wäre ich für jede weitere Anregung dankbar! Rudi hat z.B. vorgeschlagen, bei entsprechender Mondphase einen kleinen Kurs über Mondfotografie abzuhalten). Insbesondere für unsere fördernden Mitglieder bietet sich hier eine gute Gelegenheit, aktiver als bisher am Vereinsleben teilzunehmen. Natürlich ist es auch erwünscht, an der Astronomie interessierte Verwandte, Freunde oder Bekannte mitzubringen.

In Zukunft soll dieser Abend jedoch auch einen anderen Zweck erfüllen. Wenn nämlich sichergestellt ist, daß sich das Ganze zu einem relativ regelmäßigen Ereignis entwickelt, wäre es möglich, über die Medien an der Astronomie interessierte Nicht-Vereinsmitglieder, zu denen wir bisher mit Ausnahme des Tages der offenen Tür keinen Kontakt haben, einzuladen und so mehr Leute als bisher anzusprechen und eventuell für unser gemeinsames Hobby bzw. unseren Verein zu begeistern.

Leider war die Resonanz beim ersten Mal bescheiden - genauer gesagt trafen wir uns nur zu viert, was uns aber nicht daran hinderte, Informationen auszutauschen und anschließend einen sehr schönen Beobachtungsabend zu verbringen. Beim zweiten Anlauf umfaßte unser Grüppchen immerhin schon sechs Unermüdliche, die teilweise noch vom Zusammenbau der Leuchtkästen, der bereits am Nachmittag begonnen hatte, übriggeblieben und teilweise neu hinzugekommen waren. Die Arbeiten an den Leuchtkästen konnten wir im Laufe des Vereinsabends abschließen, danach war uns allerdings nur noch nach einem gemütlichen kleinen Plausch zu Mute – ich möchte mich hier nocheinmal bei allen Helfern am Zusammenbau herzlich bedanken!

O. Pilzer

Sternschnuppenbeobachtung

Beim letzten kleinen inoffiziellen Treffen am 5. Mai, bei dem leider wieder einmal nur nur Andreas Härpfer, Joachim Draeger und ich anwesend waren (Anregung an alle zumindest zeitweilig in München lebenden Astronomen oder auch nur an wissenschaftlichen Themen Interessierten, die es zum Teil nicht einmal für nötig hielten, auf die Email-Einladungen zu reagieren), kam die Idee auf, etwas systematischer in die Sternschnuppenbeobachtung einzusteigen.

Zunächst sind nur Versuche geplant, Photos in Richtung auf den Radianten zu machen. Dazu wären Aufnahmen gleicher Belichtungszeit im entsprechenden Zeitraum (natürlich möglichst während des Maximums) aufzunehmen, die allerdings auch zeitlich untersucht werden sollten: Es sind dann sowohl der exakte Zeitpunkt (also die Uhrzeit möglichst genauer als auf eine Sekunde) der einzelnen Sternschnuppen festzuhalten als auch Beobachtungen an mindestens zwei Orten gleichzeitig durchzuführen, um die Bahnen der einzelnen Sternschnuppen festlegen zu können. Leider ist dazu die Sternwarte der Salzburger Astronomen nicht weit genug entfernt (Höhe der Sternschnuppen ca. 20 km, Entfernung von der Sternwarte auf dem Gymnasium zu der bei Salzburg nur gut 10 km). Andererseits würde sich hierfür die Sternwarte des Mühldorfer Gymnasiums anbieten, von dem Herr Kästner, der neue Direktor des Laufener Gymnasiums, kommt. Deshalb wäre zumindest einfach Kontakt aufzunehmen – von anderen Vorteilen, die damit verknüpft sein könnten, ganz zu schweigen.

Wenn sich dies als durchführbar erweisen sollte, ließe sich ja das Vorhaben systematischer in Angriff nehmen. Die größte Schwierigkeit wird wohl – wie üblich – darin bestehen, Mitarbeiter an diesem Projekt zu finden ...

Eine ganz andere Möglichkeit ist die Untersuchung der Sternschnuppenhäufigkeit im Verlauf einer Nacht. Dazu könnten zum Beispiel drei oder vier Beobachter über einen entsprechenden Zeitraum parallel jeweils ein Drittel oder Viertel des Himmels beobachten und mit Hilfe eines Tasters o.ä. (notfalls mittels genauer Uhr und Aufschreiben) alle auftretenden Sternschnuppen zeitlich festhalten. Wenn dies mehrere Beobachter gleichzeitig tun, läßt sich auch etwas über die Himmelsregion aussagen, aus der die Sternschnuppen kommen – auch wenn die Ereignisse wie bei den Perseiden sehr schnell erfolgen sollten. Zusätzlich wäre es natürlich möglich, die genaue Richtung durch Aufzeichnung der Startposition und der Bewegungsrichtung mit Hilfe eines Diktiergerätes festzuhalten, was allerdings bei der sehr großen Häufigkeit während des Maximums zu Schwierigkeiten führen könnte – von Problemen der Beobachter bei der Festlegung des Ortes mittels Sternbildern, der einfachsten Ortsangabe, ganz zu schweigen. *O. Pilzer*

Photographieren mit dem OFF-AXIS-Guider: Eine Arbeitshilfe

Seit über einem Jahr ist die AAL nun schon im Besitz des OFF-AXIS-Guiders (OAG), der theoretisch von Anfang an optimale Fotos nahezu garantieren soll – laut Werbung. Trotzdem konnten erste einwandfreie Aufnahmen erst im Juli dieses Jahres vorgelegt werden, worauf sich natürlich die Frage stellt, ob das Gerät so schlecht ist, oder ich so ungeschickt bin. Die Wahrheit liegt – wie so oft – irgendwo zwischen beiden Extremen. Wahr ist, daß die Stabilität von OFF-AXIS-Guider und Fernrohr nicht optimal ist, Tatsache ist aber auch, daß die meisten Fehler mit dem Gerät durch fehlende Arbeitssystematik verursacht werden. Aus diesem Grund möchte ich hier eine chronologische Auflistung der Arbeitsschritte angeben, um anderen Fotographen Zeit und Geld zu sparen. Ich setze dabei voraus, daß der Fotograph mit dem Aufsuchen von Objekten vertraut ist, die weder im Sucher noch im Fernrohr sichtbar sind.

1. Wichtigster Punkt: Der OFF-AXIS-Guider verzeiht keine Fehler. Versuche deshalb nie schlauer zu sein als ich, und einen der folgenden Schritte auszulassen. Ich habe alle erdenklichen Abkürzungen ausprobiert, und stets mit verschwendetem Filmmaterial dafür bezahlt.
2. Bereite deine Aufnahmen daheim vor. Stelle Dir eine Objekteliste für die Nacht zusammen, die helle Objekte genauso wie lichtschwache enthält. Versuche nicht in einer dunstigen Nacht schwache Objekte zu fotographieren, beschränke dich auf M-Objekte.
3. Achte beim Aufbau des C8 auf ausreichende Stabilität. Die Imbusschraube im Adapter Teleskop-OAG muß immer zum Teleskop hinzeigen! Nie mit der Schraube auf das Gewinde drücken!
   - Sind die Stativbeine geklemmt?
   - Ist das Teleskop und der OAG sauber ausbalanciert?
   - Ist das Gerät sauber eingenordet?

   Achtung: Die Zeit und das Datum auf der Einstellskala des Polsuchers sind in Ortszeit einzustellen. Diese beträgt für Laufen:

   $$\text{Ortszeit} = \text{MEZ} - 8\text{min} = \text{MESZ} + 52\text{min}$$
4. Führe nur im Sitzen nach! Nachführarbeit im Stehen garantiert schmerzenden Rücken und verschwendetes Zelluloid. Objekteliste und Sternkarte müssen eingesehen werden können, ohne aufzustehen. Jedes Aufstehen erhöht die Gefahr,ans Stativ zu stoßen, und das Foto zu verwackeln, oder die Montierung zu dejustieren.
5. Ist der Sucher richtig justiert und fokussiert? Das Gesichtsfeld des Suchers beträgt 4.4 Grad. Präge dir ein, welches Feld auf der Karte dem entspricht.
6. Stelle jetzt einen hellen Stern in der Nähe des Objekts scharf. Der Stern darf nicht zu weit vom Objekt entfernt sein, da der Hauptspiegel des Teleskops beim Schwenken kippen könnte, und so den Fokus ruiniert. Der Fokussiertrieb darf jetzt nicht mehr berührt werden!
7. Stecke jetzt Zenitprisma und 25mm König-Okular in den seitlichen Ausgang des OAG und stelle mit Hilfe der verschiebbaren Hülse scharf. Achtung: Alle Schrauben müssen sauber geklemmt werden, damit die Anordnung nicht wackelt oder auseinanderfällt. Schraube aber nicht mit aller Gewalt anwürgen, da sonst eventuell das Gewinde abgedreht wird.
8. Stelle jetzt das gewünschte Objekt ein.
9. Löse die drei Schrauben am Tubusseitigen Ende des OAG, und drehe den OAG, bis ein brauchbarer Leitstern zu sehen ist. Klemme die Schrauben wieder. Achtung: Nicht den Fokussiertrieb berühren!
10. Ersetze jetzt das 25mm König durch das Microguide und stelle es mit Hilfe der Schiebehülse scharf. Führe einige Probekorrekturen durch, und drehe das Microguide, bis der Leitstern auf einem der Fadenkreuze zu liegen kommt, und bei Korrektur entlang einer der zwei Linien auswandert. Drehe die Handsteuereinheit so, daß die Korrekturrichtung mit der Tastrichtung übereinstimmt. Sollte in Richtung des Nachführokulars eine helle Lichtquelle stehen, die die Dunkeladaption Deiner Augen verhindert, drehe das Zenitprisma so, daß Du von einer anderen Richtung hineinblicken kannst. Achtung wacklig! Die Anordnung nun nicht mehr berühren!
11. Löse jetzt die drei Kameraseitigen Schrauben des OAG, und drehe deinen Kamera, bis der gewünschte Himmelsausschnitt zu sehen ist. Klemme die Schrauben wieder.
12. öffne den Verschluß, und führe die gewählte Zeit nach.

maximale Belichtungszeit beim Ektar 1000
dunstige Nacht: 15 min, ausreichend für M-Objekte
klare Nacht: 30 min, ausreichend für NGC-Objekte

Viel Glück! *T. Bohm*

IWAA'94
Interdisziplinärer Workshop Astronomie und Astrophysik

Andi Kronawitter

Am Anfang stand die Idee, eine Art Seminar zu ausgewählten Themen aus der Astronomie und der Astrophysik abzuhalten, ganz zwanglos in kleiner Runde. Im Laufe der Zeit veränderte sich diese Idee, wuchs und gedieh, bis sie sich in der nun vorliegenden Form zu verdichten scheint. Über diese Form aber herrscht offenbar kein „common sense", vielleicht nur deshalb, weil viele Vereinsmitglieder noch kein Bild von dieser Form haben. Aus diesem Grund ein paar Worte zu unserem Homunculus.

Am ersten Wochenende im März 1994 wollen wir, das ist Andi Härpfer als Hauptverantwortlicher, Joachim Draeger und Andi Kronawitter als Mitglieder des *Programmkomitees* einen Workshop (d.h. eine gesellige Vortrags- und Diskussionsrunde) zum Thema „Genese astronomischer Objekte" veranstalten. Es geht also, kurz und gut, über die Entstehung der verschiedenartigen Objekte im Kosmos. Allzu eng wollen wir den Themenkreis jedoch nicht ziehen, weshalb wir auch interessante Gebiete mit einschließen wollen. Selbstverständlich sind wir auch für alle Anregungen von Eurer Seite aufgeschlossen, denn letzendlich wird der Workshop für das Publikum gemacht. Wenn wer also sich für ein spezielles Gebiet interessiert, so bitten wir hiermit, uns dies kundzutun. Wir werden dann versuchen, jemand dafür zu finden. Aber vielleicht sollten wir von Vorne beginnen und vorstellen, wieweit die Planung bislang gediehen ist.

Voraussichtlich wird der Workshop in den Räumen der Naturschutzakademie in Laufen über die Bühne gehen. Wir hoffen auf ein Publikum von etwa 25 bis 40 Leuten, so daß es in der Sternwarte wohl etwas zu eng werden würde. Tja, wen wollen wir eigentlich ansprechen? Über diese Frage schien es zu fast konträren Vorstellungen zwischen Euch und den Organisatoren gekommen zu sein. Ein für allemal: Das soll kein Treffen von ehemaligen und künftigen Nobel- oder sonstwas Preisträgern sein, dazu fehlen uns – ganz klar – die Möglichkeiten. Ansprechen wollen wir Amateure, Studenten verschiedener Fachrichtungen oder einfach an der Astronomie Interessierte. Vorträge halten sollen – außer uns selbst – Leute, die sich schon seit einiger Zeit mit der Astronomie beschäftigen, und, wenn es uns gelingt, vielleicht der eine oder andere Profi. Das Niveau der Vorträge soll in etwa so liegen, daß sowohl „einfache " Amateure die Ideen verstehen als auch den Semiprofessionellen noch etwas Interessantesd geboten wird.

Nach dem Motto „Das Leben, das Universum und der ganze Rest" haben wir uns vorgenommen, das ganze Universum einmal zu durchstreifen. Wir beginnen mit der Kosmologie am Samstag vormittag und hangeln uns über Galaxien und Sterne zu den Planetensystemen. Im Prinzip geht es immer nach Schema „f": Es beginnt mit einem Einführungsvortrag, der etwa eine Stunde dauern wird und von einer Diskussion abgeschlossen wird. Darauf sollen einige (kürzere) Vorträge zu spezielleren Themen folgen. Zwischendrin gibt es Kaffee- bzw. Essenspausen, während welcher man dann die Gelegenheit hat, alle seine brennenden Fragen an einen der Anwesenden loszuwerden. Wenn man Glück hat, bekommt man darauf sogar Antworten. Soweit, so gut. Es gibt also am Samstag zum Frühstück Kosmologie, zum Abendbrot Galaxienentstehung und -entwicklung. Am Sonntag zu nachtschlafender Zeit werden die Sterne und alles drumherum serviert und am Nachmittag zum großen Finale gibt es Planetensuppe.

Damit man auch nach diesem Ereignis noch eine Erinnerung daran hat, wollen wir einen Tagungsband produzieren, indem alle Vorträge in schriftlicher Form enthalten sind. Diesen Tagungsband wird es bereits zu Beginn des Workshops geben. Leider ist das ganze nicht umsonst zu haben. Nach unserer Kalkulation wird der Tagungsband etwa 20 DM kosten, die Teilnahmekosten insgesamt betragen 40 DM. Darin enthalten ist Kaffee und Kuchen sowie andere Erfrischungen. Der Rest geht drauf für Portokosten und diverse Kleinigkeiten. Wir wollen uns zusätzlich nach einem Sponsor umsehen.

So, das sind einmal in Kürze die wichtigsten Neuigkeiten. Fragen und Wünsche nehmen alle Obengenannten gerne entgegen. Weitere Informationen können bei uns angefordert werden und werden in der nächsten Ausgabe der Mitteilungsblätter veröffentlicht.

Der Sternhimmel-Projektor

J. Kehl

1 Gehäuse

Als Gehäuse (1) verwenden wir eine Blechdose, z.B. eine Keksdose oder eine 5kg Honigdose, von etwa 155mm Durchmesser und einer Höhe von 230mm, in die seitlich ein Loch zum Einlöten einer Glühlampenfassung (2) geschnitten wird.

Am Boden schrauben wir einen aus Sperrholz ausgesägten Ring (11) fest, in dessen Öffnung genu ein Rasierspiegel (12) paßt. Dieser wird mit kleinen aufgenagelten Blechlaschen festgehalten. Zur Lüftung bohren wir eine Reihe von 6mm Löchern in den Blechmantel. Der Lichtaustritt wird durch einen Pappestreifen (14) abgedeckt, den wir in einen aus Sperrhalz ausgesägten Reifen (13) kleben. Zum Luftaustritt erhält der Blechmantel in etwa 14cm Höhe einige 8×13mm große Schlitze ausgestemmt, die innen durch angelötete Blenden (15) abgedeckt werden.

Als Glühbirne verwenden wir eine helle 100W Birne. Durch den Spiegel (12) verstärkt, wirft sie ihr Licht gegen eine runde Opalglasscheibe (5) mit einem Durchmesser von 124mm, die wir in 16cm Höhe in dem Falz eines Holzringes befestigen.

Den mit dem Mantel verschraubten Holzring stellen wir aus einem 5mm starken Sperrholzreifen (3) von 120mm Innendurchmesser und einem aufgeleimten 3mm starken Sperrholzstreifen (4) von 124mm Innendurchmesser her. Vier aufgeschraubte Vorreiber aus Blech halten die Glasplatte sowie das später anzufertigende Himmelsbild (16) fest. Zur Unterstützung des Reflektors kleiden wir die Wand des Lampengehäuses mit Aluminiumfolie aus.

2 Einsatz

Nun benötigen wir noch den Einsatz, der aus einem Deckel (6) mit dem Objektiv – Führungsrohr (9), einem aus Pappe geklebtem Rohr (7) und der darin eingeklebten Blende (8) besteht. Der Deckel wird aus zwei miteinander verleimten 6mm starken Sperrholzscheiben (6a) und (6b) hergestellt und erhält ein Loch für das Rohr (9) ausgesägt, dessen Mittelpunkt 20mm vom Deckelmittelpunkt entfernt sein muß. Der Durchmesser von (6b) muß so groß sein, daß das herumgeleimte Papprohr (7) sich noch leicht in die Blechdose einschieben läßt.

In die untere Öffnung des Papprohres leimen wir die aus 3mm Sperrholz auszusägende Blende (8), deren Öffnung eine Ellipse mit den Achsen 80mm, bzw. 92mm ist. Beim Drehen des Deckels wandert die Blendenöffnung mit dem darüberliegende Objektiv um den Drehpunkt (M) und gibt dadurch jeweils nur einen bestimmten Ausschnitt des darunterliegenden Himmelsbildes (16) frei. Als Objektiv 10 benützen wir das gleiche wie für den Kleinbildprojektor, wobei die Blendenöffnung 15–20mm groß sein kann.

Mit diesem Objektiv erhalten wir bei normaler Zimmerhöhe, wenn der Projektor auf dem Fußboden steht, an der Zimmerdecke einen Sternenhimmel mit einem Durchmesser von 2.50–2.70m.

Das Schwierigste ist die Anfertigung des Himmelsbildes (16), welches wie ein Diapositiv durchleuchtet und etwa dreißigfach vergrößert wird. Dazu könnten wir eine Sternkarte des Nordhimmels fotografieren und im entsprechenden Maßstab ein Diapositiv anfertigen lassen. Abgesehen davon, daß das Glasdia dann erst rund geschnitten werden müßte, erhielten wir einen recht trüben Sternhimmel und keinesfalls jenes funkelnde Sternenzelt, wie wir es zu sehen gewöhnt sind. Daher verwenden wir statt dessen eine undurchsichtige, sehr dünne Scheibe Papier oder noch besser aus 0.1mm starkem, weichem Kupferblech und stechen an Stelle der Sterne winzige Löcher durch.

Damit sich die Ränder nicht aufwerfen, legen wir die Papier oder Blechscheibe auf eine ebene Unterlage aus weichem Aluminiumblech oder Blei und „stanzen“ die Löcher mit einer Stahlnadel aus, deren Spitze wir abgeschiffen haben. Um die helleuchtenden Sterne hervorzuheben, machen wir die Löcher für Sterne 1. Ordnung etwa 0.4mm, für Sterne 2. Ordnung etwa 0.3mm und für Sterne 3. und 4. Ordnung nur etwa 0.2mm groß. Der ganze nördliche Sternhimmel muß auf eine Scheibe von 120mm Durchmesser gebracht werden.

Verwenden wir als Vorlage eine kleine drehbare Sternkarte, dann brauchen wir die Sterne nur abzupausen, die Pause auf die Blechscheibe aufzulegen und die Löcher durchzuschlagen. Auch die Blendenöffnung für die Blende (8) kann abgepaust werden. Die Sternscheibe wird mit den gleichen Vorreibern wie die Opalscheibe, aber verkehrt, auf dieser festgehalten.

Auf den Rand des Deckels (6a) sowie der Blechdose (1) kleben wir je einen weißen Paierstreifen und teilen den ersten in 24, den zweiten in 12 gleiche Felder ein. In die letzteren schreiben wir die 12 Monate, in die 24 Felder die 24 Stunden des Tages und auf den Deckel zusätzlich die vier Himmelsrichtungen.

Die Beschriftung geht aus der erwähnten drehbaren Sternkarte hervor. Sie muß jedoch, der verkehrt eingelegten Sternscheibe entsprechend, in umgekehrter Reihenfolge geschehen.

Wer sich mit einem kleinerem Deckenbild begnügt, kann an Stelle des Doppelobjektivs nur eine Linse von 8–10 Dioptrien bzw. 10–12cm Brennweite verwenden und die Randunschärfe durch eine vorgesetzte Blende von 15mm Durchmesser verbessern. Das Führungsrohr 9 zum Einstellen muß dann nach oben zu um 3cm verlängert werden.

Kombinierte Führungen

Andi Kronawitter

1 Ziele

Bislang wurden Führungen an der Sternwarte – sofern überhaupt – in einem gewissen Sinn „eindimensional“ durchgeführt. Ein oder mehrere Mitglieder der AAG stellte einige Objekte ein, die dann der Reihe nach von allen Teilnehmern mehr oder weniger lang angeschaut werden konnten. In dem Fall, daß viele Teilnehmer, sagen wir mehr als vier, mitmachen wollten, führte dies zu lange Wartezeiten und eventuell auch zu Verzögerungen, weil das Teleskop verstellt wurde oder ähnliches.

Zudem wird bei Führungen dieser Art praktisch ausschließlich auf bloßes Betrachten der Objekte Wert gelegt und weiterführende Fragen wie etwa „Was ist eine HII-Region“ übergangen. Das muß kein Manko sein, denn die Besucher der Sternwarte haben verschiedene Vorkenntnisse und Erwartungen, und viele erfreuen sich einfach an den Bildern an sich.

Ein dritter Aspekt ist auch die unterschiedliche Interessenslage unserer Vereinsmitglieder und damit der potentiellen Vorführer. So gibt es neben denjenigen, die sich für gar nichts interessieren, die „Nurseher“, aber auch schon wahre „Teleskopverächter“ (zumindest kursieren derartige Gerüchte), gemeint sind die Theoretiker.

Warum sollte man aber nicht einmal versuchen, die Qualitäten der jeweiligen Extremisten zu verbinden, wenn man nebenbei daraus noch ein paar andere Vorteile ziehen kann? Kurz und gut, hier soll ein erstes Konzept für ein kombiniertes Führungsprogramm vorgestellt werden, bei der die Besuchergruppe aufgeteilt wird und von zwei Führern betreut wird.

