Inhaltsverzeichnis

Mitteilungsblätter
Vereinsorgan der Astronomischen Arbeitsgruppe Laufen e.V.

Anschrift: Mitteilungsblätter, Andi Kronawitter, Auenstraße 5, 83395 Freilassing, Tel.: 08654/62872, eMail: uh3a1ab@hp13.lrz-muenchen.de.

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

ViSdP: A. Kronawitter

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

In eigener Sache

Trotz der geplanten regelmäßigen Erscheinungsweise hat sich die Fertigstellung dieser Ausgabe der Mitteilungsblätter nun doch (wieder mal) erheblich verzögert. Schuld daran war hauptsächlich der Umstand, daß die Redaktionsmitglieder gleichzeitig auch Mitorganisatoren des Astronomieworkshops waren, der Anfang März im Gymnasium Laufen stattfand (mehr dazu in dieser Ausgabe). Erschwerend kam noch hinzu, daß ein Redaktionsmitglied in der finalen Phase seiner Diplomarbeit angelangt ist und daher seine Energien anderweitig opfern muß.

Die vorliegende Ausgabe der Mitteilungsblätter — die erste in diesem Jahr — erscheint daher als Doppelausgabe, was sowohl am Umfang, als auch an der großen Themenvielfalt kenntlich wird. Bei einigen Artikeln, wie z.B. der Beschreibung der Sternschnuppenströme des Jahres 1994, haben wir uns entschlossen, obwohl sie durch die Verzögerung viel an Aktualität verloren haben, nicht auf einen Abdruck zu verzichten. (Als Trost sei angemerkt, daß die Liste der Sternschnuppenströme des Jahres 1995 bereits für die nächste Ausgabe im Oktober in Vorbereitung ist; das ist dann wirklich brandaktuell!) Andere, wie die Ankündigung der Österreichischen Amateurastronomentagung, fielen dagegen aus naheliegenden Gründen der Schere bzw. dem remove-Befehl zum Opfer.

Bemängelt wurde auf der letzten Mitgliederversammlung (und nicht nur dort), daß der Anteil an theoretischen Artikeln in den Mitteilungsblättern immer noch zu groß und inhaltlich zu anspruchsvoll sei. Dazu muß gesagt werden, daß — vielleicht mit Ausnahme der letzten Ausgabe — nach wie vor nur eine Handvoll Leute (drei, um genau zu sein) halbwegs regelmäßig überhaupt etwas zu unseren Mitteilungsblättern beitragen. Alle Kritiker sind herzlich eingeladen, einen eigenen, "angemesseneren" Beitrag zu leisten. Was Schwierigkeiten mit den theoretischen Artikeln angeht, so sind die meisten davon auch ohne daß man sich durch alle Formeln wühlt zumindest qualitativ zu verstehen — sofern man sich die Mühe macht, überhaupt mal mit dem Lesen anzufangen. Erstaunlicherweise kam die stärkste Kritik an diesen Beiträgen aber gerade von jenen Leuten, die auf Nachfrage zugeben mußten, daß sie den betreffenden Artikel *gar nicht* gelesen hatten!

Ich persönlich halte theoretische Artikel und Beiträge in den Mitteilungsblättern auch weiterhin für sinnvoll und notwendig. Schließlich soll den Mitgliedern der Astronomischen Arbeitsgruppe nicht nur die Phänomenologie der beobachteten Objekte, sondern auch deren physikalische Natur, die den meisten wohl eher unbekannt ist, nahegebracht werden. Auch das ist Astronomie — ohne ein gewisses Maß an Formalismus geht es dabei aber nicht.

Gegen generelles Desinteresse können wir natürlich auch nichts tun, allerdings frage ich mich dann, wozu man überhaupt Astronomie betreiben soll, wenn man in den meisten Fällen eh nicht versteht, was man da eigentlich anschaut. Nur der schönen Bildchen wegen?

Eine Änderung betrifft unsere Kurzmitteilungen. Bisher haben sich diese hauptsächlich aus Meldungen zusammengesetzt, die von vorwiegend englischsprachigen, über internationale Computernetzwerke verteilten Quellen stammen. Da das Zusammenstellen der Kurzmitteilungen auf der einen Seite einen erheblichen Arbeitsaufwand bedeutet und zum anderen die meisten Meldungen bei Erscheinen der Mitteilungsblätter ohnehin veraltet sind, wird dieser Service künftig (wie auch schon in dieser Ausgabe) — zumindest was das Sammeln und Auswählen der Kurzmitteilungen von Seiten der Redaktion her angeht — entfallen. Wer weiterhin Interesse an diesen Meldungen hat, müßte demnach die entsprechenden Texte selbst zusammenstellen und bei der Redaktion abliefern (nur in maschinenlesbarer Form). Ansonsten kann jeder Interessent mit Internet Zugang die bisherigen Bezugsquellen und Verteiler beim Autor dieses Editorials erfragen. Last-minute Meldungen (wie z.B. neue Supernovae etc.), die auch bei Erscheinen der Mitteilungsblätter noch aktuell sind, werden selbstverständlich weiterhin berücksichtigt!