Damit soll erreicht werden, daß zum einen die Wartezeit am Teleskop verringert wird (weniger Warten, mehr Sehen), und zum anderen den Besuchern auch ein wenig mehr über die Dinge, die sie beobachten, erzählt wird.

2 Vorgehen

Die Gruppe (4 bis 10 Teilnehmer) soll zu Beginn der Führung in zwei Hälften aufgeteilt werden. Die eine Hälfte geht mit einem der „Diensthabenden“ zum Fernrohr, während der andere Teil unten bleibt.

Der „Praktiker“ stellt eine Reihe von Objekten aus einer Liste in einer bestimmten Reihenfolge (die der des Vortragenden unten entspricht) ein und läßt die Gäste beobachten, wobei er auch einige Dinge zu Teleskop, Montierung und anderen Gerätschaften erzählen sollte.

Währenddessen palavert der „Theoretiker“ im großen Vortragssaal über die Objekte, die dieser Teil der Gruppe im Anschluß an das Kurzreferat oben vorgeführt bekommt. Die Schwerpunkte des Vortrags sollten sein:

- Was sieht man da überhaupt?
- Wie kommt es zustande?
- Gibt es dazu noch was besonderes?

Der Vortrag soll durch Dias unterstützt werden. Eventuell können auch Folien verwendet werden, in Extremfällen haben wir auch eine Tafel. Später könnte man vielleicht auch kurze Vidoes oder einfache Computersimulationen mit einbeziehen. Problem dabei aber ist, wo man das Zeug, Geräte und „Software“, herkriegt.

Nach dem Vortrag bzw. der Vorführung werden die Gruppen durchgetauscht.

3 Objekte

Welche Objektgruppen bieten sich für solch eine kombinierte Führung an?

Sterne allein zu beobachten, ist reichlich langweilig. Damit kann man wohl nur blutige Laien fangen. Eine andere Möglichkeit wäre, Sternbilder und ihre Namensmythen zu nehmen. Aber dazu braucht man kein Teleskop und wohl auch keine aufgeteilten Gruppen. Doppelsterne sind auch schlecht, weil man die interessanten nicht trennen kann und die weiten sich nicht rühren.

Gedacht für diese Art von Führungen waren nichtstellare Dinger, nämlich Nebel aller Art. Für den Vorführer kann man Objekte vor allem aus dem Messier-Katalog aussuchen, der alle wichtigen Gruppen enthält, über die der Märchenerzähler unten berichten kann:

- Leuchtende Nebel, HII-Regionen;
- Planetarische Nebel;
- Supernova Überreste;
- Offene Sternhaufen;
- Kugelhaufen;
- Galaxien.

Dunkelwolken sind schwer zu beobachten und komplex in ihrer theoretischen Abhandlung, weshalb sie hier nicht vorkommen.

4 Probleme

Die Beobachtungszeit ist sehr empfindlich von der Gruppengröße abhängig. Deshalb muß der Vortrag und der Beobachtungskatalog variabel gestaltet sein und irgendwie trotzdem koordiniert werden können.

Das noch größere Problem ist, daß es ein solches Programm im Moment noch nur als Projekt gibt. Im Herbst wollen Rudi Reiser und Andi Kronawitter einen ersten Versuch unternehmen und ein Programm entwerfen, das in einem Beta-Test an Vereinsmitgliedern oder dem Verein und uns wohlgesonnen Personen ausprobiert werden soll. Vorschläge und Kritik bitte an Rudi Reiser oder Andi Kronawitter, Morddrohungen und Erpressungsbriefe bitte an eine beliebige andere Adresse.

Der Meteorstrom der Perseiden

J. Draeger

In Anbetracht der erwarteten hohen Perseidenaktivität 1994 gibt dieser Artikel eine kurze Schilderung des Ursprungs und der Natur von Meteoren. Der Begriff Meteorsturm ist erläutert. Auf die jüngsten Ereignisse im Zusammenhang speziell mit den Perseiden wird ausführlich eingegangen. Eine umfangreiche Diskussion der Beobachtungsproblematik runden die Darstellung ab.

1 Allgemeines

Den Perseiden wurde 1993 große Aufmerksamkeit geschenkt. Grund dafür war die von Astronomen vorhergesagte starke Aktivität. Der vermutete Meteorsturm blieb zwar aus; dennoch boten die Perseiden dieses Jahr ein beeindruckendes Schauspiel. Weil für 1994 eine noch größere Aktivität angekündigt wird, seien hier noch einmal wichtige Hinweise für die Perseidenbeobachtung zusammengefaßt. Dieser Artikel ist als Ergänzung zu [12] gedacht; zur Sternschnuppenfotographie lese man am besten [12]. Der Autor wäre für Kommentare, Korrekturen u.a. zu diesem Thema sehr dankbar.

2 Meteorströme

Ein Meteorstrom ist stets (?) kometarischen Ursprungs. Er besteht aus Teilchen, die infolge der Aufheizung eines Kometen durch die Sonne freiwerden. Im Gegensatz zu den sogenannten sporadischen Meteoren, von denen in jeder Nacht einige pro Stunde zu beobachten sind, verursachen Meteorströme begrenzte Zeit deutlich gesteigerte Aktivität. Diese tritt immer dann auf, wenn die Erde die Bahn eines Kometen kreuzt, da sich abgestoßenes Material nach einer gewissen Zeit über die ganze Kometenbahn verteilt; in der Nähe des Kometen selbst ist die Staubdichte aber geringfügig erhöht. Tritt ein solches Partikel, das man als Meteorid bezeichnet, mit hoher Geschwindigkeit in die Erdatmosphäre ein und glüht es dabei auf, wird aus ihm ein Meteor. Meteore, die die Erdoberfläche erreichen (was nur in den seltensten Fällen eintritt) heißen Meteorite. Typische Meteore besitzen eine Größe von nur wenigen Mikrometern.

3 Perseiden

Der Meteorstrom der Perseiden hat seinen Ursprung im Kometen Swift/Tuttle, der eine Umlaufdauer von 130 Jahren besitzt und das letzte Mal 1992 in die Nachbarschaft der Erde geriet. Das für die gegenwärtig stark erhöhte Aktivität der Perseiden verantwortliche Material stammt allerdings noch von der letzten Begegnung 1862. Es befindet sich noch nahe beim Kometen, da es noch keine Zeit hatte, sich stärker zu verteilen. Eine entsprechende Situation bestand 1862, wo ebenfalls ziemlich hohe Fallraten zu beobachten gewesen waren.

Das eigentliche Maximum der Perseiden ist ziemlich kurz, oft weniger als eine Stunde. Ursache hierfür ist die große Kompaktheit der Teilchenwolke, weshalb die Erde rasch durch sie hindurch wandert. Die Perseiden waren schon vor 2000 Jahren den Chinesen, Japanern und Koreanern bekannt. Ihre hohe Durchschnittsaktivität macht die Perseiden zum Prototyp eines Meteorstroms, weshalb man sie auch heute noch intensiv überwacht. Manchmal werden Profis und Amateure für den dabei betriebenen hohen Aufwand belohnt – so im Jahre 1988, als die Fachwelt das Auftreten eines zweiten Maximums nachweisen konnte, das 12 Stunden vor dem eigentlichen

Aktivitätshöhepunkt eintrat. Obwohl diesem Ergebnis zuerst mißtraut wurde, mußte man ihm 1989 nach seiner Bestätigung Glauben schenken. 1990 verhinderte ein Vollmond die Ausführung qualitativ hochwertiger Messungen.

Das Jahr 1991 kennzeichnet ein Wendepunkt bei der Beobachtung der Perseiden. Mit mehreren hundert Meteoren pro Stunde lag die Aktivitätsrate außerordentlich hoch. Dies motivierte einen hohen Aufwand, um 1992 trotz Vollmond die Perseiden noch genauer als bisher zu vermessen. Man konnte zeigen, daß sich der Abstand zwischen beiden Aktivitätsmaxima um etwa zwei bis drei Stunden vergrößert hatte und daß die Fallrate die von 1991 übertraf. Nun wurden neue Untersuchungen angestellt.

Genaue Kalkulationen der Bahn von Swift/Tuttle bewiesen, daß die Erde diese am 12.August 1993 um 1 Uhr UT in einem Abstand von nur 0.0009 AE passieren würde – ein Wert, der optimistischen Vorhersagen Hoffnung verlieh. Weitere Nahrung erhielt die positive Stimmung, als die Prognosen für den Mondaufgang im Bereich Europa (ca. 23 Uhr MEZ, d.h. um 3 Uhr MEZ beträgt die Höhe über Horizont 40 Grad) vorlagen. Entgegen den Meldungen der allgemeinen Presse sagten Astronomen aber niemals zweifelsfrei einen Meteorsturm voraus. Nun, das Ergebnis ist bekannt: Überall große Enttäuschung. Grund dafür ist eigentlich nicht gegeben. Die Perseiden 1993 *waren* ein beeindruckendes Schauspiel.

Damit wäre die Geschichte der starken Perseidenaktivität in den 90er Jahren eigentlich abgeschlossen, gäbe es da nicht die Herren Dr. Zidian Wu vom Queen-Mary-College (London) und Prof. I. Williams vom Westfield-College (London). Beide untersuchten das Verhalten der 1862 vom Kometen Swift/Tuttle neu abgestoßenen Staubteilchen. Sie kommen zu dem Schluß, daß die Erde nicht 1993, sondern 1994 den dichtesten Teil der Partikelwolke durchfliegt. Anders ausgedrückt wird sich die Aktivitätsrate der Perseiden im nächsten Jahr nochmals steigern (Die Resultate der diesbezüglichen numerischen Kalkulationen erscheinen in den *Monthly Notes of the Royal Astronomy Society*). Trotz einer etwas stärkeren Illumination durch den Mond sind die Aussichten in Europa, dieses Ereignis verfolgen zu können, alles in allem recht gut.

4 Störungen durch andere Meteorströme

Wesentlich für die Auswertbarkeit der gesammelten Informationen ist die Zuordnung der einzelnen Meteore zu ihren jeweiligen Meteorströmen. Während der Aktivität der Perseiden treten weitere Ströme auf, die sauber voneinander zu unterscheiden sind:

- Aquariden/Capricorniden-Komplex
- Die α- und κ-Cygniden bewegen sich orthogonal zu den Perseiden und zeigen am 17. und 18. August ein flaches Maximum. Sie sind sehr langsame Meteore.
- Südliche Pisciden
- Beginnende Aktivität der α-Aurigiden
- Ein Strom mit Radiant im Sternbild Ursa Major
- Ein Strom mit Radiant im Sternbild Pegasus

5 Meteorstürme

Meteorstürme gehören zu den seltensten Himmelserscheinungen überhaupt. Sie sind durch eine außergewöhnlich hohe Fallrate von mehr als einem Meteor pro Sekunde charakterisiert. Ihre Vorhersage gestaltet sich ausgesprochen schwierig, da man noch zu wenig über die Struktur der einzelnen Meteorströme weiß; neuere Kalkulationen lassen aber vermuten, daß ein Meteorsturm nur dann auftritt, wenn sowohl genügend Staubteilchen in Erdnähe sind als auch die Planetengravitation groß genug für eine Bahnablenkung der Meteoride ist.

Aufzeichnungen über Meteorstürme gibt es nur sporadisch. Die große Seltenheit dieses einzigartigen Himmelsschauspiels verhinderte bisher eine eingehende Untersuchung; Meteorstürme traten in den letzten 200 Jahren nur sechsmal auf:

- 13.11.1833 (Amerika, Leoniden; Dauer des Maximums etwa 6 Stunden)
- 14.11.1866 (Europa, Amerika, Leoniden)
- 27.11.1972 (Europa)
- 9.10.1933 (Europa)
- 9.10.1946 (Amerika)
- 17.11.1966 (Amerika, Leoniden; etwa 40 Meteore pro Sekunde)

Infolgedessen sind die zur Verfügung stehenden Informationen nur dürftig. Es scheint aber sicher, daß das Maximum der unter Umständen sehr hohen Fallrate (z.B. 100000 pro Stunde wurden bereits nachgewiesen) auf wenige Stunden beschränkt bleibt. Außerdem sind die Einzelmeteore in der Regel recht lichtschwach.

Ergänzend bleibt anzumerken, daß ein Meteorsturm oft von ungewöhnlichen Phänomenen begleitet wird. So entsteht manchmal in Richtung Radiant bzw. Anti-Radiant (aber nicht damit koinzidierend) ein schwaches Glimmen, welches durch Reflektion des Sonnenlichts an Staubpartikel entsteht. Außerdem können mitunter Einschläge von Meteoriten auf dem Mond als deutlich erkennbare Leuchterscheinungen auf der dunklen Seite beobachtet werden, die jeweils etwa 1 Sekunde lang andauern und ca. 1^m hell sind.

6 Beobachtungen

Wie bei allen ernsthaften Beobachtungen sollte sorgfältig Protokoll geführt werden. Die grunds'atzliche Form eines derartigen Protokolls wurde bereits von A. Härpfer in den Mitteilungsblättern behandelt [12]; darauf braucht also nicht weiter eingegangen zu werden. Weil jedoch spezielle Hinweise auf die bei Meteorbeobachtungen wichtigen Parameter fehlen, seien hier diesbezüglich einige – wie ich hoffe – hilfreiche Anmerkungen gemacht. Als Ausgangspunkt kann [12] gelten.

Der genaue Zeitpunkt jeder beobachteten Erscheinung stellt wohl eine der wichtigsten festzuhaltenden Daten dar. Zwar reduziert man bei der Auswertung meist auf mehrminütige Teilintervalle, doch erfordern beispielsweise Analysen auf Meteorcluster sekundengenaue Aufzeichnungen. Außergewöhnliches wie Feuerkugeln ist stets zeitlich so präzise wie nur möglich festzuhalten. Von wissenschaftlichen Interesse hat sich fernerhin die Aufleuchtdauer eines Meteors erwiesen. Weil es dabei um Zeitmessungen im Bereich von Sekundenbruchteilen geht, treten bei rein optischer Beobachtung ohne zusätzliche Hilfsmittel naturgemäß Schwierigkeiten auf; diese lassen sich aber beherrschen, wenn man unter Benützung des oft bei Digitaluhren verfügbaren Stopp-Modus ein gewisses Zeitgefühl antrainiert.

Als ebenfalls wichtig gilt die Helligkeit der einzelnen Meteore. Mit dem geringsten Aufwand sind sie in der gewohnten astronomischen Helligkeitsskala durch Vergleich mit Sternhelligkeiten zu gewinnen. Die Farbe von Meteoren (ermöglicht Rückschlüsse auf Teilchengrößen), Nachleuchterscheinungen, ein eventuelles Auseinanderbrechen des Meteors, akustische Beobachtungen usw. werden nach Möglichkeit zusätzlich festgehalten. Im allgemeinen nur auf photographischen Wege realisierbar ist die Dokumentation des genauen Bahnverlaufs; gerade solche Aufzeichnungen können jedoch wichtige Ergebnisse liefern hinsichtlich der Existenz etwaiger Subradianten, der Herkunft sporadischer Meteore, der Vermessung neuer Ströme oder der Radiantenwanderung. Besondere Vorsicht hat zu walten, will man photographisch Zählraten gewinnen; folgende Punkte gilt es dabei zu berücksichtigen:

- Aufnahmebeginn und -dauer jeder Aufnahme ist zu dokumentieren; letztere sollte 10 Minuten nicht überschreiten.
- Für jede Einzelaufnahme muß die Meteorgrenzhelligkeit bestimmt werden.
- Strommeteore in Radiantennähe erscheinen langsamer als solche in größerem Abstand vom Radianten; infolgedessen werden in Radiantennähe lichtschwächere Meteore erfaßt als anderswo. Diese Verfälschung hat man zu berücksichtigen.

Stellvertretend für den genauen Bahnverlauf kann der Astronom im Falle hinlänglich bekannter Meteorströme auch einfach die Strombezeichnung notieren. In einer Situation mit hoher Fallrate stellt dieses Vorgehen die einzige Möglichkeit dar, um mit den praktischen Gegebenheiten fertig zu werden; ansonsten wären die Ausfallzeiten bedingt durch Karteneinträge einfach zu lange. Im Bedarfsfall muß man sich außerdem auf einzelne Meßwerte konzentrieren und eine Grenzgröße der Erfassung festsetzen.

Abschließend ein Wort speziell zu den Perseiden 1994: Ausgesprochen wünschenswert wäre eine qualitativ hochwertige Beobachtung über einen längeren Zeitraum hinweg, da die Fachleute hieraus Rückschlüsse auf das noch weitgehend unerforschte Gebiet der Stromstruktur ziehen können.

P.S. Nicht zu empfehlen ist die manchmal von Laien angewandte Methode, Meteore mit Autoscheinwerfern o.a. besser sichtbar zu machen (Soll tatsächlich vorkommen).

Literatur

[1] Internet-News, zahlreiche Einzelartikel

[2] Einige Astroflex-Mitteilungen

[3] Günter D. Roth: *Handbuch für Sternfreunde*; Springer

[4] A. Härpfer: *Einheitliches Protokoll für astronomische Beobachtungen*; Mitteilungsblätter der Astronomischen Arbeitsgruppe Laufen, 3(1990) S.3

[5] R. Reiser: *Perseidenstrom 1993 ein Knaller?*, Mitteilungsblätter der Astronomischen Arbeitsgruppe Laufen, 7(1993) S.5

[6] R. Reiser: *Sternschnuppenfotographie*, Mitteilungsblätter der Astronomischen Arbeitsgruppe Laufen, 7(1993) S.5

Beobachtungsprotokoll der Perseiden 1993

J. Draeger

Allgemeines

Für die Datenaufzeichnung wurde ein Kasettenrecorder verwendet. Dies hat den Vorteil, durch die Dokumentationspflicht nicht weiter von der Beobachtung abgelenkt zu werden; auch sind so rasch aufeinanderfolgende Meteore noch gut erfaßbar. Nachteilig ist der hohe Aufwand bei Übertragung der Resultate in schriftliche Form. Außerdem können die einzelnen Ereignisse nicht mit höchster Genauigkeit zeitlich eingeordnet werden[1].

Zeitpunkt(Zeit): Die geschilderte Protokollmethode führt zu einem maximalen Fehler von 2 Sekunden. Alle Angaben erfolgen für MESZ.

Helligkeit(H): Die Vergleichsmethode erlaubt im Bereich normaler Sternhelligkeiten recht genaue Messungen (maximal etwa 1 Magnitude Abweichung). Sehr helle Meteore konnten damit jedoch leider nur größenordnungsmäßig eingeordnet werden; wahrscheinlich gibt es hier grundsätzliche Schwierigkeiten. Meteore schwächer als 5^m wurden nicht erfaßt.

Sichtbarkeitsdauer(S): Durch Training mit der Stoppfunktion einer Digitaluhr kann dieser Meßwert durchaus im Rahmen von ± 0.1 Sekunden erfaßt werden.

Bahnlänge(B): Man kann die zum Beispiel auf der Rückseite des *Himmelsjahres* befindliche Gradskala dazu benutzen, sich ein gewisses Gefühl für die Abschätzung der Bahnlänge anzugewöhnen. Trotzdem sind die diesbezüglichen Fehlerraten bedingt durch die Hektik verhältnismäßig hoch, maximal etwa $\pm 5°$.

Himmelsrichtung(R): Himmelsrichtung eins Ereignis zum Zeitpunkt der Beobachtung.

Höhe über Horizont(Δ): Für diesen Parameter gilt ähnliches wie für die Bahnlänge; die Ungenauigkeiten können aber geringfügig größer sein.

Die folgenden Tabellen enthalten nur Meteore, die den Perseiden angehören. Nicht-Perseiden wurden zwar in den Originalunterlagen erfaßt, hier jedoch aus Zeit- und Platzgründen nicht wiedergegeben.

Beobachtung

Position: 12°51′11″ östlicher Länge
47°50′48″ nördlicher Breite

Ort: Teisendorf/Ufering

Land: Deutschland

Beobachter: Joachim Draeger

Datum: 1993, August 11-12

Beginn: 20^h MESZ

Ende: 5^h MESZ

Wetter: Gutes Wetter, nahezu windstill, um 20^h MESZ etwa 18° C Lufttemperatur bei wolkenlosen Himmel. Nur sehr wenig Dunst. Gegen 21^h MESZ sind vereinzelte Wolken zu sehen, welche sich jedoch schnell wieder auflösen. Die Szintillation bleibt auch während der vorübergehenden Bildung eines Dunstschleiers in Horizontnähe und einer Wolkenbank im Osten zwischen 23^h MESZ und 0^h MESZ geringfügig. Kurz vor Ende der Beobachtung findet erneut ein kurzfristiger Durchgang vereinzelter Wolken statt.

Bemerkung: Der helle Mondschein wirkt ab 2^h MESZ störend.

[1] Als beste Methode erwies sich eine Daueraufnahme, die man mehrmals zeitlich synchronisiert. Wird die ganze Nacht hindurch beobachtet, sollte man bei dieser Vorgehensweise 5 oder 6 Kasetten zu je 90 Minuten bereitliegen haben. Die Bandlaufgeschwindigkeit ist bei Verwendung eines Markengeräts konstant genug, um nach 45 Minuten die einzelnen Synchronisationspunkte um höchstens zwei Sekunden voneinander abweichen zu lassen.

Außergewöhnliche Meteore (sehr hell, besondere optische Erscheinungen, große Bahnlänge u.a.)

Zeit			H^m	S s	B°	R	Δ°	Bemerkungen
21^h	52^m	52^s	-1^m	0.4 s	15°	SO	30°	etwa 1-2 Sekunden lang nachleuchtend
21^h	58^m	44^s	-1^m	0.4 s	20°	Zenit		etwa 1-2 Sekunden lang nachleuchtend
22^h	12^m	10^s	-2^m	0.3 s	15°	Zenit		etwa 1-2 Sekunden lang nachleuchtend
22^h	30^m	4^s	1^m	0.3 s	6°	SSO	50°	etwa 1-2 Sekunden lang nachleuchtend
22^h	43^m	55^s	-1^m	0.5 s	20°	SSO	15°	etwa 1-2 Sekunden lang nachleuchtend
22^h	55^m	49^s	-2^m	0.4 s	20°	SO	80°	etwa 1 Sekunde nachleuchtend
22^h	59^m	51^s	2^m	0.3 s	15°	?	?°	weniger als 1 Sekunde nachleuchtend
23^h	9^m	41^s	-1^m	0.6 s	10°	SO	25°	etwa 1-2 Sekunden lang nachleuchtend
23^h	41^m	28^s	1^m	0.7 s	15°	SSO	15°	
23^h	43^m	17^s	0^m	0.5 s	10°	SSW	50°	
23^h	55^m	56^s	-1^m	0.3 s	9°	Zenit		
0^h	3^m	59^s	5^m	0.1 s	5°	SSW	50°	in mehrere Einzelstücke zerfallend
0^h	10^m	48^s	-1^m	0.4 s	15°	SSW	50°	etwa 1-2 Sekunden lang nachleuchtend
1^h	7^m	8^s	0^m	0.6 s	8°	SO	20°	weniger als 1 Sekunde nachleuchtend
1^h	11^m	20^s	1^m	0.35 s	5°	SO	65°	weniger als 1 Sekunde nachleuchtend
1^h	13^m	11^s	-2^m	0.5 s	20°	SW	70°	schlagartig in viele Einzelstücke zersprühend
1^h	30^m	16^s	0^m	0.3 s	6°	SW	80°	etwa 1 Sekunde nachleuchtend
1^h	32^m	7^s	-1^m	0.2 s	5°	NO	80°	
1^h	32^m	45^s	0^m	0.3 s	6°	?	?°	etwa 1-2 Sekunden lang nachleuchtend
1^h	45^m	55^s	0^m	? s	15°	S	70°	etwa 1-2 Sekunden lang nachleuchtend
1^h	52^m	8^s	1^m	0.3 s	8°	SSO	15°	weniger als 1 Sekunde nachleuchtend
1^h	56^m	53^s	-1^m	0.4 s	15°	S	50°	
2^h	18^m	52^s	0^m	0.3 s	10°	S	80°	weniger als 1 Sekunde nachleuchtend
2^h	19^m	33^s	4^m	0.4 s	20°	ONO	50°	
2^h	23^m	2^s	3^m	0.3 s	10°	SSW	80°	weniger als 1 Sekunde nachleuchtend
2^h	30^m	7^s	-2^m	0.25 s	8°	OSO	45°	etwa 1 Sekunde nachleuchtend
2^h	36^m	43^s	-2^m	0.65 s	30°	Zenit		etwa 1 Sekunde nachleuchtend
2^h	39^m	18^s	-4^m	0.2 s	5°	SSO	15°	etwa 1-2 Sekunden lang nachleuchtend
2^h	39^m	47^s	-1^m	0.25 s	8°	S	30°	
2^h	45^m	44^s	5^m	0.3 s	20°	SO	45°	
2^h	48^m	45^s	3^m	0.35 s	20°	SO	60°	
2^h	51^m	0^s	-1^m	0.7 s	15°	S	20°	etwa 1 Sekunde nachleuchtend
2^h	57^m	2^s	-5^m	? s	10°	Zenit		etwa 5 Sekunden lang nachleuchtend
2^h	59^m	1^s	-4^m	? s	?°	SW	80°	etwa 5 Sekunden lang nachleuchtend
2^h	59^m	27^s	-5^m	? s	?°	N	?°	
3^h	5^m	41^s	4^m	0.5 s	20°	S	?°	
3^h	8^m	48^s	2^m	? s	30°	O	80°	
3^h	14^m	57^s	0^m	0.4 s	15°	SO	45°	weniger als 1 Sekunde nachleuchtend
3^h	16^m	47^s	0^m	0.3 s	20°	SW	?°	
3^h	17^m	29^s	-2^m	0.4 s	15°	SSO	?°	etwa 1-2 Sekunden lang nachleuchtend
3^h	18^m	31^s	-3^m	0.35 s	10°	S	10°	etwa 1-2 Sekunden lang nachleuchtend
3^h	27^m	46^s	-1^m	0.4 s	15°	SSO	80°	
3^h	30^m	15^s	3^m	0.35 s	25°	S	30°	
3^h	34^m	28^s	-1^m	0.4 s	17°	SW	80°	
3^h	48^m	27^s	2^m	? s	20°	S	50°	
3^h	50^m	1^s	-6^m	? s	12°	Zenit		etwa 10 Sekunden lang nachleuchtend
3^h	52^m	34^s	-3^m	? s	?°	?	?°	
3^h	55^m	41^s	0^m	0.45 s	20°	S	40°	
3^h	58^m	18^s	0^m	? s	15°	S	50°	weniger als 1 Sekunde nachleuchtend
4^h	1^m	58^s	-2^m	0.7 s	23°	SSW	50°	etwa 1-2 Sekunden lang nachleuchtend
4^h	10^m	51^s	-2^m	0.75 s	20°	SW	50°	
4^h	12^m	17^s	5^m	0.3 s	20°	S	70°	
4^h	18^m	57^s	3^m	0.2 s	8°	SSW	?°	weniger als 1 Sekunde nachleuchtend
4^h	19^m	50^s	-3^m	0.2 s	22°	S	10°	etwa 1 Sekunde nachleuchtend
4^h	25^m	51^s	1^m	0.45 s	22°	SSW	35°	
4^h	28^m	27^s	-2^m	0.7 s	17°	SSO	40°	etwa 1-2 Sekunden lang nachleuchtend
4^h	29^m	59^s	1^m	0.3 s	15°	?	80°	weniger als 1 Sekunde nachleuchtend
4^h	33^m	18^s	-1^m	0.3 s	10°	?	?°	
4^h	34^m	3^s	-1^m	0.45 s	10°	?	25°	
4^h	35^m	00^s	-1^m	0.35 s	20°	S	40°	
4^h	38^m	11^s	-1^m	? s	15°	S	60°	weniger als 1 Sekunde nachleuchtend
4^h	39^m	31^s	-3^m	0.7 s	30°	SW	80°	
4^h	43^m	2^s	0^m	0.45 s	20°	Zenit		
4^h	45^m	24^s	-2^m	0.8 s	3°	O	?°	weniger als 1 Sekunde nachleuchtend
4^h	45^m	41^s	-1^m	0.45 s	17°	SSW	?°	

Zeitabhängige Helligkeitsverteilung

	5	4	3	2	1	0	-1	-2	-3	-4	-5	-6	$\sum$
21.20-21.30					1								1
21.30-21.40													0
21.40-21.50						1							1
21.50-22.00		1					2						3
22.00-22.10			2										2
22.10-22.20		1	1		1			1					4
22.20-22.30	3		4	1									8
22.30-22.40			1	1	1	1							4
22.40-22.50				1			1						2
22.50-23.00	2		1	1				1					5
23.00-23.10	1	1	1		2		1						6
23.10-23.20	2	1	1	1	1								6
23.20-23.30	1	1				1							3
23.30-23.40	2		1		1								4
23.40-23.50		1	1	1	2	2							7
23.50-0.00	3						1						4
0.00-0.10	5		2	2									9
0.10-0.20	2	1		2	1		1						7
0.20-0.30	2												2
0.30-0.40	1												1
0.40-0.50	1		2	1		2							6
0.50-1.00													0
1.00-1.10	1	2	1		2	1							7
1.10-1.20	2	2		1	1	2		1					9
1.20-1.30					1	2							3
1.30-1.40	1	2	1	1	1	1	1						8
1.40-1.50	2		1			1							4
1.50-2.00	2	1		3	1		1						8
2.00-2.10	1		2	1		1							5
2.10-2.20	2	1	1	2		3							9
2.20-2.30	5		4	1	3	2							15
2.30-2.40	1	2	1	1			1	2		1			9
2.40-2.50	7	1	3	2	3	2	1						19
2.50-3.00	6	1	1	8						1	2		19
3.00-3.10	2	4	1	5									12
3.10-3.20	1					3		1	1				6
3.20-3.30	1	3	1	1		2	1						9
3.30-3.40	1	3	3	1	3		1						12
3.40-3.50	6	1		4	1	1							13
3.50-4.00	7	2	3	4	5	2			1			1	25
4.00-4.10	4	5		1	1			1					12
4.10-4.20	5	1	3	6	1	2		1	1				20
4.20-4.30	1		1		2	1		1					6
4.30-4.40	3	2	1	5		2	4		1				18
4.40-4.50	1	2		2	1	2	1	1					10
4.50-5.00		1											1
$\sum$	87	43	45	60	36	37	17	10	4	2	2	1	344

Bahnlängen in Abhängigkeit von der Helligkeit (Auswahl)

	5	4	3	2	1	0	-1	-2	-3	-4	-5	-6	$\sum$
$\leq 5°$	43	13	15	16	4	5	1			1			98
$6° - 10°$	22	9	17	18	19	15	4		1		1		106
$11° - 15°$	8	7	4	16	9	12	6	2			1		65
$16° - 20°$	3	3	2	2		5	6	5					26
$21° - 25°$			1		1			1	1				4
$\geq 26°$				1									1
$\sum$	76	32	39	53	33	37	17	8	2	1	2	0	300

Sichtbarkeitsdauern in Abhängigkeit von der Helligkeit (Auswahl)

	5	4	3	2	1	0	-1	-2	-3	-4	-5	-6	$\sum$
$\leq$ 0.3 s	64	27	33	33	18	17	4		2	1			199
0.3 - 0.4 s	4	2	4	7	9	11	6	2					45
0.4 - 0.5 s	2	1			1	5	5	2					16
0.5 - 0.6 s								1					1
0.6 - 0.7 s						1	2	3	1				7
0.7 - 0.8 s					1			2					3
$\sum$	70	30	37	40	29	34	17	10	3	1	0	0	271

Datum: 1993, August 12-13

Beginn: 22^h 30^m MESZ

Ende: 1^h MESZ

Wetter: Den ganzen Tag über Bewölkung wechselnder Stärke, die am Abend deutlich auflockert, aber nicht vollständig verschwindet. Um etwa 23^h MESZ beginnendes starkes Wetterleuchten im Westen. Zwar wird gegen 0^h MESZ der Himmel fast wolkenfrei, doch kehrt die Bewölkung kurz darauf verstärkt zurück. Um 1^h MESZ muß die Beobachtung aufgegeben werden.

Außergewöhnliche Meteore (sehr hell, besondere optische Erscheinungen, große Bahnlänge u.a.)

Zeit			H^m	S s	B°	R	Δ°	Bemerkungen
22^h	46^m	32^s	1^m	0.6 s	20°	SSW	45°	etwa 1-2 Sekunden lang nachleuchtend
22^h	49^m	32^s	0^m	0.5 s	15°	SSW	35°	weniger als 1 Sekunde nachleuchtend
22^h	52^m	21^s	2^m	0.6 s	10°	SW	60°	
22^h	57^m	57^s	-1^m	0.5 s	15°	SW	70°	weniger als 1 Sekunde nachleuchtend
22^h	59^m	52^s	-1^m	0.7 s	10°	SO	40°	weniger als 1 Sekunde nachleuchtend
23^h	02^m	04^s	1^m	0.4 s	10°	SSW	50°	sehr kurz nachleuchtend
23^h	13^m	52^s	-2^m	0.8 s	15°	S	50°	etwa 1-2 Sekunden lang nachleuchtend
23^h	24^m	55^s	1^m	0.5 s	20°	SW	40°	weniger als 1 Sekunde nachleuchtend
23^h	33^m	20^s	-1^m	1.0 s	20°	S	30°	weniger als 1 Sekunde nachleuchtend
23^h	43^m	43^s	2^m	0.7 s	15°	SSW	40°	weniger als 1 Sekunde nachleuchtend
23^h	51^m	53^s	-3^m	0.6 s	15°	SO	30°	etwa 1-2 Sekunden lang nachleuchtend
23^h	56^m	26^s	1^m	0.3 s	10°	OSO	40°	weniger als 1 Sekunde nachleuchtend
0^h	4^m	44^s	2^m	0.3 s	5°	S	25°	weniger als 1 Sekunde nachleuchtend
0^h	10^m	20^s	-1^m	0.7 s	15°	SO	45°	
0^h	11^m	35^s	0^m	0.5 s	15°	Zenit		weniger als 1 Sekunde nachleuchtend
0^h	20^m	54^s	-1^m	0.5 s	12°	SSO	35°	weniger als 1 Sekunde nachleuchtend
0^h	34^m	41^s	0^m	0.6 s	15°	SSO	30°	weniger als 1 Sekunde nachleuchtend
0^h	40^m	31^s	0^m	0.4 s	12°	SSO	25°	weniger als 1 Sekunde nachleuchtend
0^h	57^m	18^s	2^m	0.4 s	15°	SO	80°	weniger als 1 Sekunde nachleuchtend

Zeitabhängige Helligkeitsverteilung

	5	4	3	2	1	0	-1	-2	-3	-4	-5	-6	$\sum$
22.30-22.40		1	1										2
22.40-22.50	2	2			1	1							6
22.50-23.00	1	1	2	2			2						8
23.00-23.10				2	1								3
23.10-23.20	1	1		1				1					4
23.20-23.30	1	1	1	1	1								5
23.30-23.40	1	1	1				1						4
23.40-23.50	2	1	1	2	1								7
23.50-0.00		1	2	2	1				1				7
0.00-0.10	1	2	1	1									5
0.10-0.20		1	1		1	2	1						6
0.20-0.30	5	1	1		1		1						9
0.30-0.40	1	1		3		1							6
0.40-0.50			1	1	1	1							4
0.50-1.00		2	2	2	1								7
$\sum$	15	16	14	17	9	5	5	1	1	0	0	0	83

Bahnlängen in Abhängigkeit von der Helligkeit (Auswahl)

	5	4	3	2	1	0	-1	-2	-3	-4	-5	-6	$\sum$
$\leq 5°$	9	6	6	3	2	1							27
$6° - 10°$	4	10	5	11	4	1	1						36
$11° - 15°$	2		2	3	1	3	3		1				15
$16° - 20°$			1		2		1	1					5
$\sum$	15	16	14	17	9	5	5	1	1	0	0	0	83

Sichtbarkeitsdauern in Abhängigkeit von der Helligkeit (Auswahl)

	5	4	3	2	1	0	-1	-2	-3	-4	-5	-6	$\sum$
$\leq$ 0.3 s	14	14	11	11	1								51
0.3 - 0.4 s	1	1	2	3	3	1							11
0.4 - 0.5 s		1	1	1	4	2	2						11
0.5 - 0.6 s				1	1	2			1				5
0.6 - 0.7 s				1			2						3
0.7 - 0.8 s								1					1
0.8 - 0.9 s													0
0.9 - 1.0 s							1						1
$\sum$	15	16	14	17	9	5	5	1	1	0	0	0	83

Grundlagen der modernen Kosmologie (II) Die Evolution des Universums

J. Draeger

Ausgehend vom Äquivalenzprinzip wird der grundsätzliche Aufbau der allgemeinen Relativitätstheorie in qualitativer Weise erläutert, wobei die Möglichkeit der Existenz einer kosmologischen Konstante explizit berücksichtigt ist. Die Quantifizierung dieses Gedankenmodells im Rahmen der Einsteinschen Feldgleichungen führt unter Annahme des kosmologischen Postulats und der Modellierung der Galaxiengesamtheit als drucklose ideale Flüssigkeit zu den sogenannten Friedmann-Robertson-Walker-Kosmen. Deren Klassifikation erfolgt formal sowohl für Universen mit verschwindender als auch für solche mit nichtverschwindender Dichte. Die Herleitung und Charakterisierung potentieller Observablen zur phänomenologischen Unterscheidung der verschiedenen FRW-Kosmen nimmt einen breiten Raum ein. Ebenfalls ausführlich behandelt werden verschiedene Meßverfahren zur Bestimmung dieser Observablen, wobei ein besonderes Gewicht auf Entfernungsmessungen und auf Messungen des Wertes der kosmologischen Konstante gelegt ist. Ein Vergleich der so gewonnenen Resultate mit dem entwickelten theoretischen Modell läßt unter Berücksichtigung etwa des Zeitskalen- und des dark-matter-Problems die Bevorzugung dreier sogenannter Standardmodelle geeignet erscheinen. Eine Diskussion der besonderen Bedingungen im frühen Universum schließt den Artikel ab.

1 Einführung

1.1 Allgemeines

In der ersten Folge der Serie *Grundlagen der modernen Kosmologie* [DRA] wurde für Ende 1993 eine detaillierte Schilderung des Standardmodells unseres Universums angekündigt. Ein unerwartet hoher Aufwand für die Aufbereitung der reichhaltig zur Verfügung stehenden Literatur schien diesen Termin jedoch in Frage zu stellen. Daher erfolgt eine Zweiteilung des beabsichtigten Überblicks in einen makro- und einen mikrophysikalischen Teil. Dies ist möglich, weil einerseits Teilchenprozesse nur kurz nach Weltbeginn Einfluß auf die Entwicklung des Kosmos nahmen, andererseits die Gravitation das globale Verhalten des Universums weitgehend unabhängig von der Teilchenphysik beschreibt. Man beachte aber, daß nur das Standardmodell eine derartige Aufspaltung erlaubt. Weiterführende Theorien, die höherenergetische Aspekte berücksichtigen, zeigen sehr enge Zusammenhänge zwischen Makro- und Mikrophysik. Darauf kommen wir zum Beispiel im Rahmen des inflatorischen Universums genauer zu sprechen.

In der vorliegenden zweiten Folge der Artikelserie über moderne Kosmologie wird der makrophysikalische Teil des Standardmodells besprochen. Die detaillierte Schilderung der verschiedenen Aspekte und einige quantitative Überlegungen verlangen für ein tieferes Verständnis die intensive Mitarbeit des Lesers. Durch eine weitgehende Beschränkung der Verwendung mathematischer Hilfsmittel konnte die Darstellung vergleichsweise einfach gehalten werden; man kommt in der Regel mit dem Wissen der gymnasialen Oberstufe aus. Die Nutzung von Differentialgleichungen stellte sich zwar als unverzichtbar heraus, doch ermöglicht die Kenntnis von Differential- und Integralrechnung ein intuitives Erfassen des Sachverhalts; zumindest ist der Leser in der Lage zu überprüfen, ob die angegebenen Funktionen tatsächlich Lösungen der betreffenden Differentialgleichung sind.

1.2 Literatur

Die allgemeine Relativitätstheorie ist wohl eine der bekanntesten Theorien überhaupt. Ihrer Bedeutung gemäß gibt es über sie eine Vielzahl von wissenschaftlichen Publikationen. Diese decken sowohl ihre Phänomenologie als auch die ihr zugrundeliegende mathematische Struktur ab. Letztere wird meist ohnehin stark betont, zählt doch die allgemeine Relativitätstheorie zu der verschwindenden Anzahl physikalischer Gedankengebäude, welche außer der klassischen Mechanik mathematisch konsistent formuliert werden können. Fast ebenso groß ist die Anzahl populär gehaltener Darstellungen, die oft von Leuten ohne entsprechende Sachkenntniss geschrieben sind und daher meist nur vage Andeutungen ihrer Grundprinzipien und Effekte enthalten. Diese sind für uns wertlos, weshalb sie auch nicht in der Bibliographie auftauchen. Demgegenüber leider rar gesät sind kurze Texte auf mittlerem Niveau, die einerseits mit wenig Mathematik auskommen bzw. ganz auf sie verzichten, andererseits aber doch einen fundierten Einblick in die Wirkungsprinzipien der allgemeinen Relativitätstheorie geben. Ein entsprechender Artikel in Scientific American konnte bis jetzt leider nicht aufgetrieben werden; es verbleiben so im wesentlichen nur diesbezügliche Abschnitte allgemeiner Lehrbücher, die sich aus Platzgründen mit einer mehr oder weniger qualitativen Einführung in die Theorie begnügen müssen.

Für den Anfänger wahrscheinlich am besten geeignet sind [GER, WEIZ]; beide Lehrbücher vermitteln in kurzen Abschnitten eine prägnante Vorstellung von der allgemeinen Relativitätstheorie. Die in [JOOS] zu findenden Notizen sind etwas oberflächlicher, doch hat dieses Buch infolge seines sehr niedrigen Preises den Vorteil leichter Anschaffbarkeit. Aus der Sicht des Autors nicht besonders empfehlenswert ist [SCHAE]; trotzdem kann aber die dort durchgeführte Entwicklung einer Gravitationstheorie, die über die von Newton hinausführt und zur Vereinfachung in weniger als vier Dimensionen formuliert ist, als gutes Beispiel für die Umsetzung von Denkweisen in mathematische Formalismen dienen.

Leser, die tiefer in die Materie einsteigen wollen, seien auf [EIN1, EIN2, SEXL] verwiesen. Diese drei Bücher gehören zu den leichter verständlichen Werken der Fachliteratur. Während sich [SEXL] durch Übersichtlichkeit und Didaktik auszeichnet, dafür aber nicht sonderlich in die Tiefe geht[1], versuchen die beiden aus mehreren Vorlesungen entstandenen Skripte [EIN1, EIN2] eine Einführung in die relativistische Philosophie und Gedankenwelt zu geben. Auch wenn dabei weitgehend auf die Anwendung komplizierter mathematischer Theorien verzichtet wird, kommt die Behandlung tiefgehender physikalischer Fragen nicht zu kurz. In dieser zweibändigen Ausgabe ist [EIN1] einführend zu verstehen, [EIN2] dient der Behandlung etwas speziellerer Themen, wie etwa relativistischer Kosmologien inklusive Friedmann-Modellen. Wie die meisten Texte Einsteins kranken [EIN1, EIN2] an einer gewissen Unübersichtlichkeit.

Auf einem höheren Niveau sind die Lehrbücher [ADL, MEL] angesiedelt. Für Lernende wohl weniger geeignet liegt ihr Vorteil in der Behandlung einiger sonst kaum erwähnter Gebiete wie zum Beispiel einer quantitativen Einführung in den Weyl'schen Ansatz. In eine ähnliche Kategorie einzuordnen ist wohl [LAN], der als Nachschlagewerk für spezielle Probleme gute Dienste leistet. Am ehesten empfehlen sich dem ernsthaft Interessierten wohl [MIS, STE, WEIN]. Allen gemeinsam ist die fundierte Einführung in den benötigten formalen Hintergrund. [MIS] gilt als das bekannteste Standardwerk in dieser Richtung. Die saubere Trennung zwischen grundlegenden und weiterführenden Themen ist in Verbindung mit der übersichtlichen und anschaulichen Darstellung wohl sein größter Pluspunkt. Dieses Buch besitzt darüber hinaus einen umfangreichen Kosmologieteil. [WEIN] entspricht in seinem Aufbau [MIS] in weiten Bereichen, geht aber oft tiefer ins Detail. [STE] ist nicht zuletzt wegen des Fehlens einer Diskussion relativistischer Kosmologien nicht so umfangreich wie [MIS, WEIN]; dafür bemüht sich dieses Werk sichtlich um gute Lesbarkeit. [STE] kann wegen dem niedrigen Anschaffungspreis und der großen Aktualität wärmstens empfohlen werden. Naturwissenschaftlern, die aktiv auf dem Gebiet Relativistik und Gravitationstheorie arbeiten wollen, sind [HELD, HAWK1, HAWK2, HAWK3, WALD, SCHM] zur Lektüre anzuraten.

Bei der Klassifikation der Friedmann-Modelle war leider kein einführender Text zu beschaffen. Am ehesten dafür geeignet scheint [BER], doch geht hier die Einfachheit leider auf Kosten der Vollständigkeit. Ebenfalls anschaulich, aber beschränkt auf die Behandlung expandierender Universen wie dem deSitter-Kosmos, ist [SCHR]. [OLI] untersucht zwar weit über das Anliegen dieses Artikels hinausgehende Probleme der Wechselwirkung zwischen GUT's und Kosmologie, gibt aber in der Einführung einen nicht allzuschweren, vollständigen Überblick über die verschiedenen Friedmann-Modelle. Trotzdem diesem Artikel einige wertvolle Anregungen entnommen wurden, beruhen die hier abgedruckten entsprechenden Abschnitte im wesentlichen auf [INV, RIN, WILD]. Diese drei Quellen behandeln thematisch eigentlich die allgemeine Relativitätstheorie, doch sind jeweils umfangreiche Kapitel zur relativistischen Kosmologie zu finden. Hinsichtlich der Modellklassifikation ergeben sie nur in ihrer Gesamtheit ein vollständiges Bild, einzeln enthält jeder der Texte Lücken unterschiedlicher Art.

Angefügt sei, daß die in der Zeitschrift *Spektrum der Wissenschaft* erschienenen Artikel [ABB] und [FREE] über das Wesen der kosmologischen Konstante und über Meßverfahren zur Entfernungsbestimmung im Weltall sich als sehr hilfreich bei der Formulierung der diesbezüglichen Teile dieses Artikels erwiesen haben. Sie sind jedem Leser zum eifrigen Studium empfohlen.

2 Die Friedmann-Modelle

2.1 Grundgedanken der Relativitätstheorie [GER,WEI]

Ausgangspunkt für die Entwicklung der allgemeinen Relativitätstheorie war die spezielle Relativitätstheorie. Diese beruht auf der Gleichwertigkeit aller relativ zu einem Beobachter gleichförmig bewegten Bezugssysteme (d.h. Inertialsysteme) im Sinne einer qualitativen Übereinstimmung der in ihnen vorgenommenen Messungen. In der speziellen Relativitätstheorie ist daher die Auszeichnung eines einzelnen Inertialsystems nicht möglich. Die Betrachtung zueinander auch ungleichförmig – d.h. beschleunigt – bewegter Bezugssysteme ändert die Situation scheinbar: Dann nämlich macht sich die Trägheit in Form von Scheinkräften bemerkbar. Ein gutes Beispiel hierfür bieten die Zentrifugal- und Coriolis-Kräfte, die im

[1] Eine neue Auflage von 1987 behandelt in zwei zusätzlich aufgenommenen Kapiteln spezielle Aspekte von Quantenfeldtheorien in gekrümmten Räumen und Grundlagen der Gravitationseichtheorien.

Falle einer Rotation des Bezugssystems auftreten. Man hat jedoch zu beachten, daß Gravitationsfelder ähnliche mechanische Wirkungen verursachen. In Experimenten konnte gezeigt werden, daß Trägheit und Schwere sogar gewissermaßen äquivalent sind: Einesteils erfahren Körper in einem Gravitationsfeld eine Kraft, die der jeweiligen Masse proportional ist, andernteils ist die Stärke eines Gravitationsfeld der es erzeugenden trägen Masse genau proportional[2]. Am einfachsten läßt sich diese Behauptung durch die schon von Galileo gemachte Beobachtung belegen, daß verschieden schwere Körper im Erdgravitationsfeld gleich schnell zu Boden fallen. Einen weiteren Nachweis liefert die im Bereich der Luft- und Raumfahrt häufig zu machende Erfahrung der Schwerelosigkeit. Diese ergibt sich aus der exakten Kompensation der Erdschwere durch Trägheitskräfte infolge einer bezüglich des Erdplaneten beschleunigten Bewegung. Der Vollständigkeit halber sei hierzu noch ein bekanntes Gedankenmodell angegeben: Ein Beobachter, in einem Kasten eingeschlossen und damit von der Außenwelt isoliert, könnte mit seinen im Kasten untergebrachten Meßvorrichtungen nicht unterscheiden, ob er sich in einem Gravitationsfeld befindet, oder ob der ganze Kasten im feldfreien Raum gleichmäßig beschleunigt wird. Das Fallen eines Körpers kann er sowohl als Schwerkraft wie als Beschleunigung seines Kastens mit allen darin enthaltenen Körpern deuten. Würde sich der Kasten dagegen im Gravitationsfeld der Erde im freien Fall befinden, könnte man in seinem Inneren kein Schwerefeld mehr bemerken. Physikalisch formuliert bedeutet dies die Wegtransformierbarkeit eines homogenen Schwerefeldes durch Einnahme eines frei fallenden Bezugssystems[3]. Bei inhomogenen Gravitationsfeldern ist eine derartige Eichung zwar punktweise zu verwirklichen, aber nicht auf eine Umgebung des betrachteten Punktes auszudehnen. Einsteins Idee war es nun, das Wesentliche der Gravitation gerade in solchen nur lokal erfüllbaren Eichbedingungen zu sehen. Damit können wir in der allgemeinen Relativitätstheorie die in der speziellen Relativitätstheorie vorliegende Gleichwertigkeit aller Inertialsysteme zur Gleichwertigkeit aller Bezugssysteme verallgemeinern. Die Äquivalenz von Trägheit und Gravitation garantiert dabei die Übereinstimmung aller mechanischen Vorgänge in beschleunigten Systemen mit entsprechenden in ruhenden Systemen. Als willkommener Nebeneffekt ergibt sich eine Deutung der Gravitation.

Der Begriff der Metrik ist Grundlage einer formalen Behandlung der allgemeinen Relativitätstheorie. Mit ihrer Hilfe ist es möglich, den Begriff der Kurvenlänge mathematisch exakt zu definieren und so über Kurven minimaler Länge zur Verbindung zweier Punkte – sogenannten geodätischen Linien – ausgezeichnete Wege im Raumzeitkontinuum einzuführen. Bei näherer Betrachtung stellt sich heraus, daß diese genau den kräftefreien Bewegungen im Raum entsprechen. Geodätische Linien erlauben uns also die Konstruktion spezieller Bezugssysteme, in denen alle Gravitationsfelder durch Nullifizierung der durch sie verursachten Scheinkräfte eliminiert werden. Die hier sich aufwerfende Frage, ob stets eine derartige Metrik zu finden ist, die ein bestimmtes Gravitationsfeld in Gestalt ausgezeichneter scheinkräftefreier Bewegungen verschlüsselt, ist positiv zu beantworten; allerdings muß man dabei in der Regel die euklidische Struktur der zugrundeliegenden Raumzeit aufgeben und eine gekrümmte Raumzeit akzeptieren. Gedeutet wird diese Krümmung als Effekt der Materie- und Energieverteilung auf die Raumzeit. Alle Gravitationskräfte sind durch eine solche Krummlinigkeit repräsentiert. Die allgemeine Relativitätstheorie liefert somit eine enge Beziehung zwischen Geometrie und Materie; mehr noch: Sie identifiziert die Gravitation mit der Geometrie der vierdimensionalen Raumzeit.

2.2 Die kosmologische Konstante [ABB]

Wie aus den bisherigen Ausführungen hervorgegangen ist, steht gemäß Einstein die Struktur der Raumzeit in enger Beziehung zum Materie- und Energieinhalt des Universums, also zu seiner Energie-Impuls-Dichte[4]. Um die geometrischen Eigenschaften des Kosmos verstehen zu können, muß man in einem ersten Schritt alle relevanten Quellen der Energie identifizieren. Welche solche Quellen gibt es? Die wohl offensichtlichste und wichtigste sind gewöhnliche Materie und Strahlung; darüber hinaus übt aber möglicherweise auch die leere Raumzeit selbst einen Einfluß auf die Struktur des Universums aus. Dies scheint paradox – ordnet man doch normalerweise einem leeren Raum auch eine verschwindende Energiedichte zu. Der vermeintliche Widerspruch ver-

[2] Letzteres erhält man ohnehin, sofern nicht die schon in den Newtonschen Gesetzen geforderte Gleichheit von Kraft und Gegenkraft aufgegeben wird.

[3] Vom Standpunkt des Beobachters aus ein Inertialsystem.

[4] Durch die bekannte Gleichung $E = mc^2$ sind Materie und Energie in enger Beziehung zueinander gesetzt, entsprechen sich also.

schwindet, wenn mit der Heisenbergschen Unschärferelation quantentheoretische Aspekte berücksichtigt werden; dann nämlich können Energiefluktuationen beliebiger Stärke auftreten, sofern jeweils nur deren Lebensdauer stark genug begrenzt ist. Eine so entstehende fortlaufende Erzeugung und Vernichtung virtueller Teilchen im Vakuum liefert unter Umständen einen erheblichen Beitrag zur Gesamtenergiedichte. Um diesen quantitativ in möglichst einfacher Weise zu erfassen, führt man eine Konstante proportional zum Ausmaß der durchschnittlichen Stärke der Vakuumenergiedichte ein; sie wird als kosmologische Konstante bezeichnet. Ihr Wert ergibt sich aber nicht allein aus den Energiefluktuationen, sondern berücksichtigt noch weitere Terme; einer repräsentiert die Energiedichte des Supervakuums, d.h. des materie-, strahlungs- und fluktuationsfreien Raums, ein anderer hängt vom Higgs-Feld ab. Letzteres wird uns noch im Rahmen inflatorischer Modelle näher beschäftigen.

2.3 Ein relativistisches Modell des Universums [KEN]

2.3.1 Die Einsteinschen Feldgleichungen

Die vorangegangenen Ausführungen machen deutlich, daß zwischen Metrik, Krümmung und der Verteilung der Energie-Impuls-Dichte eine enge Verbindung besteht. Die sogenannten Einsteinschen Feldgleichungen

$$R_{ik} - \frac{1}{2} R g_{ik} = \kappa T_{ik} + \Lambda g_{ik} \tag{1}$$

mit $\kappa = 8\pi G$ legen die genaue Gestalt dieser Verbindung fest. In ihr bezeichnen g_{ik} den metrischen Tensor (Beschreibung der Metrik), T_{ik} den Energie-Impuls-Tensor (Beschreibung der Energie-Impuls-Dichte), R_{ik} bzw. R den Ricci-Tensor bzw. Krümmungsskalar (Beschreibung der Raumkrümmung). Λ stellt die sogenannte kosmologische Konstante dar, die man ursprünglich einführte, um ein statisches Universum sicherzustellen, nun aber dazu dient, eine eventuelle Krümmung des materie- und feldfreien Raumes zu berücksichtigen. Für unsere Zwecke reicht es, R_{ik}, T_{ik} und g_{ik} als gewöhnliche Matrizen anzusehen; eine Einführung in den Tensorformalismus erübrigt sich damit. In dieser Notation erhält man den Krümmungsskalar R durch Multiplikation von R_{ik} mit der Inversen von g_{ik} und anschließendem Aufsummieren aller Elemente der Ergebnismatrix. Die Indizes i und k laufen stets von 0 bis 3.

2.3.2 Restriktionen für g_{ik}

Um aus den Gleichungen (1) ein realistisches Modell unseres Universums entwickeln zu können, muß unter Annahme plausibler Randbedingungen zunächst die Vielfalt ihrer Lösungen eingeschränkt werden. Für den metrischen Tensor g_{ik} leistet dabei das kosmologische Postulat gute Dienste. Dieses diagonalisiert g_{ik} in einem Kugelkoordinaten-System t, r, ϕ, θ zu einer sogenannten Robertson-Walker-Metrik

$$g_{ik} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{a^2}{1-kr^2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -a^2 r^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -a^2 r^2 \sin^2\theta \end{pmatrix}$$

Der Parameter $k \in \{+1, 0, -1\}$ dient zur Festlegung des Geometrietyps des räumlichen Anteils der Raumzeit[5]; $k = 0$ macht das Universum parabolisch, $k = +1$ elliptisch und $k = -1$ hyperbolisch. $a(t)$ ist als einzige Größe in der Metrik eine Funktion[6] und damit unbestimmt; sie bezeichnet den Weltradius. Der Ricci-Tensor R_{ik} ist mit dem metrischen Tensor g_{ik} über sogenannte Christoffel-Symbole verknüpft; eine genaue Darstellung des Zusammenhangs würde aber den Rahmen dieses Artikels sprengen, zumal der Tensorformalismus in vollem Umfang benötigt würde. Wir begnügen uns daher mit der Angabe des Ergebnisses:

$$R_{ik} = \begin{pmatrix} R_{00} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & R_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & R_{22} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & R_{33} \end{pmatrix}$$

wobei die Komponenten von R_{ik} ungleich Null die Form

$$\begin{aligned} R_{00} &= -\frac{3\ddot{a}}{a} \\ R_{11} &= \frac{a\ddot{a} + 2\dot{a}^2 + 2k}{1 - kr^2} \\ R_{22} &= r^2(a\ddot{a} + 2\dot{a}^2 + 2k) \\ R_{33} &= r^2(a\ddot{a} + 2\dot{a}^2 + 2k)\sin^2\theta \end{aligned}$$

haben. Die Anwendung des oben geschilderten Verfahrens zur Berechnung des Krümmungsskalars R liefert aus R_{ik} darüber hinaus

$$\begin{aligned} R &= -\frac{3\ddot{a}}{a} - 3\left(\frac{a\ddot{a} + 2\dot{a}^2 + 2k}{a^2}\right) \\ &= -6\left(\frac{\dot{a}^2 + a\ddot{a} + k}{a^2}\right) \end{aligned}$$

2.3.3 Interpretation geometrischer Größen [RIN,WILD]

Die hier durchgeführte Analyse möglicher kosmologischer Modelle kann vom mathematischen Standpunkt aus gesehen sehr klar und folgerichtig aus wenigen Grundannahmen hergeleitet werden. Mögliche Verständnisschwierigkeiten infolge der anschaulich schwer erfaßbaren vierdimensionalen Formulierung lassen jedoch einen kurzen

[5] Es ist wichtig, den durch k festgelegten Geometrietyp des räumlichen Anteils der Raumzeit deutlich von der Geometrie der gesamten Raumzeit zu unterscheiden.

[6] In der Metrik anisotroper Universen treten mehrere solcher Funktionen auf; dadurch wird eine Bestimmung ihrer Gestalt aufgrund astronomischer Beobachtungsdaten entscheidend erschwert.

Einschub über die geometrische Interpretation der Parameter k und R sinnvoll erscheinen. Dabei nützen wir aus, daß keine nennenswete Änderung der Sachlage durch das Weglassen der Zeit- und einer Raumdimension eintritt. Durch diese Problemreduktion auf zwei Dimensionen verfügt man nun über das Hilfsmittel der zeichnerischen Darstellung (siehe Abbildung 1).

$k = +1$ In diesem Fall entspricht der räumliche Anteil der Raumzeit zu jedem Zeitpunkt der Oberfläche einer Kugel vom Radius $R(t)$. Dementsprechend handelt es sich bei $k = +1$ um einen endlichen unbegrenzten Raum mit dem Volumen $V = 2\pi^2 R^3(t)$, wie man unmittelbar aus dem von der Mathematik gegebenen Ausdruck für die Oberfläche einer vierdimensionalen Kugel erhält. Die Winkelsumme im Dreieck ist größer als 180 Grad. Ähnliche Abweichungen, jedoch in der entgegengesetzten Richtung findet man bei Kreisen: Ihr Umfang wird kleiner als $2\pi r$ und ihre Fläche geringer als πr^2, wobei r den jeweiligen Kreisradius angibt.

$k = -1$ Ist $k = -1$, stellt der räumliche Anteil der Raumzeit eine hyperbolische Sattelfläche dar, deren Hauptachsen alle gleich lang sind. $R(t)$ kann hier interpretiert werden als der Radius der Schmiegekugel, die von oben bzw. unten in den Satteln eingepaßt werden kann. $R(t)$ stimmt darüber hinaus mit der Achsenlänge überein. Der Raum ist in diesem Fall offen und unendlich. In einem hyperbolischen Raum ist die Winkelsumme im Dreieck geringer als 180 Grad. Demgegenüber übersteigen sowohl Umfang als auch Fläche eines Kreises mit Radius r die gewohnten Werte $2\pi r$ und πr^2.

$k = 0$ Die Struktur eines Raumes mit $k = 0$ ist euklidisch. Eine unmittelbare Interpretation der Funktion $R(t)$ läßt sich nicht angeben; sie entspricht allenfalls der Dichte im Universum. Die Winkelsumme im Dreieck beträgt exakt 180 Grad; die Ausdrücke für Umfang und Fläche eines Kreises mit Radius r besitzen die bekannte Gestalt $2\pi r$ und πr^2.

Der metrische Tensor g_{ik} bestimmt weitergehend als der Parameter k die genaue Gestalt der Raumzeit. Ein möglicher Ausgangspunkt für die Interpretation von g_{ik} ist der Abstandsbegriff. Sind (x^0, x^1, x^2, x^3) und $(x^0 + \Delta x^0, x^1 + \Delta x^1, x^2 + \Delta x^2, x^3 + \Delta x^3)$ zwei Punkte der vierdimensionalen Raumzeit[7], deren Koordinaten sich um den Differenzvektor $(\Delta x^0, \Delta x^1, \Delta x^2, \Delta x^3)$ unterscheiden, so erhält man im gewöhnlichen euklidischen Raum ihren Abstand voneinander durch

$$(\Delta s)^2 = (\Delta x^0)^2 + (\Delta x^1)^2 + (\Delta x^2)^2 + (\Delta x^3)^2$$

Der aus der Schulzeit bekannte Minkowskiraum der speziellen Relativitätstheorie verlangt eine Abänderung der Abstandsdefinition auf[8]

$$(\Delta s)^2 = -(\Delta x^0)^2 + (\Delta x^1)^2 + (\Delta x^2)^2 + (\Delta x^3)^2$$

Eine Verallgemeinerung auf infinitesimale Differenzen $\Delta x^i \to \mathrm{d}x^i$ und auf Wechselbeziehungen der Δx^i untereinander führt zu

$$\mathrm{d}s^2 = \sum_{i=0}^{3} \sum_{k=0}^{3} g_{ik} \mathrm{d}x^i \mathrm{d}x^k$$

wobei die g_{ik} Funktionen der Koordinaten x^0, x^1, x^2, x^3 darstellen und zusammen den metrischen Tensor bilden. Es gilt die Symmetrie $g_{ik} = g_{ki}$, womit sich die Anzahl der freien Komponenten von 16 auf 10 reduziert.

Der Ricci-Tensor R_{ik} kann anschaulich ähnlich wie der Krümmungsskalar interpretiert werden; es sind lediglich anstelle von Schmiegekugeln sogenannte Schmiegeellipsoide in der Raumzeit zu betrachten. Aufgrund dieser Analogie wird auf eine Interpretation von R_{ik} nicht weiter eingegangen.

2.3.4 Restriktionen für T_{ik}

Entsprechend verfährt man mit dem Energie-Impuls-Tensor T_{ik}. Durch die Annahme, das All sei erfüllt mit einer idealen Flüssigkeit, deren Moleküle die Galaxien sind, nimmt T_{ik} die Form

$$T_{ik} = -p g_{ik} + (p + \rho) u_i u_k \tag{2}$$

an. p stellt dabei den Druck der Flüssigkeit dar, ρ ihre Dichte und u_i ihren relativistischen Geschwindigkeitsvektor. Ausgehend von einer im Mittel verschwindenden Driftgeschwindigkeit – d.h. $u = (1, 0, 0, 0)$ – erhält man bei Berücksichtigung der in unserem Fall vorliegenden speziellen Gestalt des metrischen Tensors g_{ik} den Energie-Impuls-Tensor T_{ik} zu

$$T_{ik} = \begin{pmatrix} \rho & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{pa^2}{1-kr^2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & pa^2 r^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & pa^2 r^2 \sin^2\theta \end{pmatrix}$$

2.3.5 Interpretation von T_{ik}

Eine anschauliche Deutung des Energie-Impuls-Tensors T_{ik} wird durch seinen vergleichsweise komplexen Aufbau bedeutend erschwert. Im Gegensatz zum Ricci-Tensor R_{ik} beschreibt T_{ik} nämlich keine einheitliche physikalische Größe wie die Krümmung des Raumes, sondern setzt sich aus mehreren einzelnen Komponenten zusammen. Diese umfassen die Dichten und Ströme der Energie und des Impulses. In der von uns gewählten Darstellungsform sind die Dichten in T_{ik} in der obersten Zeile

[7] Man lasse sich durch die hochgestellten Indizes nicht verwirren; sie bedeuten keine Potenzierung.

[8] Konventionsgemäß bezeichnet Δx^0 die Differenz in der Zeitkoordinate und muß daher mit einem negativen Vorzeichen versehen werden.

Abb. 1: Zweidimensionale Darstellung der durch den Parameter k bestimmten Geometrie des Universums. Zu sehen sind von links nach rechts: Elliptische Geometrie ($k = +1$), euklidische Geometrie ($k = 0$) und hyperbolische Geometrie ($k = -1$).

aufgeführt; darunter folgen die Ströme in den Richtungen x^1, x^2 und x^3. Hinsichtlich der Spaltenaufteilung betreffen die in der linken äußeren Spalte befindlichen Komponenten die Energie; die einzelnen Komponenten des Impulses werden im übrigen Teil der Matrix behandelt, d.h. durch die Spalten zwei, drei und vier. Graphisch kann man dies wie in Abb. 2 darstellen.

2.3.6 Die FRW-Modelle

Nach Einsetzen von T_{ik}, R_{ik}, R und g_{ik} in die Einsteinschen Feldgleichungen ergibt sich aus deren 00-Komponente

$$\dot{a}^2 + k = \frac{\kappa}{3}\rho a^2 + \frac{\Lambda}{3}a^2 \tag{3}$$

während die drei räumlichen Diagonalkomponenten 11, 22 und 33 alle auf die Gleichung

$$2a\ddot{a} + \dot{a}^2 + k = \Lambda a^2 - \kappa p a^2 \tag{4}$$

führen. Wird Gleichung (4) von (3) abgezogen, erhält man

$$3\ddot{a} - \Lambda a = -\frac{\kappa}{2}(\rho + 3p)a \tag{5}$$

Differentiation von (3) liefert

$$\begin{array}{ll} (3) & \Longrightarrow \\ 2\dot{a}\ddot{a} - \frac{\Lambda}{3}2a\dot{a} = \frac{\kappa}{3}(2\rho a\dot{a} + \dot{\rho}a^2) & \Longrightarrow \\ 3\ddot{a} - \Lambda a = \frac{\kappa}{2}(2\rho a + \dot{\rho}\frac{a^2}{\dot{a}}) & \end{array}$$

Ein Vergleich mit (5) liefert eine Verträglichkeitsbeziehung für die Dichte. Sie lautet

$$\begin{array}{rcll} -\frac{\kappa}{2}(\rho + 3p)a & = & \frac{\kappa}{2}(2\rho a + \dot{\rho}\frac{a^2}{\dot{a}}) & \Longrightarrow \\ -(\rho + 3p) & = & 2\rho + \dot{\rho}\frac{a}{\dot{a}} & \Longrightarrow \\ -3(\rho + p) & = & \dot{\rho}\frac{a}{\dot{a}} & \Longrightarrow \\ -3\frac{\dot{a}}{a} & = & \frac{\dot{\rho}}{\rho + p} & \Longrightarrow \\ -3\int\frac{\mathrm{d}a}{a} & = & \int\frac{\mathrm{d}\rho}{\rho + p} & \end{array} \tag{6}$$

Die daraus bei Vernachlässigung des Druckterms (d.h. zusätzliches Postulat der Druckfreiheit für die Flüssigkeit) entstehende Gleichung

$$\begin{array}{ll} -3\int\frac{\mathrm{d}a}{a} = \int\frac{\mathrm{d}\rho}{\rho} & \Longrightarrow \\ -3\ln a + \text{ const } = \ln\rho & \Longrightarrow \\ \text{const } a^{-3} = \rho & \end{array}$$

ergibt $\rho a^3 = \text{const}$. Damit erhält man aus (3)

$$\dot{a}^2 = \frac{C}{a} - k + \frac{1}{3}\Lambda a^2 =: F(a) \tag{7}$$

mit $C = (1/3)\kappa\rho a^3 = \text{const} > 0$. An dieser Beziehung lassen sich die verschiedenen relativistischen Modelle studieren, die auch unter dem Namen Friedmann-Robertson-Walker-Modelle (kurz FRW-Modelle) bekannt sind.

2.4 Klassifikation der Lösungen [INV,RIN,WILD]

2.4.1 Allgemeine Anmerkungen

Unter Benutzung elliptischer Funktionen kann Gleichung (7) analytisch gelöst werden; wir beschränken uns hier

$T_{ik} =$		
	Energiedichte	Dichte der i-ten Komponente des Impulses
	Strom der Energie in x^k-Richtung	Strom der i-ten Komponente des Impulses in x^k-Richtung

Abb. 2: Darstellung der verschiedenen Komponenten des Energie-Impuls-Tensors T_{ik}.

auf eine Klassifikation der sich aus ihr ergebenden Modelle, wobei explizite Lösungen nur für Einzelfälle angeführt sind. Die erhaltenen Kosmen kennt man unter der Bezeichnung Friedmann-Modelle. Unserer Diskussion stellen wir einige allgemeine Bemerkungen voran.

a) Ein Friedmann-Modell ist eindeutig bestimmt durch die Parameter C, Λ, k, einen Anfangswert $a(t_0)$ und das Vorzeichen von $\dot{a}(t_0)$. Aus ihnen läßt sich mit Hilfe von Gleichung (7) $\dot{a}(t_0)$ berechnen und die Lösungsfunktion $a(t)$ im Prinzip eindeutig iterieren. Um auch Fälle mit $\dot{a}(t_0) = 0$ behandeln zu können, muß auf die zweite Ableitung von $a(t)$ zurückgegriffen werden. Diese läßt sich etwa aus der Gleichung (5) nach Nullsetzen von p gewinnen. Letzteres erfolgt, um dem Postulat der Druckfreiheit zu genügen. Ist auch $\ddot{a}(t_0) = 0$, erhält man eine konstante Lösungsfunktion; denn (5) liefert mit $p = 0$ nach n-maligen Differenzieren $3a^{(n+2)} = (\Lambda - \kappa\rho)a^{(n)}$ und so $\dot{a}(t_0) = 0, \ddot{a}(t_0) = 0 \Rightarrow a^{(3)} = 0$, $a^{(4)} = 0, \ldots$ Die voranstehenden Ausführungen gelten natürlich nur unter der Voraussetzung der Stetigkeit aller Ableitungen von a.

b) In (7) repräsentiert ρ und damit C die Energiedichte des Kosmos. Will man das genaue quantitative Verhalten des Universums im Rahmen der Friedmann-Modelle kennenlernen, sind daher neben der Materie auch alle übrigen relevanten Quellen der Energie zu berücksichtigen; in den allermeisten Fällen ist aber eine Beschränkung auf Materie und Strahlung ausreichend. Bei expandierenden Universen kann sogar noch weiter vereinfacht werden: die dann stattfindende Rotverschiebung macht Einflüsse der Strahlung auf die Entwicklung des Kosmos auf lange Sicht bedeutungslos.

c) Weil $a(t) = 0$ eine Singularität der Friedmann-Gleichungen ist, können reguläre Lösungsfunktionen $a(t)$ an keiner Stelle verschwinden. Sie sind daher entweder vollständig positiv oder vollständig negativ. Wegen der aus physikalischen Gründen notwendigen Positivität der Dichte $\rho \geq 0$ besitzt die Konstante C außerdem dasselbe Vorzeichen wie $a(t)$; (7) ist daher invariant unter der Transformation $a(t) \rightarrow -a(t)$. Man erhält Lösungen der Friedmann-Gleichung folglich stets als Paare $\pm a(t)$. Weil aber in der Robertson-Walker Metrik die Größe $a(t)$ nur quadratisch eingeht, fordern wir zusätzlich $C \geq 0$ und $a(t) \geq 0$. Wie wir gesehen haben, werden dadurch keine physikalisch bedeutsamen Lösungen ausgeschlossen.

d) Gleichung (7) ist unter den Transformationen $t \rightarrow -t$ und $t \rightarrow t + \text{const}$ invariant. Dies impliziert die Abgeschlossenheit der Lösungsmenge der Friedmann-Gleichung unter Zeitumkehr und Zeitverschiebung. Einerseits gibt es damit zu jedem expandierenden Universum ein entsprechendes kollabierendes und umgekehrt, andererseits repräsentiert jedes $a(t)$ so eine komplette Lösungsschar $a(t + \delta)$, $\delta \in \mathsf{R}$. Letzteres bedeutet die Irrelevanz der Wahl des Zeitnullpunktes. Angesichts dieser Symmetrien normalisieren wir unseren Lösungsraum so, daß von Paaren $a(\pm t)$ stets die expandierende Variante und von Mengen $\{a(t + \delta) \mid \delta \in \mathsf{R}\}$ soweit möglich stets das Element mit $a(t) = 0$ für $t = 0$ bevorzugt wird.

e) Aus a) und d) ergibt sich unmittelbar, daß jedes oszillierende Friedmann-Modell symmetrisch um die durch $a_{\max}$ bestimmte Zeitachse ist.

2.4.2 Modelle mit $\rho = 0$

Modelle verschwindender Dichte sind zwar unrealistisch, stellen aber einfache instruktive Beispiele der unterschiedlichen Geometrien dar. Zudem lassen sich hier die Effekte der verschiedenen Kinematiken des Weltsubstrats in einem Grenzfall näherungsweise veranschaulichen. Darauf wird aber in diesem Artikel nicht näher eingegangen. Wir begnügen uns mit der intendierten Klassifikation.

Aus der nach Voraussetzung geltenden Gleichheit $\rho = 0$ ergibt sich unmittelbar $C = 0$. Dies reduziert (7) für $\Lambda \neq 0$ oder $k \neq 0$ zu einem elementar integrierbaren Ausdruck mit den Lösungen

$$t = \int \frac{\mathrm{d}a}{\sqrt{1/3\Lambda a^2 - k}} \qquad (8)$$

Gebräuchliche Integraltafeln [GRAD] liefern daraus die folgende Klassifikation:

1. $\Lambda = 0$:
   (a) $k = -1$: Diese Parameterbelegung liefert aus (8) $t = \int \mathrm{d}a$. Lösung von (7) ist damit $a = t$. Das

so erhaltene Modelluniversum wird allgemein als Milne's Modell bezeichnet. Seine Hintergrundmetrik stimmt mit der von Fall 1b überein.

(b) $k = 0$: Dieser Fall verlangt eine gesonderte Behandlung, da in (8) der Radikand verschwindet. Nach (7) ist hier $a(t) = \text{const}$, das Universum also statisch. Durch eine Transformation $ar \rightarrow r$ (Längenskalierung) wird die Robertson-Walker Metrik zur Standardmetrik des Minkowski-Raumes reduziert.

(c) $k = 1$: Da mit diesem Wert des k-Parameters der Radikand negativ und so das Integral (8) komplex wird, entspricht dem Fall $\rho = 0$, $\Lambda = 0$, $k = 1$ keine physikalische Lösung.

2. $\Lambda < 0$:

(a) $k = -1$: Dieses Modell ist ein Analogon von Milne's Modell in der sogenannten Anti-deSitter-Raumzeit; hier erfolgt jedoch eine durch Λ abgebremste Expansion, die schließlich in eine Kontraktionsbewegung übergeht[9]. Als Lösungsfunktion ergibt sich

$$a(t) = \sqrt{3/\Lambda}\,\sin(t\sqrt{\Lambda/3})$$

(b) $k = 0$ und $k = 1$: Für diese Fälle gibt es keine physikalische Lösung des Integrals (8); es gilt dasselbe wie für $\Lambda = 0$, $k = 1$ (siehe oben).

3. $\Lambda > 0$: Alle Fälle mit $\Lambda > 0$ besitzen einen Hintergrundraum vom deSitter Typ. Dies ergibt sich unmittelbar aus der hier nicht explizit durchgeführten Charakterisierung des deSitter Raumes als räumlich isotrope, leere Raumzeit mit positiver kosmologischer Konstante, kann aber auch direkt aus den einzelnen hier angeführten Lösungen hergeleitet werden.

(a) $k = -1$: Die in diesem Fall vorliegende Parameterbelegung ergibt ein Modell, das weitgehend Milne's Universum entspricht. Es wird durch die Funktion

$$a(t) = \sqrt{-3/\Lambda}\,\sinh(t\sqrt{-\Lambda/3})$$

beschrieben. Analogien können am leichtesten durch Vergleich der Metriken für kleine Werte von t erkannt werden. Es ist zu beachten, daß die Expansionsbewegung durch die infolge $\Lambda > 0$ induzierte Repulsion beschleunigt erfolgt.

(b) $k = 0$: Das Modell mit $\rho = 0$, $\Lambda > 0$, $k = 0$ ist als deSitter Kosmos wohlbekannt und besitzt die Lösungsfunktion $a(t) = \exp(t\sqrt{\Lambda/3})$. Kinematisch stimmt es mit dem in [DRA] erwähnten steady-state Universum überein. Obwohl wegen $\rho = 0$ unrealistisch hat der deSitter Kosmos als Grenzfall aller indefinit expandierenden Universen mit positiver kosmologischer Konstante grundsätzliche Bedeutung. Stets wird bei genügend großem a der Summand $\Lambda/3a^2$ über $(C/a) - k$ dominieren und so letztlich die Dynamik bestimmen. Man erhält eine asymptotische Annäherung an die Grenzfunktion $a(t) = \exp(t\sqrt{\Lambda/3})$.

(c) $k = 1$: Dieses Modell stellt eine Art Analogon zum statischen flachen Modell dar; die statische Phase ist aber auf einen einzelnen Zeitpunkt beschränkt. Global erfolgt zunächst eine Kontraktion bis zum Zustand minimaler Ausdehnung, danach wieder eine Expansion in die Unendlichkeit. Die Lösungsfunktion lautet

$$a(t) = \sqrt{3/\Lambda}\cosh(t\sqrt{\Lambda/3})$$

2.4.3 Modelle mit $\rho \neq 0$

1. $\Lambda = 0$: Ein verschwindender Wert für die kosmologische Konstante vereinfacht die Komplexität der Gleichung (7) soweit, daß in allen Fällen eine Lösung in Gestalt elementarer Funktionen möglich ist.

(a) $k = -1$: $F(a)$ stellt eine positive monoton fallende Funktion dar; daher nimmt die Expansionsrate stetig ab. Als Lösungsfunktion erhält man den impliziten Ausdruck

$$t = C\left(\sqrt{\frac{a}{C} + \frac{a^2}{C^2}} - \sinh^{-1}\sqrt{\frac{a}{C}}\right)$$

Das Modell nähert sich für große t einem Milne-Universum, d.h. die Expansionsrate $\mathrm{d}a/\mathrm{d}t$ wird konstant. Obwohl zu jedem Zeitpunkt der räumliche Teil des Kosmos stets hyperbolischen Charakter besitzt, ist die vierdimensionale Raumzeit flach.

(b) $k = 0$: Für diesen Fall gilt qualitativ dasselbe wie für $k = -1, \Lambda = 0$; hier verläuft der Anstieg aber etwas flacher. Die explizite Lösung ist

$$a = \left(\frac{9Ct^2}{4}\right)^{\frac{1}{3}}$$

Das dazugehörige Modell wird Einstein-deSitter Universum genannt.

(c) $k = 1$: Da man hier ein Verhalten analog zu $k = -1, \Lambda < 0$ und $k = 0, \Lambda < 0$ erhält, braucht nicht weiter auf diesen Fall eingegangen werden. Als exakte Lösung der entstehenden Differentialgleichung wird eine Zykloidengleichung erhalten.

[9] Hier muß für die numerische Integration im Maximum $t_{\max}$ wegen $\dot{a}(t_{\max}) = 0$ auf Gleichung (5) zurückgegriffen werden. Stetigkeitsforderungen an die erste und zweite Ableitung von a führen auf eine Kontraktion unmittelbar nach der Expansionsbewegung.

Implizit geschrieben lautet diese

$$t = C\left(\sin^{-1}\sqrt{\frac{a}{C}} - \sqrt{\frac{a}{C} - \frac{a^2}{C^2}}\right)$$

Das dazugehörige Modell wird manchmal auch als Friedman-Einstein-Universum bezeichnet.

2. $\Lambda < 0$:
   (a) $k = -1$: Wie man in diesem Fall leicht zeigen kann, ist $F(a)$ eine monoton fallende Funktion; ihr Positivitätsbereich ist auf ein Intervall $a \in [0, a_m]$ beschränkt, wobei a_m eine Wurzel dieser kubischen Gleichung ist. Ausgehend von $a = 0$ tritt daher eine sich ständig verlangsamende Expansionsbewegung auf, die für $a = a_m$ zum Stillstand kommt und danach in eine Kontraktion übergeht. Start- und Endzustand dieses Modelluniversums besitzen unendliche Dichte.

   (b) $k = 0$: Hier gilt ebenfalls ein Verhalten entsprechend zu $k = -1, \Lambda < 0$; bei ansonsten übereinstimmenden Parametern ist jedoch die Expansionsgeschwindigkeit in der Anfangsphase etwas niedriger, a_m etwas größer und damit ein Zyklus etwas länger. Eine explizite Lösung lautet

$$a = \left(\frac{3C}{2\Lambda}(1 - \cosh(\sqrt{-3\Lambda}t))\right)^{\frac{1}{3}}$$

   (c) $k = 1$: Auch die durch diese Parameterwahl beschriebenen Modelle entsprechen qualitativ den Fällen $k = -1, \Lambda < 0$ und $k = 0, \Lambda < 0$. Quantitativ erhält man einen etwas kleineren Weltradius für die Phase maximaler Expansion und ein geringfügig kürzeres Weltalter als bei der Standard Friedmann-Kosmologie.

3. $\Lambda > 0$:
   (a) $k = -1$: $F(a)$ hat an der Stelle $a_m = (3C/2\Lambda)^{\frac{1}{3}}$ ein Minimum. Deshalb nimmt die Expansionsrate ausgehend von $a = 0$ immer mehr ab, bis $a = a_m$ erreicht ist. Danach wächst sie wieder, wobei sich asymptotisch (Für $t \to \infty$ ist $a \to \infty$, also dürfen dann die beiden führenden Terme der rechten Seite vernachlässigt werden) ein exponentieller Anstieg gemäß $\exp(\sqrt{\Lambda/3}t)$ ergibt.

   (b) $k = 0$: Qualitativ ergibt sich das gleiche Verhalten wie im Fall $k = -1, \Lambda > 0$, doch verläuft hier die Anfangsphase etwas flacher. Eine explizite Lösung ist

$$a = \left(\frac{3C}{2\Lambda}(\cosh(\sqrt{3\Lambda}t) - 1)\right)^{\frac{1}{3}}$$

   Asymptotisch wird auch hier ein exponentieller Anstieg erreicht; $a(t)$ gehorcht dann näherungsweise der Funktion

$$a(t) \approx \exp(\sqrt{\Lambda/3}t)$$

   (c) $k = 1$:
      i. $\Lambda > 4/(9C^2)$: Für Werte der kosmologischen Konstante größer als $4/(9C^2)$ ist $F(a)$ stets positiv, besitzt aber bei $a_m = (3C/2\Lambda)^{\frac{1}{3}}$ ein Minimum. Universen dieses Typs heißen Lemaître-Modelle. Sie haben große Ähnlichkeiten mit anderen indefinit expandierenden Universen; beispielsweise stimmt das qualitative Verhalten mit dem Fall $k = -1, \Lambda > 0$ überein. Je näher aber Λ dem kritischen Wert $4/(9C^2)$ kommt, desto stärker ist der 'Knick' in der Kurve bei a_m ausgebildet und desto langsamer verläuft an dieser Stelle die Evolution des Kosmos.
      Diese besondere Eigenschaft verlieh den Lemaître-Modellen lange Zeit eine gewisse Attraktivität [SILK], da durch die lange Entwicklungsdauer des Universums in ihnen kein Zeitskalenproblem (siehe 3.4.1) auftreten kann; mit anderen Worten hätten die Galaxien genügend Zeit gehabt, sich aus der Urmaterie zur heutigen Gestalt zu entwickeln. Man merkte aber schließlich, daß gerade diese besondere Eigenschaft auch schwerwiegende Nachteile hatte. Der wesentliche Grund, der letztlich zur Ablehnung von Lemaître-Kosmen als plausible Modelle für unser Universum führten, lag wohl darin begründet, daß infolge der langen Entwicklungsdauer des Universums Licht den ganzen Kosmos durchqueren könnte; man sollte also aufgrund der Entstehung von Geisterbildern eine Überhäufigkeit von Galaxien und Quasaren bei dem Rotverschiebungswert erwarten, der der a_m zugeordneten Zeit entspricht. Das Fehlen derartiger Phänomene versetzte dieser Modell-Klasse einen entscheidenden

Schlag.

ii. $\Lambda = 4/(9C^2)$: Für diesen speziellen Wert der kosmologischen Konstanten besitzt die ansonsten immer positive Funktion $F(a)$ eine Nullstelle bei $a = 3C/2$. Für $a(0) = 3C/2$ ergibt sich damit das statische Einstein-Modell, in dem Gravitationsanziehung und kosmische Repulsion genau ausbalanciert sind, für $a(0) > 3C/2$ ein sich ewig ausdehnendes Universum mit asymptotisch exponentieller Expansionsgeschwindigkeit (auch als Eddington-Lemaître-Kosmos bekannt) und für $a(0) < 3C/2$ ein sich asymptotisch $a_\infty = 3C/2$ und damit dem statischen Einstein-Modell näherndes expandierendes Universum.
Das statische Einstein-Modell war das erste relativistisch kosmologische Modell, das in der Physik untersucht wurde. Es wurde schon bald als unrealistisch aus den Betrachtungen ausgeschlossen, als man Hinweise auf die Expansion des Universums entdeckte. Darüber hinaus konnte Eddington die Instabilität unter kleinen Störungen zeigen. Dies ist anschaulich klar, wenn man bedenkt, daß z.B. eine geringfügige Expansionsbewegung gleichzeitig sowohl die Gravitationsanziehung reduziert, als auch die kosmische Repulsion vergrößert und so zu einem indefinit expandierenden Universum führt. Auf diese Weise entstehen die Eddington-Lemaître-Modelle; ihr unendlich lange zurückliegender Ausgangszustand stimmt stets mit dem statischen Einstein-Kosmos überein. Sie waren lange Zeit zur Lösung des Zeitskalierungsproblems (siehe unten) von Interesse, da ihnen ein beliebig langer Evolutionszeitraum zugestanden werden konnte. Philosophische Schwierigkeiten – warum sollte ein statisches Modell seit ewigen Zeiten existieren und dann auf einmal zu expandieren beginnen – und einige Widersprüche zu Beobachtungsdaten (Hintergrundstrahlung u.a.) ließen diesen Fall aber ebenfalls aus dem Kreis der möglichen realistischen Modelle entschwinden.

iii. $0 < \Lambda < 4/(9C^2)$: $F(a)$ ist hier eine kubische Funktion mit zwei Nullstellen a_1 und a_2. Während für $a \in [0, a_1] \cup [a_2, \infty[$ die Angabe von Modellen möglich ist, sind Anfangswerte $a \in]a_1, a_2[$ unphysikalisch: Die dann negative Funktion $F(a)$ würde über $\dot{a}^2 = F(a)$ die Größe $\dot{a}$ imaginär machen. Lösungen mit $a(0) \in [0, a_1]$ führen zu oszillierenden Universen ähnlich dem Fall $k = -1, \Lambda < 0$, Lösungen mit $a(0) \in [a_2, \infty[$ zu Kosmen mit einem zunächst bis auf a_2 absinkenden, dann wieder zunehmenden Wert von a mit asymptotisch exponentiellem Anstieg. Man beachte, daß alle Lösungen dieses Falls symmetrisch bezüglich des Maximums bzw. Minimums der Kurve $a(t)$ sind.

2.5 Zusammenfassender Überblick

1. *Statische Modelle:* Unabdingbare Voraussetzung an ein Universum für ein statisches Verhalten ist seine parabolische Geometrie. Während in elliptischen und hyperbolischen Raumzeiten stets entweder Expansions- oder Kontraktionskräfte überwiegen, können sie im Falle von $k = 0$ im Gleichgewichtszustand vorliegen. Ein solcher tritt ein, wenn der Kosmos generell kräftefrei ist – d.h. $\rho = 0, \Lambda = 0$ – oder wenn die Gravitationsanziehung der vorhandenen Masse der durch $\Lambda > 0$ verursachten kosmischen Repulsion genau die Waage hält. In der zuletzt beschriebenen Situation tritt die geschilderte Balance nur für genau einen Wert des Weltradius ein; kräftefreie dagegen besitzen für alle Anfangswerte $a(0)$ eine statische Lösung.

2. *Antizyklische Modelle:* Die Bezeichnung antizyklisch erhalten hier alle Modelle, die mit einer Kontraktion beginnen, dann abbremsen und schließlich indefinit expandieren. Sie sind möglich für $\rho = 0$, $k = 1, \Lambda > 0$ und für $\rho \neq 0, k = 0, \Lambda > 0$. Eine anschauliche Begründung für ein derartiges Verhalten zu finden, fällt schwer; bevor hier eine ungenügende Erklärung versucht wird, soll auf eine solche lieber vollständig verzichtet werden.

3. *Zyklische Modelle:* Zyklische Modelle treten stets dann auf, wenn $\Lambda < 0$ ist, also eine kosmische Attraktion vorliegt. Weil Λ über den gesamten Entwicklungszeitraum des Universums hinweg wirkt, kann so jede Expansionsbewegung gleich welcher Stärke immer mehr abgebremst und schließlich zum Stillstand gebracht werden. Danach wandelt sie

sich in eine Kontraktion um. Fälle dieser Art existieren auch in Universen mit elliptischer Geometrie bei verschwindender kosmologischer Konstante und in solchen mit parabolischer Geometrie, wenn Λ größer ist als Null, aber nicht groß genug, um die attraktive Gravitationskraft zu überwinden. Zyklische Modelle beginnen und enden mit Weltradius Null.

4. *Indefinit expandierende Modelle:*

   (a) $a(0) \neq 0$: Raumzeiten mit parabolischer Geometrie ($k = 0$) und positiver kosmologischer Konstante ($\Lambda > 0$) können unter bestimmten Bedingungen ausgehend von einem endlichen nichtverschwindenden Weltradius eine beschleunigte indefinite Expansion ausführen. Der Zeitpunkt des Expansionsbeginns liegt dann jeweils in unendlich ferner Vergangenheit. Während für $\rho = 0$ keine zusätzlichen Voraussetzungen zu stellen sind, muß für $\rho \neq 0$ ein genau festgelegter Wert für Λ abhängig von der Weltmasse vorliegen und der Weltradius größer sein als ein bestimmter Minimalwert.

   (b) $a(0) = 0$:

      i. *Konstante Expansionsgeschwindigkeit:* Nur kräftefreie Kosmen, d.h. Kosmen ohne materiellen Inhalt und mit verschwindender kosmologischer Konstante, können im Fall einer hyperbolischen Geometrie eine konstante Expansionsbewegung beginnend bei $a(0) = 0$ ausführen.

      ii. *Beschleunigte Expansion:* Eine von Weltbeginn an ununterbrochene beschleunigte Expansion ist nur möglich, wenn keine Gravitationskraft existiert, die einer durch $\Lambda > 0$ bedingten kosmischen Repulsion zumindest am Weltanfang entgegenwirkt. Darüber hinaus muß die Geometrie vom hyperbolischen Typus sein, um einen Beginn in einer Singularität $a(0) = 0$ zu ermöglichen.

      iii. *Gebremste Expansion:* Eine gebremste Expansionsbewegung entsteht durch die attraktive Gravitationskraft einer Dichte $\rho \neq 0$, wenn keine kosmische Kraft existiert, die diese Expansion für große Weltradien beschleunigen ($\Lambda > 0$) oder in eine Kontraktion umwandeln kann ($\Lambda < 0$). Situationen mit elliptischer Geometrie sind hierbei aber ausgeschlossen.

      iv. *Nichtmonotone Expansion:* Bei der nichtmonotonen Expansionsbewegung tritt in der Expansionskurve ein einmaliger Wechsel der Kurvenkrümmung auf. Fälle dieser Art entstehen, wenn die kosmische Repulsion genügend stark ist, um letztlich die Gravitationskraft zu überwinden, aber eine nichtverschwindende Massedichte am Weltanfang die Expansionsbewegung verlangsamt. Mit wachsendem Weltradius relativiert sich die kontraktiv wirkende Gravitationskraft immer mehr, während die expansive kosmische Kraft infolge des größeren Weltvolumens weiter an Boden gewinnt. Ein Gleichstand beider Wirkungen markiert den Punkt des Krümmungswechsels; ab dann findet ein progressiv beschleunigtes Wachstum des Weltradius statt. Weil die Gegenwart von Masse zur Funktion des oben beschriebenen Mechanismus unabdingbar ist, können Fälle mit nichtmonotoner Expansion nur in Universen mit $\rho \neq 0$ auftreten.

      v. *Finite Expansion:* Der Begriff finite Expansion bezeichnet den Grenzfall, in dem die kosmische Repulsion gerade groß genug ist, um eine erneute Kontraktion des Universums zu verhindern. Das All braucht unendlich lange, um den Zustand maximaler Ausdehnung zu erreichen, der zugleich statisch ist. Eine finite Expansion kann nur für $k = 0$, $C \neq 0$, $\Lambda = 4/(9C^2)$ auftreten.

3 Phänomenologie der FRW-Modelle

3.1 Bestimmende Parameter [MIS],[WEIN]

3.1.1 Herleitung der Observablen

Die sich aus zahlreichen speziellen Forderungen wie dem kosmologischen Postulat ergebende Gleichung von Friedmann (7) läßt qualitativ stark unterschiedliche Weltmodelle zu. Es ist natürlich, zu fragen, ob durch Beobachtungen die zulässigen Werteintervalle der freien Parameter zumindest so weit einschränkbar sind, daß grundsätzliche Fragen der weiteren Entwicklung des Kosmos beantwortbar werden. Greift man dieses Problem auf, erhebt sich die Frage nach passenden observablen Größen; Parametern wie k sind einer direkten experimentellen Beobachtung nicht zugänglich. Als derzeit am besten dazu geeignet gelten die folgenden Funktionen der kosmischen Zeit t:

$$\begin{array}{ll} \text{Hubble-Parameter} & H(t) = \dfrac{\dot{a}(t)}{a(t)} \\ \text{Deaccelerations-Parameter} & q(t) = -\dfrac{\ddot{a}(t)a(t)}{\dot{a}^2(t)} \\ \text{Dichte-Parameter} & \sigma(t) = \dfrac{\kappa\rho(t)a^2(t)}{3\dot{a}^2(t)} \end{array}$$

Umformungen der Gleichungen (5) und (7) gestatten es in Verbindung mit

$$\begin{aligned} C = \frac{1}{3}\kappa\rho(t)a^3(t) &\quad\Longrightarrow \\ \frac{C}{H^2(t)a^3(t)} = \frac{\kappa\rho(t)}{3H^2(t)} = \sigma(t) & \end{aligned} \tag{9}$$

die Parameter $H(t)$, $q(t)$ und $\sigma(t)$ abhängig von $\rho(t)$, $k/a^2(t)$ und Λ zu formulieren[10]. Multipliziert man nämlich (5) mit $a/\dot{a}^2$ bzw. (7) mit a^{-2}, so erhält man nach Nullsetzen des Druckes p

$$\begin{aligned} 3\frac{\ddot{a}a}{\dot{a}^2} - \Lambda\frac{a^2}{\dot{a}^2} = -\frac{\kappa}{2}\rho(t)\frac{a^2}{\dot{a}^2} &\quad\Longrightarrow \\ -3q(t) - \frac{\Lambda}{H^2(t)} = -\frac{\kappa\rho(t)}{2H^2(t)} & \end{aligned} \tag{10}$$

bzw.

$$\begin{aligned} \frac{\dot{a}^2}{a^2} = \frac{1}{3}\kappa\rho(t) - \frac{k}{a^2} + \frac{\Lambda}{3} &\quad\Longrightarrow \\ H^2(t) = \frac{1}{3}\kappa\rho(t) - \frac{k}{a^2} + \frac{\Lambda}{3} & \end{aligned} \tag{11}$$

(9) liefert zusammen mit (11)

$$\sigma(t) = \frac{\kappa\rho(t)}{\kappa\rho(t) - 3k/a^2 + \Lambda} \tag{12}$$

Einsetzen von (11) in (10) ergibt

$$q(t) = \frac{\frac{\kappa}{2}\rho(t) - \Lambda}{3H^2(t)} = \frac{\frac{\kappa}{2}\rho(t) - \Lambda}{\kappa\rho(t) - 3k/a^2 + \Lambda} \tag{13}$$

(11), (12) und (13) bilden das gesuchte Gleichungssystem, das der Deutlichkeit halber nachstehend noch einmal aufgeführt ist:

$$\boxed{\begin{aligned} H^2(t) &= \frac{1}{3}\kappa\rho(t) - \frac{k}{a^2} + \frac{\Lambda}{3} \\ \sigma(t) &= \frac{\kappa\rho(t)}{\kappa\rho(t) - 3k/a^2 + \Lambda} \\ q(t) &= \frac{\frac{\kappa}{2}\rho(t) - \Lambda}{\kappa\rho(t) - 3k/a^2 + \Lambda} \end{aligned}}$$

Für die Anwendung bedeutend wichtiger ist das dazu inverse Gleichungssystem, in dem $\rho(t)$, Λ und k/a^2 durch $H(t)$, $q(t)$ und $\sigma(t)$ ausgedrückt werden. Unmittelbar aus (9) folgt durch einfache Umformung

$$\rho(t) = \frac{3\sigma(t)H^2(t)}{\kappa} \tag{14}$$

Durch Bildung der Differenz zwischen (12) und (13) erhält man bei Berücksichtigung von (11)

$$\Lambda = (\frac{1}{2}\sigma(t) - q(t))3H^2(t) \tag{15}$$

[10] Weil a^2 stets positiv und größer als Null ist, läßt sich aus $k/a^2(t)$ unmittelbar das Vorzeichen von k ablesen.

Einsetzen von (14) und (15) in (11) führt schließlich zu einem Ausdruck für $k/a^2(t)$:

$$\begin{aligned} \frac{k}{a^2(t)} &= \frac{1}{3}\kappa\rho(t) + \frac{\Lambda}{3} - H^2(t) \\ &= \sigma(t)H^2(t) + (\frac{1}{2}\sigma(t) - q(t))H^2(t) - H^2(t) \\ &= H^2(t)(\frac{3}{2}\sigma(t) - q(t) - 1) \end{aligned} \tag{16}$$

Zusammenfassend ergibt sich[11]:

$$\boxed{\begin{aligned} \rho(t) &= \frac{3\sigma(t)H^2(t)}{\kappa} \\ \Lambda &= (\frac{1}{2}\sigma(t) - q(t))3H^2(t) \\ \frac{k}{a^2(t)} &= H^2(t)(\frac{3}{2}\sigma(t) - q(t) - 1) \end{aligned}}$$

3.1.2 Beziehungen zwischen den Observablen

Bereits jetzt lassen sich aus diesem Gleichungssystem einige wesentliche Beziehungen zwischen den Parameterwerten ablesen. So gilt für eine nichtverschwindende

[11] Weil k nur die Werte 0 und ± 1 annehmen kann, erhält man für den Fall $k \neq 0$ aus der für $k/a^2(t)$ geltenden Beziehung unmittelbar auch einen Wert für den Skalenparameter $a(t)$.

Dichte ($\rho \neq 0 \Rightarrow H^2(t) \neq 0$ nach (14)) $\Lambda = 0$ genau dann, wenn $\sigma(t) = 2q(t)$. Allgemeiner formuliert besitzt Λ gemäß (15) für $\rho \neq 0$ stets dasselbe Vorzeichen wie $\frac{1}{2}\sigma(t) - q(t)$. Damit folgt für $\Lambda = 0$

$$q(t) \begin{smallmatrix} < \\ = \\ > \end{smallmatrix} \frac{1}{2} \Longleftrightarrow k \begin{smallmatrix} < \\ = \\ > \end{smallmatrix} 0$$

Definiert man im Falle $\Lambda = 0$ eine sogenannte kritische Dichte $\rho_c(t) := 3H^2(t)/\kappa$, besteht darüber hinaus die Äquivalenz

$$\rho(t) \begin{smallmatrix} < \\ = \\ > \end{smallmatrix} \rho_c(t) \Longleftrightarrow k \begin{smallmatrix} < \\ = \\ > \end{smallmatrix} 0$$

wie man durch Einsetzen in (11) leicht ableitet. Ein Wert für Λ ungleich Null verkompliziert diese Beziehungen. Wir belassen es hier bei der Angabe bestimmender Ungleichungen für den k-Parameter, welche sich aus (16) ergeben:

$$\sigma(t) \begin{smallmatrix} < \\ = \\ > \end{smallmatrix} \frac{2}{3}(q(t)+1) \Longleftrightarrow k \begin{smallmatrix} < \\ = \\ > \end{smallmatrix} 0$$

Für weitere Informationen greife man auf [MIS] zurück.

Um zu erfahren, welchem Friedmann-Modell unser Universum gehorcht, haben wir die Werte der Parameter Λ, ρ_0 und k/a_0^2 zu bestimmen; dabei seien hier und im folgenden durch einen rechten unteren Index 0 stets solche Größen gekennzeichnet, die den derzeitigen Wert eines variablen physikalischen Parameters angeben. Die Durchführung der gestellten Aufgabe geschieht am besten durch Verwendung der observablen Größen H_0, q_0, σ_0. Kennt man zusätzlich den heutigen Weltradius a_0, ist das Modell sogar eindeutig. Dieser an und für sich simple Plan stößt bei seiner praktischen Ausführung allerdings auf erhebliche Schwierigkeiten. Die Unschärfe in den Werten von H_0, q_0, σ_0 ist so groß, daß nicht einmal qualitative Aussagen über das Schicksal unseres Universums möglich sind. Als Ausweg bietet sich an, weitere Parameter wie etwa das Weltalter zu berücksichtigen und so ungeeignete Modelle auszuschließen. Entscheidende Durchbrüche sind aber noch nicht gelungen.

Zur Bestimmung von H_0, q_0, σ_0 geht man von einer Abschätzung des Dichteparameters σ_0 aus. H_0 und q_0 werden aus den sogenannten Entfernungs/Rotverschiebungs- und Helligkeits/Rotverschiebungsrelationen abgeleitet. Diese setzen die Entfernung und Helligkeit eines Objekts mit seiner Rotverschiebung in Beziehung. Es handelt sich um vergleichsweise komplizierte Gleichungen, da das zu untersuchende Signal wegen der Endlichkeit der Lichtgeschwindigkeit auch eine endliche Laufzeit ungleich Null besitzt; die Gleichungen hängen somit nicht allein von den gegenwärtigen Werten von H_0, q_0, σ_0 ab, sondern auch von allen während der Laufzeit diesbezüglich stattgefundenen Änderungen infolge der zeitabhängigen Variation der Raumzeitgeometrie. Mathematisch stellen beide Relationen Taylorreihen in der Rotverschiebung dar, deren Koeffizienten sich aus H_0, q_0, σ_0 zusammensetzen.

3.2 Charakterisierung der Observablen [FREE,MIS]

3.2.1 Die Hubble-Konstante H [FREE]

E.Hubble entdeckte 1929, daß nahezu alle Galaxien mit großer Geschwindigkeit von der Erde wegstreben. Darüber hinaus konnte er eine proportionale Beziehung zwischen dieser Fluchtgeschwindigkeit und der Entfernung der Galaxien verifizieren. Ihm zu Ehren wird die dabei eingeführte Proportionalitätskonstante als Hubble-Konstante bezeichnet. Sie ist ein Maß für die Expansionsrate des Universums. Die Hauptschwierigkeit bei der Messung von H besteht in der gravitationellen Bindung naher Galaxien an die eigene Milchstraße; die dadurch induzierte zusätzliche Bewegungskomponente macht sie zur Bestimmung der Expansionsrate des Kosmos ungeeignet. Ein Ausweichen auf weit entfernte Objekte, was damit erzwungen scheint, schafft jedoch durch große Ungenauigkeiten bei der Entfernungsbestimmung neue Probleme.

Erste grobe Schätzungen der Hubble-Konstante lieferten Resultate um $H = 100$ km s^{-1} MPc^{-1}; genauere und umfassendere Messungen führten schließlich zu einer Eingrenzung des möglichen Werteintervalls auf $50 - 100$ km s^{-1} MPc^{-1}. Die in letzter Zeit durchgeführten Neuberechnungen, welche zum Teil auch unter Nutzung des Hubble-Weltraumteleskops erfolgten, ergaben Werte, die meist am oberen oder unteren Ende dieses Bereichs lagen. Damit herrscht im Augenblick der unbefriedigende Zustand, keinen bestimmten Wert für H präferrieren zu können.

3.2.2 Der Deaccelerations-Parameter q [MIS]

Die Bestimmung des q-Parameters wird derzeit nahezu ausschließlich durch Nutzung einer Beziehung zwischen scheinbarer Helligkeit und Rotverschiebung eines Objektes durchgeführt. Trotzdem nicht näher auf sie eingegangen werden soll, sei doch erwähnt, daß eine Abhängigkeit von σ erst in zweiter Näherung auftritt. Die verwendete Relation besitzt damit den Vorteil, auch für nichtverschwindende Werte der kosmologischen Konstante (d.h. $\sigma \neq q$) leicht anwendbar zu sein. Erzwungenermaßen müssen die Kalkulationen auf der Basis von Objekten derselben Leuchtstärke erfolgen. Diese läßt sich jedoch bei Entfernungen, die groß genug sind, um nennenswerte auf q zurückführbare Effekte zu zeigen, nur sehr schwer bestimmen. Infolgedessen sind Messungen von q mit großen Unsicherheiten verknüpft.

3.2.3 Der Dichte-Parameter σ [MIS]

Es ist ausgesprochen schwierig, die mittlere Dichte ρ des heutigen Universums zu bestimmen. Große Teile der Materie können in einer Form vorliegen, die zumindest derzeit noch nicht direkt beobachtbar ist. Daher kann im Prinzip nur so verfahren werden, die gesamte selbstleuchtende Materie zu berücksichtigen und das Resultat als unteren Grenzwert anzusehen. Selbst dieses stark vereinfachte Problem ist ausgesprochen nichttrivial. Bis heute scheint es nicht gelungen zu sein, das klassische von Oort 1958 erzielte Ergebnis von $\sigma \geq 0.02$ zu verbessern. Es existieren aber einige indirekte Hinweise, von denen hier nur zwei aufgeführt werden.

Ausgehend von einer verschwindenden kosmologischen Konstante $\Lambda = 0$ erhält man unmittelbar $\sigma = q$ (siehe 3.1). Selbst extremste Annahmen der Galaxienevolution ($q < 10$) führen zu relativ scharfen Obergrenzen der kosmischen Dichte $\rho \leq 10^{-28}$ g cm^{-3}. Gott und Gunn gelang 1971 eine weitere Eingrenzung durch die Feststellung, daß Dichten oberhalb 10^{-30} g cm^{-3} Schockwellen beim Sturz intergalaktischer Materie in den Coma-Haufen auslösen und so Röntgenstrahlung hoher Intensität freisetzen würden. Eine solche konnte aber nie beobachtet werden. Demzufolge scheint ein Limit $\rho \leq 10^{-30}$ g cm^{-3} sinnvoll. Es ist jedoch zu betonen, daß man derartige Begrenzungen durch Modelle erhält, die derzeit noch als sehr unvollkommen gelten müssen. Sie sind also keineswegs als endgültig anzusehen.

3.2.4 Zusätzliche Parameter [GER]

Eine Bestimmung der observablen Parameter H_0, q_0, σ_0 gestattet es, auf der Basis der Friedmann-Modelle des Kosmos durch Berücksichtigung der für sie geltenden mathematischen Beziehungen Rückschlüsse auf die Gestalt des Kurvenverlaufs des Weltradius $a(t)$ zu ziehen. Die Beobachtung ferner Galaxien kann jedoch direkt Aufschlüsse über ihn ermöglichen; denn ein r Lichtjahre weit entferntes Objekt sehen wir so, wie es vor einer Zeit von r Jahren war. Mit Hilfe dieser natürlichen kosmischen Zeitmaschine lassen sich direkte Untersuchungen der Eigenschaften des Universums zu früheren Zeiten durchführen. Geeignete Studienobjekte diesbezüglich sind die Quasare. Die Bestimmung ihrer Entfernungen erfordert wegen der extrem weiten Distanzen jedoch zusätzliche Hypothesen. Man muß sich daher auf Helligkeitsvergleiche mit scheinbar ähnlichen Objekten und auf die Dichteverteilung der Quasare verlassen.

3.3 Messung der Observablen

3.3.1 Leuchtkraftmessungen [MIS]

Als brauchbare Quellen für die Eichung der Leuchtkraft gelten Galaxien des Typs Sc I. Ihre unterschiedlichen absoluten Helligkeiten differieren nur wenig voneinander. Für die Nutzung auf große Entfernungen sind sie aber nicht hell genug. In diesen Fällen weicht man am besten auf sogenannte reguläre Galaxienhaufen aus, welche hauptsächlich Galaxien des E-Typs enthalten. Deren hellste Mitglieder sind hinsichtlich ihrer Leuchtkraft einander bemerkenswert ähnlich, bisher gemessene Schwankungen beschränken sich auf 25%.

Große Unsicherheiten bestehen hinsichtlich eines möglichen systematischen Fehlers resultierend aus einer Schwankung der Galaxienhelligkeit mit der Zeit. Geht man nämlich von einer durch Sternevolution bedingten Reduzierung der Leuchtkraft einer Galaxie um 0.09 Größenklassen pro 10^9 Jahre aus, wären Galaxien mit einer Entfernung von 10^9 Lichtjahren um 0.09 Magnituden heller als entsprechende Objekte in unmittelbarer Nähe. Korrekturen aufgrund dieses Effektes würden q um etwa eine Einheit erniedrigen, was eine dramatische Änderung darstellt.

3.3.2 Geschwindigkeitsmessungen [FREE]

Für die Bestimmung der radialen Komponente der Geschwindigkeit, mit der sich eine Galaxie relativ zu uns bewegt, hat sich schon seit Jahrzehnten die Messung der Dopplerverschiebung bewährt. Das Verfahren beruht auf der durch jede radiale Bewegung verursachten Verschiebung der Wellenlängen eines Spektrums; diese findet im Falle einer Annäherung in Richtung blaues Ende statt, im Falle einer Entfernung in Richtung rotes Ende. Nutzt man aus, daß Spektren diskrete Emissions- und Absorptionslinien besitzen, die aufgrund ihrer relativen Stärke und ihrer Lage zueinander eindeutig identifiziert werden können, läßt sich an Hand der Spektrallinien durch Vergleich des gemessenen Spektrums mit dem eines ruhenden Körpers das Ausmaß der Spektralverschiebung und so die Radialgeschwindigkeit des betrachteten Objekts feststellen.

3.3.3 Entfernungsmessungen [FREE,WEIN]

Die Bestimmung der Entfernung eines nicht sehr nahen Objekts geschieht derzeit fast ausschließlich durch Methoden, welche die aus Sekundärinformationen abgeleitete absolute Helligkeit mit der gemessenen scheinbaren Helligkeit vergleichen. Problematisch dabei ist die ungewisse Größe der Strahlungsabsorption durch Gaswolken, die zwischen der Erde und dem interessierenden Objekt liegen. Eine zusätzliche Erschwernis ergibt sich aus den differierenden Streueigenschaften kosmischer Materie für unterschiedliche Wellenlängen. Darüber hinaus macht eine nichtverschwindende Rotverschiebung eine nachträgliche Korrektur des Meßwertes erforderlich.

Parallaxenmessung [WILD] Die Entfernung der nächstgelegenen Sterne kann durch Triangulation bestimmt werden. Dabei benutzt man zwei verschiedene Stellungen der Erde während ihres Umlaufs um die Sonne als

Basislinie. Von etwaigen Störgrößen wie zum Beispiel der Raumkrümmung kann infolge der relativ geringen Entfernungen abgesehen werden. Die erreichbare Winkelauflösung beschränkt die Anwendbarkeit dieser Methode auf Objekte des nahen Umfeldes.

Kinematische Messungen [WILD] Für die Entfernungsbestimmung von Sternen, die zum selben Sternhaufen gehören, können kinematische Methoden zur Anwendung gelangen. Man mißt dazu ihre Winkelkoordinaten und Winkelgeschwindigkeiten sowie ihre radialen Geschwindigkeitskomponenten. Infolge der Zugehörigkeit zum selben Sternhaufen scheint die Annahme plausibel, daß die Geschwindigkeitsvektoren aller Mitgliedssterne in erster Näherung parallel sind. Diese zusätzlichen Beziehungen lassen das zu lösende Gleichungssystem – unbekannt sind die Entfernungen der betreffenden Sterne – stark überbestimmt und so einer Behandlung durch Verfahren der mathematischen Optimierung zugänglich werden. Mit dieser Methode können bei geeigneten Objekten Entfernungen bis zu 600 Lichtjahren bestimmt werden.

Hauptreihenphotometrie Eine große Anzahl von Sternen der Hauptreihe im Herzsprung/Russel-Diagramm gehorcht einer strengen Beziehung zwischen absoluter Helligkeit und Spektraltyp. Durch Messung des Spektrums und der scheinbaren Helligkeit eines Sterns kann man daher auf seine Entfernung schließen. Die geringe Leuchtkraft vieler Hauptreihensterne setzt dieser Methode aber enge Grenzen.

RR-Lyrae-Veränderliche Durch Vermessung der scheinbaren Helligkeit von RR-Lyrae-Veränderlichen konnte in Verbindung mit ihrer Zugehörigkeit zu Kugelsternhaufen, deren Entfernungen durch Hauptreihenphotometrie ermittelt wurden, die absolute Helligkeit dieser Objekte bestimmt werden. Es zeigte sich, daß sie stets zwischen 0.2 und 1.0 Magnituden liegt. Wird nun ein Veränderlicher aufgrund seiner kurzen Pulsationsdauer als RR-Lyrae-Stern identifiziert, kann man von der scheinbaren Helligkeit auf die Entfernung schließen. Ihre geringe Leuchtkraft gestattet aber eine Verwendung als Indikator nur bis zu einer Entfernung von etwa einer Million Lichtjahren. Weitere Einzelheiten siehe [KRO].

Sterne maximaler Helligkeit Eine Untersuchung der lokalen Gruppe ergibt, daß die absolute Helligkeit 'normaler' Sterne (keine Novae, Supernovae o.a.) den Wert -9.3 erreicht, aber praktisch nicht überschreitet. Sterne maximaler absoluter Helligkeit stellen daher Entfernungsindikatoren bis zu einer Entfernung von etwa 100 Millionen Lichtjahren dar. Problematisch ist hier aber die Verwechslungsgefahr mit nichtstellaren Objekten.

δ-Cephei-Veränderliche Die wohl präzisesten Entfernungsmessungen naher Galaxien lassen sich aus der Beobachtung von δ-Cephei-Veränderlichen gewinnen. Deren Periode ist nämlich eng mit ihrer Leuchtkraft korreliert. Da man aber aus der Leuchtkraft unmittelbar die absolute Helligkeit erhält und man weiß, wie die scheinbare Helligkeit mit der Entfernung abnimmt, die das Licht zurücklegen muß, läßt sich durch Vergleich mit der scheinbaren Helligkeit die Entfernung berechnen. Ein großer Vorteil bei dieser Methode ist die leichte Identifizierbarkeit von δ-Cephei-Sternen durch ihre hohe Leuchtkraft. Sie können daher für die Entfernungsbestimmung aller Mitglieder der lokalen Gruppe verwendet werden; eine Nutzung auch für andere Galaxienhaufen ist aber nur schwer möglich[12]. Als problematisch erwies sich lange Zeit die leichte Verwechselbarkeit mit W Virginis Sternen.

Tully-Fisher-Relation Eines der gegenwärtig vielversprechendsten Verfahren zur Messung großer Entfernungen beruht auf einer Korrelation zwischen der Helligkeit einer Galaxie und ihrer Rotationsgeschwindigkeit. Diese kommt vermutlich dadurch zustande, daß Galaxien mit hoher Leuchtkraft in der Regel relativ massereich sind und demzufolge nur langsam rotieren. Weil Sterne, die am meisten zur Gesamthelligkeit einer Galaxie beitragen, überwiegend im langwelligen Bereich strahlen, empfiehlt sich eine gezielte Beobachtung in diesem Spektralgebiet.

[12] Wie mich A. Kronawitter freundlicherweise darauf aufmerksam machte, wurden δ-Cepheiden auch zur Enternungsbestimmung einzelner Mitglieder des Virgo-Clusters verwendet.

Die hier vorgestellte Beziehung wird als Tully-Fisher-Relation bezeichnet und gestattet Entfernungsmessungen bis 300 Millionen Lichtjahre. Mit Hilfe von δ-Cephei-Veränderlichen ist eine Kalibrierung möglich.

Planetarische Nebel Beobachtungen ergaben, daß die Leuchtkraft planetarischer Nebel einen wohldefinierten Maximalwert nicht überschreitet. Zur Bestimmung der Entfernung einer Galaxie ist daher einfach die scheinbare Helligkeit ihrer hellsten planetarischen Nebel zu messen. Eine Kalibrierung kann durch Galaxien erfolgen, deren Entfernungen durch alternative Methoden ermittelt worden sind. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit der Tully-Fisher-Relation.

Galaxien maximaler Helligkeit Wie bei den Sternen einer Galaxie kann man auch bei den Galaxien eines Haufens einen Wert für die absolute Grenzhelligkeit festlegen, er beträgt -21.7. Nach wie vor umstritten bleibt aber, ob für Galaxien eine solche Grenzhelligkeit überhaupt definierbar ist. Existiert eine solche nicht, käme der sogenannte Scott-Effekt zum tragen: Beobachtet man in immer tieferen Entfernungen, wird man mehr und mehr Haufen bevorzugen, die reich an Galaxien sind; damit besitzt die ausgewählte hellste Galaxie immer größere absolute Helligkeit. Aufgrund dieser Kontroverse werden Galaxien maximaler Helligkeit nur ungern zur Entfernungsbestimmung verwendet.

Galaxienkörnung Die Auflösbarkeit von Galaxien in Einzelsterne nimmt mit ihrer Entfernung ab. Daher besitzen nahe Galaxien eine ausgebildet körnige Struktur, entfernte dagegen eine eher gleichmäßige Flächenhelligkeit. Es ergibt sich so eine mathematisch formulierbare Beziehung zwischen Helligkeitsschwankungen des Galaxienbildes und ihrer Entfernung.

Supernovae Die Astrophysik unterscheidet verschiedene Arten von Supernovae. Solche vom Typ Ia ereignen sich nach bisheriger Kenntnis durch Materietransfer in Doppelsternsystemen, in denen eine Komponente sehr massiv ist. Sie besitzen während ihres Helligkeitsmaximums alle in etwa die gleiche Leuchtkraft. Dies läßt sie zu einem Entfernungsindikator werden. Infolge der freigesetzten Strahlungsmengen sind sie sehr hell und so besonders gut für die ihnen zugedachte Aufgabe geeignet; ihre große Seltenheit erschwert aber eine verläßliche Beobachtung bedeutend.

Gravitationslinsen Ein bekannter Effekt der allgemeinen Relativitätstheorie ist die Lichtablenkung im Gravitationsfeld. Trifft Licht einer entfernten Strahlungsquelle auf eine Galaxie, kann es unterschiedlich lange Wege um diese herum nehmen und so trotz gleicher Emissionszeit zu verschiedenen Zeitpunkten auf der Erde eintreffen. Differenzen der Ankunftszeiten von Schwankungen in der Helligkeit der Strahlungsquelle repräsentieren die unterschiedlichen zurückgelegten Weglängen. Durch Modellierung der Massenverteilung in der ablenkenden und damit als Gravitationslinse wirkenden Galaxie läßt sich auf die absoluten Weglängen, also auf die Entfernung der Quelle zurückschließen.

Sunjajew-Zeldowitsch-Effekt Photonen der Mikrowellen-Hintergrundstrahlung, die einen Galaxienhaufen passieren, können mit dem dort vorhandenen heißen Plasma wechselwirken und Energie austauschen, was sich in einer Erhöhung ihrer Strahlungsfrequenz äußert. Die Intensität der Hintergrundstrahlung wird damit merklich reduziert. In Verbindung mit der Stärke der vom Plasma ausgesandten Röntgenstrahlung kann man aus ihr auf die Entfernung des Galaxienhaufens schließen. Genauere Angaben diesbezüglich verlangen aber die zusätzliche Kenntnis von Dichte und Temperatur des betreffenden Plasmas.

3.3.4 Messungen der kosmologischen Konstante [ABB]

Die empirische Bestimmung des Wertes der kosmologischen Konstante bereitet erhebliche Schwierigkeiten. Grund dafür ist nicht zuletzt die fehlende direkte Zugänglichkeit der Energie: Normalerweise lediglich im Sinne einer Messwertdifferenz verstanden, besitzt der Energiebegriff in einem speziellen Systemzustand nur Bedeutung relativ zu einem Bezugszustand. Dieser konventionelle Ansatz versagt naturgemäß bei Diskussionen absoluter Größen wie der Vakuumenergie. Um die bestehenden Probleme zu umgehen, bieten sich Messungen der Verzerrungen der Raumzeitgeometrie an; denn gemäß der allgemeinen Relativitätstheorie erzeugt jede Art von Energie ein Gravitationsfeld unabhängig davon, ob die bewußte Energie von massiven Körpern oder etwa von Vakuumfluktuationen stammt. Zur unmittelbaren Bestimmung des Anteils der kosmologischen Konstanten an diesen Verzerrungen müßten die Messungen in einem materie- und strahlungsfreien Areal stattfinden – eine prinzipielle Unmöglichkeit, denn die Anwesenheit eines Beobachters bzw. einer Experimentieranordnung ist dafür nun einmal unverzichtbar. Glücklicherweise steht uns mit der allgemeinen Relativitätstheorie ein geeignetes Hilfsmittel zur Verfügung, um die Einflüsse von Materie und Strahlung auf die Struktur der Raumzeit ziemlich genau im Voraus zu berechnen. Damit verfügt man über eine Methode, die aus ihnen resultierenden Verzerrungseffekte in den Meßergebnissen zu berücksichtigen und die Resultate so zu bereinigen.

Das voranstehend erarbeitete Verfahren ist nach Kenntnisstand des Autors der bisher einzig bekannte Weg zur Festlegung des Wertes von Λ. Es verlangt zwar einen recht hohen Arbeitsaufwand, wird aber bedeutend erleichtert durch die ausgesprochen sensitive

Abhängigkeit der Raumzeitgeometrie von der Vakuumenergiedichte. Eine nichtverschwindende kosmologische Konstante hätte in diesem Zusammenhang dramatische Konsequenzen; für uns ungewohnte und mitunter auch bizarre Effekte wären die Folge. Wie sähen diese aus?

$\Lambda > 0$:
- Dreiecke besitzen eine Winkelsumme größer als 180^o
- Kugeln besitzen ein Volumen kleiner als $4/3\pi r^3$

$\Lambda < 0$:
- Dreiecke besitzen eine Winkelsumme kleiner als 180^o
- Kugeln besitzen ein Volumen größer als $4/3\pi r^3$
- Es bilden sich nahe Horizonte; wir verfügen in einem solchen Fall nicht über die Möglichkeit, Informationen von Objekten jenseits derartiger Horizonte zu erhalten oder bei Überschreiten eines Horizonts jemals an unseren Ausgangspunkt zurückzufinden

Ein großer positiver oder negativer Wert der kosmologischen Konstante Λ widerspricht somit unserer Erfahrung: Die gewöhnliche euklidische Geometrie ist lokal eine ausgesprochen gute Näherung an die tatsächlich vorliegenden Verhältnisse; stärkere Abweichungen davon wurden bisher von noch keinem Menschen erfahren. Es ergibt sich $|\Lambda| \ll 1$, wodurch wir nun über eine qualitative Abschätzung für Λ verfügen. Diese reicht jedoch im Hinblick auf das Ziel, durch empirische Bestimmung aller relevanten Parameter das Schicksal des Universums zumindest in groben Zügen vorherzusagen, noch nicht aus: Wie wir aus der im Abschnitt 2.4 durchgeführten Klassifikation der Typen möglicher Universen im Rahmen des hier verwendeten Modells abgeleitet haben, können auch noch kleinste Schwankungen von Λ um den Nullpunkt einen geschlossenen Kosmos in einen offenen verwandeln und umgekehrt. Demzufolge besteht die Notwendigkeit, den möglichen Wertebereich von Λ weiter einzuschränken. Zur Verwirklichung dieses Ziels muß eine weiträumige Vermessung der Raumzeitstruktur durch astrometrische Erfassung der Positionen und Bewegungen entfernter Galaxien erfolgen. Durch Kartierung ihrer räumlichen Verteilung und ihrer Geschwindigkeiten kann dann die geometrische Struktur der Raumzeit, in der sie sich befinden und bewegen, ermittelt werden. Die unterschiedlichen Wirkungsweisen von Materie bzw. Strahlung und einem $\Lambda \neq 0$ eröffnen ein einfaches Bestimmungsprinzip des Wertes der kosmologischen Konstante.

Empirisch wurde gezeigt, daß sich mehr oder weniger alle Galaxien voneinander fortbewegen [DRA]. Die zwischen ihnen herrschende Gravitationskraft bremst die Expansionsrate langsam immer weiter ab; gleichzeitig führt die ansteigende mittlere Entfernung zwischen den Galaxien zu einer Reduzierung der Gravitationskraft. Infolgedessen sinkt durch die Anwesenheit von Materie und Strahlung im Universum die Expansionsrate in nichtlinearer Abhängigkeit von der Zeit. Ein $\Lambda \neq 0$ hätte dagegen einen zeitunabhängigen Einfluß auf die Ausdehnungsbewegung des Kosmos; $\Lambda < 0$ würde eine Reduzierung um eine konstante Rate bedeuten, $\Lambda > 0$ eine Vergrößerung. Messungen zeigen nun, daß keine derartigen zeitunabhängigen Effekte bei der Expansion vorhanden sind; innerhalb der Meßungenauigkeit wird der Fall $\Lambda \neq 0$ aber nach wie vor zugelassen.

3.4 Probleme der Friedmann-Modelle

3.4.1 Das Zeitskalenproblem [INV]

Wie die Hubblekonstante $H(t) = \dot{a}(t)/a(t)$ selbst besitzt auch ihr Kehrwert große kosmologische Bedeutung. Mit Hilfe der Differentialrechnung leitet man rasch her, daß $H^{-1}(t_0)$ das Zeitintervall T_0 zwischen t_0 (t_0 bezeichnet den Zeitpunkt, zu dem die Messung der Hubble-Konstante $H(t)$ erfolgt) und t'_0 mißt, wobei t'_0 der durch den Schnitt der Tangente an die Kurve $a(t)$ im Punkte t_0 mit der t-Achse definierte Zeitpunkt ist. Zur Erläuterung dieses bei näherer Betrachtung recht einfachen Sachverhalts dient die Abbildung 3. Unter der Annahme $q(t_0) > 0$, was aufgrund der Beobachtungsdaten als sinnvoll erscheint, oder äquivalent dazu $\ddot{a}(t_0) < 0$, wäre die Expansionsrate des Universums seit dem Weltbeginn $a(0) = 0$ fortschreitend abgesunken; demzufolge ergäbe sich ein bisheriges Weltalter deutlich kleiner als T_0.

Geht man von einer verschwindenden kosmologischen Konstante aus und favorisiert man relativ niedrige Werte des Hubble-Parameters ($H_0 \approx 55$ km s^{-1} Mpc^{-1}), tritt kein Zeitskalenproblem mehr auf [MIS]; statt dessen erhält man eine bemerkenswert gute Übereinstimmung zwischen mindestens fünf verschiedenen Methoden zur Berechnung des Weltalters:

1. Die Friedmann-Modelle ergeben im Falle $q_0 = \sigma_0 \ll 1$ das Weltalter $t = 18 \times 10^9$ Jahre, im Falle $q_0 = \sigma_0 = \frac{1}{2}$ das Weltalter $t = 12 \times 10^9$ Jahre.
2. Theoretische Modelle von Kugelsternhaufen liefern ein Alter von $t = 13 \times 10^9$ bis $t = 17 \times 10^9$ Jahren für diese Objekte. Da sie aber infolge der vielen zu berücksichtigenden Einflußgrößen nur mit großer Unsicherheit behaftete Resultate ergeben, sind durch derartige Kalkulationen keine Nachbesserungen der Hubble-Konstante möglich. Sehr wohl lassen sich damit aber hohe Werte für H ausschließen, weil in einem solchen Fall einfach nicht genügend Zeit für die Galaxienentstehung vorhanden gewesen wäre.

   Um einen Eindruck von den Schwierigkeiten zu geben, die bei der Modellierung von Kugelsternhaufen auftreten können [CON], sei hier stellvertretend der zu berücksichtigende Lebenszyklus eines solchen astronomischen Objekts dargelegt.

   (a) Initialer Kollaps mit Bildung der Sterne

Abb. 3: Graphische Interpretation des Parameters $H^{-1}(t_0)$

(b) Stellare Wechselwirkungen führen zu einem statistischen Gleichgewichtszustand, d.h. es tritt eine Differenzierung der Eigenbewegungen der Sterne auf

(c) Formierung eines dichten Kernes

(d) Der Energieaustausch zwischen den Sternen läßt einige von ihnen immer wieder die Fluchtgeschwindigkeit des Haufens erreichen. Auf diese Weise löst sich der Cluster immer weiter auf, bis am Ende nur noch ein einziges Doppel- oder Mehrfachsternsystem zurückbleibt

3. Vergleiche der Theorien stellarer Evolution mit den Eigenschaften beobachtbarer Sterne liefern für die ältesten Exemplare ein bisheriges Weltalter von $t = 10 \times 10^9$ Jahre.

4. Aus dem relativen Anteil der auf der Erde nachweisbaren Nuklide folgt für die Dauer des seit der Nukleosynthese von Uran, Thorium und Plutonium verstrichenen Zeitraums ein Wert von $t = 4 \times 10^9$ bis $t = 6 \times 10^9$ Jahren. Messungen des relativen Anteils der Isotope Rb^{87}, Sr^{87} und Sr^{86} gestatten eine sehr genaue Abschätzung dieser Meßgröße [CON], welche 4.54×10^9 Jahre ergibt. Übereinstimmend damit führt das Verhältnis von K^{40} zu Ar^{40} in Meteoriten und auf dem Mond zu 4.6×10^9 Jahre. Um aus diesen Zeiten das Weltalter zu erhalten, müssen die notwendige Entwicklungsdauer mehrerer vorangegangener Supernovae und die Galaxienevolution berücksichtigt werden. Dies führt auf ein Weltalter von $t = 11 \times 10^9$ bis $t = 18 \times 10^9$ Jahre.

5. Gewichtige Zusatzinformationen hinsichtlich des Weltalters sind in naher Zukunft von Sekundärdaten wie der Verteilung von Quasaren mit großer Rotverschiebung zu erwarten, doch hat man die betreffenden Meßwerte noch nicht vollständig ausgewertet.

3.4.2 Das dark-matter-Problem [INV]

Unter Annahme des Wertes $T_0 \approx 10^{10}$ Jahre erhält man eine kritische Dichte der Größenordnung $\rho_c = 2 \times 10^{-29}$ g cm^{-3}. Der Mittelwert der Dichte der im Universum vorhandenen selbstleuchtenden Materie ist weit geringer, er beträgt nach heutigen Schätzungen weniger als 10^{-30} g cm^{-3}. Es erhebt sich natürlich die Frage nach Formen nichtleuchtender Materie (sogenannter dark-matter), die zur Dichte beitragen könnten. Intergalaktische Gaswolken stellen eine favorisierte Möglichkeit dar, doch scheint auch ihr Beitrag 10^{-30} g cm^{-3} nicht zu übersteigen. Heute zunehmend diskutiert wird die Frage, ob Materie in nennenswertem Ausmaß in Gestalt schwarzer Löcher oder anderer nichtleuchtender massiver Objekte vorhanden ist, doch sind diesbezügliche quantitative Schätzungen noch sehr unsicher.

3.5 Die Standardmodelle [INV]

Alle drei Modelle haben Schwierigkeiten, den derzeit gemessenen observablen Parametern σ, q und H zu genügen. Es besteht natürlich die Möglichkeit, daß zukünftige Beobachtungen einen oder mehrere dieser Parameter radikal ändern, doch ist das wenig wahrscheinlich. Die zwei zur Zeit am meisten favorisierten Modelle sind das oszillierende und das indefinit expandierende, von denen beide Vor- und Nachteile haben.

Das Einstein-deSitter Modell In diesem Modell existiert ein analytischer Ausdruck für $T(t)$; er lautet $t = (2/3)T$. Verwendet man den Wert $T_0 \approx 1.3 \times 10^{10}$ Jahre, ergibt sich daraus ein bisheriges Weltalter von $t_0 \approx 8.6 \times 10^9$ Jahre. Dies ist nach heutigen Schätzungen in etwa das Alter der Sonne, also zu niedrig. Es tritt demzufolge ein Zeitskalenproblem auf. Der q-Parameter besitzt den festen Wert 1/2, relativ gering, aber noch innerhalb des beobachteten Bereichs. In Übereinstimmung mit $q = 1/2$ gilt $\rho = \rho_c$; daher besteht auch ein dark-matter-Problem.

Das oszillierende Modell In diesem Fall ist $\rho > \rho_c$, so daß das Problem der fehlenden Masse ernsthaft in Erscheinung tritt. Demgegenüber ergibt sich für den q-Parameter wegen $\rho > \rho_c \Rightarrow q_0 > 1/2$ ein plausibler Wert. Unglücklicherweise ist das Zeitskalenproblem wegen $t_0 < (2/3)T_0$ kritisch.

Das indefinit expandierende Modell Dieses Modell setzt $\rho < \rho_c$ in guter Übereinstimmung mit den Beobachtungen voraus, verlangt aber als Konsequenz $0 < q_0 < 1/2$. Werte von ρ_0, die konsistent mit den Beobachtungen sind, erhält man für $q_0 \approx 1/40$, was sehr unwahrscheinlich scheint. Wird ρ_0 ausgehend von ρ_c verkleinert, nähern sich t_0 und T_0 einander an, da sich die Gravitationswirkung verringert. Damit behandelt dieses Modell das Zeitskalenproblem am besten.

4 Das frühe Universum [INV] [KEN]

4.1 Eine neue Modellbildung

Bei der Konstruktion kosmologischer Modelle haben wir bisher den Druck vernachlässigt. Dies scheint unter den derzeit vorliegenden Bedingungen akzeptabel; im frühen Universum jedoch sind Näherungen wie $p = 0$ kaum plausibel. Um einen Eindruck vom Verhalten des Kosmos unmittelbar nach dem Urknall zu erhalten, untersuchen wir daher nun die sich gegenüber den Friedmann-Modellen bei Annahme ultrarelativistischen[13] Drucks ergebenden Änderungen.

Wie in [DRA] ausführlich diskutiert, gibt es zwei wesentliche Hinweise auf eine heiße und dichte Frühphase des Kosmos: Die weitgehend homogene kosmische Hintergrundstrahlung und der relative Überschuß leichter Atomkerne wie Helium. Damit scheint für den Beginn der Welt die voranstehende Beschreibung des Universums durch die Friedmann-Modelle nicht mehr adäquat zu sein; insbesondere die vereinfachende Annahme verschwindenden Drucks dürfte für $a(t) \approx 0$ zusammenbrechen. Bevor wir aber näher darauf eingehen, seien hier noch einige Anmerkungen zu neuen Parameterbeziehungen gemacht.

4.2 Neue Parameterbeziehungen

Die Energiedichten von Strahlung ρ_r und Materie ρ_m besitzen unterschiedliche Beziehungen zum Skalenparameter $a(t)$. Während nämlich Materie nur der gewöhnlichen Ausdünnung unterliegt und damit dem Proportionalitätsausdruck $\rho_m \propto a^{-3}$ gehorcht, muß man bei Strahlung eine zusätzliche Reduzierung der Energiedichte durch Rotverschiebung berücksichtigen. Die Abhängigkeit der Strahlungsdichte ρ_r von a wird damit zu $\rho_r \propto a^{-4}$. Die derzeit gemessenen Werte für ρ_r und ρ_m lauten

$$\begin{array}{rcl} \rho_r^0 & \approx & 4.3 \times 10^{-14}\ \mathrm{J\ m^{-3}} \\ \rho_m^0 & \approx & 1.0 \times 10^{-10}\ \mathrm{J\ m^{-3}} \end{array}$$

Offensichtlich ist das Universum zum gegenwärtigen Zeitpunkt materiedominiert. Die dynamischere Variation von ρ_r in Bezug auf a zeigt jedoch, daß früher bei einem hier mit a_e bezeichneten Wert des kosmischen Skalenfaktors ρ_r und ρ_m gleich groß waren. Der Ansatz

$$\begin{array}{l} \rho_m \propto a^{-3} \\ \rho_m \propto a^{-4} \end{array} \Longrightarrow \begin{array}{rcccccl} \rho_m a^3 & = & \rho_m^0 a_0^3 & \stackrel{!}{=} & \rho_m^e a_e^3 & = & \mathrm{const}_1 \\ \rho_m a^4 & = & \rho_m^0 a_0^4 & \stackrel{!}{=} & \rho_m^e a_e^4 & = & \mathrm{const}_2 \end{array}$$

führt für

$$\rho_r^0 \left(\frac{a_0}{a_e}\right)^4 = \rho_r^e \stackrel{!}{=} \rho_m^e = \rho_m^0 \left(\frac{a_0}{a_e}\right)^3$$

nach Einsetzen der konkreten Werte ρ_r^0, ρ_m^0 auf

$$\frac{\rho_m^0}{\rho_r^0} = \frac{a_0}{a_e} \approx 2000$$

Die Energiedichten von Materie und Strahlung entsprachen also einander, als der Weltradius etwa 2000mal kleiner war als heute. Die Strahlungstemperatur besaß in diesem Augenblick einen Wert, der 2000fach so groß war wie heute[14], d.h. 2000 × 2.75K =5500K. Dieses Resultat besitzt aber leider keinen besonderen Nutzen: Je nach dem verwendeten Wert für die Materieenergiedichte ρ_m erhält man eine kritische Temperatur T_c, bei der die Aufhebung des thermalen Kontakts zwischen Materie und Strahlung stattfand, zwischen 1000K und 100000K. Die Unkenntnis des genauen ρ_m führt dazu, daß wir nicht sagen können, ob die Energiedichte der Strahlung zum Zeitpunkt der Entkoppelung größer oder kleiner war als die der Materie. Das von uns berechnete Ergebnis 5500K liegt aber nahe der Ionisationstemperatur des Wasserstoffs, welche ca. 4000K beträgt.

[13] Der sofortige Übergang von $p = 0$ zu ultrarelativistischen Druck erleichtert die Rechnungen insofern, als daß dann eine feste Abhängigkeit zwischen ρ und p besteht. Dies gilt für Zwischenwerte nicht: Die Behandlung solcher Fälle kann nur mit Hilfe einer zusätzlichen Beziehung zwischen ρ und p erfolgen. Insofern haben wir durch die sofortige Annahme ultrarelativistischen Drucks einige bedeutende Schwierigkeiten umgangen.

[14] Man erhält dieses Resultat unmittelbar aus dem Betrag der Rotverschiebung, welche gleich ist zu a_0/a_e.

4.3 Entwicklung des frühen Universums

Berücksichtigt man neben der im Kosmos vorhandenen Materie auch Strahlung, stellt ρ nicht mehr die gewöhnliche Materie- sondern die allgemeinere Energiedichte dar. Der im Universum herrschende Druck trägt einen gewissen Anteil zu ρ bei; genauere Kalkulationen auf relativistischer Ebene liefern die Ungleichung

$$p \leq \frac{1}{3}\rho \tag{17}$$

Im ultrarelativistischen Grenzfall – wie wir in [DRA] erfahren haben, entspricht dieser in etwa dem bei Weltbeginn herrschenden Zustand[15] – gilt in (17) Gleichheit[16]. Setzt man das so erhaltene Resultat $3p = \rho$ in (6) ein, ergibt sich

$$\begin{aligned} -4\int \frac{\mathrm{d}a}{a} &= \int \frac{\mathrm{d}\rho}{\rho} && \Longrightarrow \\ -4\ln a + \text{ const } &= \ln\rho && \Longrightarrow \\ \text{const } a^{-4} &= \rho \end{aligned}$$

und somit $\rho a^4 = \text{ const }$. Damit folgt aus (3) anstelle von (7) die Differentialgleichung

$$\dot{a}^2 = \frac{C}{a^2} - k + \frac{1}{3}\Lambda a^2 \tag{18}$$

Das frühe Universum war nach unseren Erkenntnissen nicht nur heiß und dicht, sondern auch sehr klein [DRA]; für den uns interessierenden Bereich $t \approx 0$ gilt also $a \ll 1$, weshalb in (7) und (18) jeweils der Term $-k + \frac{1}{3}\Lambda a^2$ zu vernachlässigen ist. Während (7) so auf

$$\begin{aligned} &\dot{a}^2 \approx \tfrac{C}{a} \Rightarrow \dot{a}^2 a = \text{ const } && \Longrightarrow \\ &a \propto t^{\frac{2}{3}} \end{aligned}$$

führt, erhält man aus (18)

$$\dot{a}^2 \approx \frac{C}{a^2} \Rightarrow \dot{a}^2 a^2 = \text{ const } \Rightarrow a \propto t^{\frac{1}{2}}$$

Der Kosmos entwickelte sich also unmittelbar nach Weltbeginn langsamer als nach den materiedominierten Friedmann-Modellen zu erwarten gewesen wäre.

5 Schluß und Ausblick

Unter der Annahme, daß die Galaxien die Moleküle einer drucklosen idealen Flüssigkeit bilden, ist es möglich, auf Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie alle homogenen und isotropen Universen hinsichtlich ihrer Eigenschaften und ihrer dynamischen Entwicklung zu klassifizieren. Die Hoffnung, damit vergangenes und zukünftiges Schicksal unseres Kosmos bestimmen zu können, erfüllt sich jedoch nicht: Zu groß sind die Ungenauigkeiten der Observablen, als daß ein geeignetes Modell qualitativ oder gar quantitativ eingrenzbar wäre.

Während jedoch klassische Beobachtungen der kosmischen Morphologie mit zahlreichen Friedmann-Modellen konsistent sind, scheinen die in [DRA] widergegebenen Nachweise der Grundtatsachen der modernen Vorstellungen von der Entstehung des Weltalls – primordiale Nukleosynthese und 3K-Hintergrundstrahlung – in keinem Bezug zu ihnen zu stehen. Grund ist die Inadäquatheit rein gravitorischer Betrachtungen für die Frühzeit des Universums; will man Nukleosynthese und Hintergrundstrahlung erklären können, muß man auf den zweiten Grundpfeiler der modernen Physik zurückgreifen: Die Quantentheorie. Wie damit der Ablauf der Geschehnisse unmittelbar nach dem Urknall beschrieben wird, soll im dritten Teil dieser Artikelserie beschrieben werden. Er ist etwa Mitte 94 zu erwarten.

A Daten

Die im folgenden widergegebenen Daten sind [MIS] entnommen und gelten bei der Annahme eines geschlossenen FRW-Universums mit verschwindender kosmologischer Konstante.

Allgemeines:

Weltmasse:	5.68×10^{56} g
Gesamtalter:	59.52×10^{9} Jahre

Heutiges Universum:

Weltalter:	10×10^{9} Jahre
Weltradius:	13×10^{19} Lj
Hubblekonstante:	17×10^{-6} km sec^{-1} Lj^{-1}
Deaccelerationsparameter:	1.7
Weltdichte:	14.8×10^{-30} g cm^{-3}
Weltvolumen:	38.3×10^{84} cm^3

Universum bei max. Ausdehnung:

Weltalter:	29.76×10^{9} Jahre
Weltradius:	18.94×10^{19} Lj
Weltdichte:	5.0×10^{-30} g cm^{-3}
Weltvolumen:	114×10^{84} cm^3

B Aufbau der Artikelserie

1. Die Urknall-Hypothese (April 1993)
2. Die Evolution des Universums (Oktober 1993)
3. Die Physik des Urknalls
4. Strukturbildung im frühen Universum
5. Die Zukunft des Universums
6. Eine kritische Analyse des Standardmodells
7. Modofikationen des Standardmodells
8. Alternativen zum Standardmodell
9. Anisotrope und Inhomogene Universen
10. Teilchenphysik und Kosmologie
11. Vereinheitlichende Theorien

[15] Anders ausgedrückt existiert im ultrarelativistischen Grenzfall nur Strahlung, aber keine Materie.

[16] Der Vorfaktor 1/3 in (17) entspricht den drei Raumdimensionen

12. Nichteinsteinsche Gravitationstheorien
13. GUT-Kosmologien: Grundlagen
14. GUT-Kosmologien: Die Materie/Antimaterie-Asymmetrie
15. Phasenübergänge und Topologische Defekte im Kosmos
16. Inflationäre Kosmologien: Grundlagen
17. Inflationäre Kosmologien: Spezielle Theorien
18. Inflationäre Kosmologien: Selbstreproduzierende und Baby-Universen
19. Quantenkosmologie
20. Stringkosmologie
21. ⋮

Literatur

[ABB] L.Abbott: *The Mystery of the Cosmological Constant*, Scientific American 1988, Vol.5

[BER] M.Berry: *Kosmologie und Gravitation*, Teubner 1990

[CON] G.Contopoulos, D.Kobakis: *Cosmology*, Springer 1987

[DRA] J.Draeger: *Grundlagen der modernen Kosmologie, Teil I Die Urknallhypothese*, Mitteilungsblätter der Astronomischen Arbeitsgruppe Laufen e.V. Vol.6(1993), S.2-11

[FREE] W.L.Freedman: *Die Expansionsgeschwindigkeit des Universums*, Spektrum der Wissenschaft 1993, Vol.1

[GER] C.Gerthsen, H.Kneser, H.Vogel: *Physik*, Springer 1977

[JOOS] G.Joos: *Lehrbuch der theoretischen Physik*, Akademische Verlagsgesellschaft 1980

[KRO] A.Kronawitter: *RR-Lyrae-Sterne als Entfernungsindikatoren*, Mitteilungsblätter der Astronomischen Arbeitsgruppe Laufen e.V. Vol.6(1993), S.12-18

[SCHAE] C.Schaefer: *Einführung in die theoretische Physik Band III Teil 1*, Walter de Gruyter 1950

[SCHR] E.Schrödinger : *Expanding Universes*, Cambridge at the University Press 1956

[SILK] J.Silk: *Der Urknall*, Birkhäuser 1990

[WEIZ] W.Weizel: *Lehrbuch der theoretischen Physik Band 1*, Springer 1963

Spezialliteratur

[ADL] R.Adler, M.Bazin, M.Schiffer: *Introduction to General Relativity*, McGraw Hill 1975

[EIN1] A.Einstein: *Grundzüge der Relativitätstheorie*, Vieweg 1973

[EIN2] A.Einstein: *Über die spezielle und allgemeine Relativitätstheorie*, Vieweg 1977

[GRAD] I.Gradstein, I.Rishik: *Summen-, Produkt- und Integraltafeln*, Harri Deutsch 1981

[HAWK1] S.Hawking, G.Ellis: *The Large Scale Structure of Spacetime*, Cambridge University Press 1973

[HAWK2] S.Hawking, W.Israel: *300 Years of Gravitation*, Cambridge University Press 1987

[HAWK3] S.Hawking, W.Israel: *General Relativity*, Cambridge University Press 1979

[HELD] A.Held: *General Relativity and Gravitation*, 2 Bände, Plenum Press 1980

[INV] R.d'Inverno: *Introducing Einstein's Relativity*, Clarendon Press 1992

[LAN] L.Landau, E.Lifschitz: *Lehrbuch der theoretischen Physik Band 2*, Akademie Verlag 1984

[MEL] H.Melcher: *Relativitätstheorie*, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften 1974

[MIS] C.W.Misner, K.S.Thorne, J.A.Wheeler: *Gravitation*, Freeman 1973

[OLI] K.Olive: *Cosmology and GUTs*, in Kounnas: Grand unification with and without supersymmetry and cosmological implications, World scientific 1984

[RIN] W.Rindler: *Essential Relativity*, Springer 1977

[SCHM] E.Schmutzer: *Relativistische Physik*, Teubner 1968

[SEXL] R.Sexl, H.Urbantke: *Gravitation und Kosmologie*, Bibliographisches Institut 1975

[STE] H.Stephani: *Allgemeine Relativitätstheorie*, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften 1991

[WALD] R.Wald: *General Relativity*, University Press 1984

[WEIN] S.Weinberg: *Gravitation and Cosmology*, Wiley 1972

[WILD] W.Wild: *Gravitationstheorie*, unveröffentlicht

HORIZON 2000

HORIZON 2000, the ambitious long-term program of the European Space Agency (ESA), has attracted many non-ESA collaborators, particularly American astronomers who are worried about the stability of NASA funding for space science projects. Currently scheduled important missions include SOHO (launch date in 1995), which will measure the solar wind and corona; Cluster (1995), a set of four satellites for monitoring near-Earth plasma; Huygens (1997), a probe which will get a ride to Titan on board NASA's Cassini craft going to Saturn; XMM (1999), an orbiting x-ray observatory; Integral (2001), a gamma-ray observatory, and the first tripartite ESA-Russian-US mission; FIRST (after 2002), a far infrared telescope; and Rosetta (after 2002), which would return samples from a comet nucleus. *Science, 30 Jul. 1993*

Andromeda galaxy has a double nucleus

Hubble Space Telescope images show that Andromeda seems to have a small bright nucleus at the true galactic center and another, brighter, nucleus about 5 light years away. Double-nucleus galaxies have been seen before, but the usual explanation for this – a messy merger of two separate galaxies – does not seem appropriate for Andromeda, which has often served as a textbook example of spiral galaxy structure. Two Hubble scientists, Tod Lauer of the National Optical Astronomy Observatories and Sandra Faber of UC Santa Cruz, offer two hypotheses: a lone nucleus may appear as two if it is partially obscured by dust; or one of the two nuclei may be the remnant of a smaller galaxy cannibalized by a much larger galaxy. *The New York Times, 20 July 1993*

Why don't more supernovas leave behind pulsars?

The venerable Hans Bethe, pioneer in the study of stellar nuclear physics for decades, and Gerald Brown of Stony Brook, propose that some collapsing stars – with masses as low as $18 M_\odot$ – refrain temporarily from vanishing into a black hole and instead pause at the neutron-star level of compactification long enough to trigger a supernova explosion. The residual core would thereafter shrink without a trace into a black hole. Bethe and Brown invoke a hypothesis about neutron stars introduced in the last few years by Brown and others. According to this model, as the density at the core of a collapsing star exceeds three times the density of ordinary matter, electrons might not necessarily combine with protons to form neutrons, as was thought, but might instead spawn K mesons and neutrinos. In place of the traditional pure neutron matter, the collapsing core would then be a more compressible mixture of protons and neutrons, buoyed up for a time by the restless motions of the neutrinos. When they depart the collapse would continue, leaving behind either a "nucleon star" or a black hole. *Science, 13 August 1993*

Uranus is not a featureless ball

Astronomers at the Multiple Mirror Telescope in Arizona took pictures of Uranus at several infrared wavelengths (1.2, 1.6, and 2.2 microns) and saw what the Voyager spacecraft missed (at visible wavelengths) on its 1986 flyby: a faintly dark spot south of the equator, as well as some other features near the pole. *Sky & Telescope, Sept. 1993*

Shoemaker-Levy 1993e: Comet-Jupiter Collision Frequently Asked Questions

Compiled by Ross Smith (alien@acheron.amigans.gen.nz)
Last update 13-Jul-93

There's been a lot of traffic on this subject in sci.astro recently, and I thought it was about time someone put together a list of frequently asked questions and general information. This is just a preliminary posting, and it's fairly sketchy; if anyone out there can fill in some missing information, or has anything else they think belongs here, please let me know.

I'll post this at least once a month, maybe twice (well, at least up until July 94!). Opinions on the best frequency of posting, and whether I should post it to any other newsgroups as well as sci.astro, are solicited.

Important missing information: Discovery data for Comet P/Shoemaker-Levy (who are Shoemaker and Levy?); date and details of the close passage to Jupiter that broke it up; plans (or lack thereof) for observations from HST, Galileo, and ground-based instruments; anything else you can think of.

Q1: *Is it true that a comet is going to collide with Jupiter next year?*

Yes. Comet P/Shoemaker-Levy passed very close to Jupiter earlier this year (March?), and was broken into several pieces by tidal forces. Most of these pieces are now in a wide, highly eccentric orbit around Jupiter. Calculations of the orbit indicate that most of the pieces will impact the planet on their next perijove (closest approach), in July 1994.

Observations through several large telescopes, including the Hubble Space Telescope, indicate that there are about 20 large fragments. Most of these are probably on the order of a kilometre in diameter; the largest, according to HST, is about 15 kilometres in diameter. Presumably there are also a lot of smaller fragments.

Q2: *When will it happen?*

Currently there is still some uncertainty in the orbital elements, but we can narrow it down to the week of 21 to 27 July, 1994 (have I got those dates right?). David Levy estimates that, by the end of this year, we should know the impact times for the visible pieces down to the second.

Q3: *Will we see anything from Earth?*

Probably, but the details depend very much on whether the fragments strike the visible face of Jupiter or the far side. Several people have made estimates of the visual magnitudes involved, based on varying assumptions about the mechanics of the collisions. A typical calculation assumes a fragment one kilometre in diameter, with a density comparable to that of ice (giving a mass of 5×10^{11} kilograms), impacting at a speed close to Jupiter's escape velocity (60 kilometres per second); this gives a kinetic energy of 9×10^{20} joules, or an explosion equivalent to 200 000 megatonnes of TNT. For comparison, the largest nuclear weapon ever exploded on Earth was about 60 megatonnes; the volcanic explosion of Krakatau, Indonesia, in 1883 was about 1500 megatonnes.

Assuming (fairly arbitrarily) that most of the energy is released on a time scale of about one second, and that about one percent of the energy is in the form of visible light (anyone want to comment on this?), the power in the visible spectrum is 9×10^{18} watts, equivalent (at Jupiter's distance of about five astronomical units) to an apparent visual magnitude of about -4, or about the same as Venus (which is visible to the naked eye in daylight). The big, 15 kilometre piece would of course produce much more energy, giving a magnitude (on the same assumptions) of about -13 (similar to the full moon). Obviously these figures should be taken with a large quantity of salt!

Of course all this assumes that the impacts are on the visible face of the planet. Unfortunately, it now appears likely that most of the fragments will strike the far side of the planet. We won't see anything directly, but it seems likely that at least some of the impact flashes will be visible by reflection off some of Jupiter's satellites.

We may get lucky, though. The cometary fragments are currently spread out roughly in a straight line, almost perpendicular to their orbital path. The length of this "train" is greater than the diameter of Jupiter. If they are still in a similar formation when they reach the planet (orbital mechanics suggests that the formation will close up somewhat by then, though), the impacts could be scattered over a wide band on Jupiter's surface, and some may be on the visible face. We should know more over the next few months, as the orbital elements of the fragments are more accurately determined.

Q4: *What instruments will be focused on Jupiter at the time?*

Probably everything from the HST down to a large number of Mark 1 eyeballs! Although the HST is not formally scheduled to observe Jupiter at that time (the observing schedule for 1994 was set before anyone knew about the collision), it seems virtually certain that the Space Telescope Science Institute will be prepared to make an exception for such an unusual event.

Of course, many ground-based telescopes will be pointed in that direction for much of the critical week too. Jupiter will be in quadrature at the time, so it will be in the night sky from about a quarter of the Earth's surface at any given time.

The Galileo probe will not have reached Jupiter by then. Its instruments will probably be pointed at the planet anyway, and (since it will be approaching Jupiter from a different angle) may see some events invisible from Earth.

Q5: *What effect will it have on Jupiter?*

Nobody knows for sure. Almost certainly the effects of the collisions will still be visible when the impact sites rotate into view (assuming the events are on the far side, as seems likely). How long the effects might last is anyone's guess. Some suggestions range all the way up to creating another Great Red Spot.

Q6: *Can I see anything with my telescope now?*

Yes, if it's big enough. If you have a CCD camera, you should be able to see the train of fragments with a telescope of about 20 to 25 centimetres; a slightly larger telescope will probably be needed if you use conventional photography.

from the News

Galileo and Ida

Meanwhile, indications are that Galileo collected excellent data as it swept past the asteroid 243 Ida on August 28th. But thanks to its snagged communication antenna, the flyby's results must be trickled back to Earth very slowly. Project scientists have seen pieces of a highly detailed five-image mosaic. The two frames showing Ida's midsection should be transmitted to the ground by September 7th, and the other pieces of the puzzle will come in later this month. There is some hint that Ida is considerably larger than the 30 kilometers estimated from ground-based data. It also may turn out to be much more craggy and irregular than the asteroid Gaspra, which Galileo visited in 1991. Look for the first image to be made available by the end of this week. Meanwhile, the magnetometer team has seen indications that the asteroid is interacting with the solar wind, as was unexpectedly the case at Gaspra. But investigators still much more analysis to do before anything definite can be said.