Viel Spaß mit dieser Ausgabe der Mitteilungsblätter wünscht

Andreas Härpfer

Termine

September

3.9.: Vereinsabend auf der Sternwarte des Gymnasiums Laufen.

30.9.–2.10.: 10. Internationales Teleskoptreffen in Kärnten, ITT-K. Deutschland: Wolfgang Ransburg, Wasserburger Landstraße 18A, D-81825 München. Tel. und Fax: 089/425531. Österreich: Erwin Filimon, Sachsenstraße 2, A-4863 Seewalchen. Tel.: 0043-7662/8490.

Oktober

1.10.: Redaktionsschluß für die nächste Ausgabe unserer Mitteilungsblätter.

4.10.: Austragen der Einladungen zum Tag der offenen Tür. Um tatkräftige Mithilfe aller anwesenden Vereinsmitglieder wird im Sinne einer schnellen Abwicklung gebeten.

8.10.: Tag der offenen Tür auf der Sternwarte Laufen, Beginn 14.00h. Geplant sind u.a. drei Vorträge: ein Schülervortrag, ein Vortrag von Tassilo Bohm (Thema unbekannt) und eine Zusammenfassung der Shoemaker-Levy Ereignisse (inkl. viele schöner Bilder) von Klaus Eder.

20.10.: Voraussichtlicher Erscheinungstermin der nächsten Ausgabe unserer Mitteilungsblätter.

A. Härpfer

Renovierung des Schul-Refraktors

Vor längerer Zeit hat Rudi dankenswerterweise damit begonnen, die Montierung und den 8”-Refraktor auf der Sternwarte zu renovieren, indem er das Objektiv sowie den Sucher entfernte und reinigte — ohne seinen Vorstoß wäre sicher bis jetzt noch nichts geschehen, obwohl der Rost auf der Montierung immer stärker um sich griff und der rot gestrichene Refraktor selbst wirklich keine Augenweide mehr darstellte.

Zusammen mit einigen anderen Vereinsmitgliedern haben wir inzwischen die Montierung und den Tubus abgeschliffen sowie bis auf letzteren, der nur grundiert ist, auch schon alles gestrichen. Diesmal sind die Farben etwas freundlicher und vor allem passender gewählt: die Montierung wird hellgrau, die Wiege schwarz und der Tubus weiß. Besonders schön ist, daß der Stutzen, in den der Okularauszug geschraubt wird, aus Messing besteht — er wird deshalb nicht mehr wie bisher schwarz übermalt.

Zusätzlich soll der vereinseigene 3”-Refraktor als Leitfernrohr für Fotoaufnahmen auf dem Refraktor befestigt werden, was sich sicher hinsichtlich des großen Farbfehlers des 8-Zöllers auch positiv bei Sonnen- und vor allem Planetenbeobachtungen auswirken wird. Zu diesem Zweck haben schon sowohl vereinsinterne Abeitsbesprechungen als auch solche mit Herrn Inhester stattgefunden. Als weitere Anregung kam dabei auf, den Tubus nicht nur besser auszutarieren (das bedeutet insbesondere das Überflüssigwerden der lästigen Gegengewichts-Querstangen), sondern auch den größten Teil des Gegengewichtes nicht mehr an der Stange, sondern direkt an der Montierung anzuschrauben, um das Schwingungsverhalten zu verbessern. Die Gefahr dabei ist allerdings, daß das Ganze durch das näher an der Drehachse liegende und damit unvermeidbar schwerere Gegengewicht instabil wird.

Noch nicht endgültig klar ist, wie der 3-Zöller und ob bzw. wo ein Laufgewicht befestigt wird. Völlig ungelöst hingegen ist die Frage der *beweglichen* Anbringung des Leitfernrohres — es gibt da meinen Vorschlag, eine Art Scharnier oder Angel mit einer starken Feder auseinanderzuhalten und mit einer Schraube je nach Bedarf zusammenzuziehen. Dies müsste sich einigermaßen preiswert verwirklichen lassen, wenn man man bedenkt, daß der 3”-Refraktor nur ca. 2 kg wiegt. Tassilo ist für eine saubere Lösung des Problems — was allerdings einen Kostenaufwand von 500 bis 600 DM bedeuten würde und somit wohl außerhalb des finanziellen Rahmens der Schule liegen dürfte.

Diese Unklarheiten sind auch der Grund dafür, daß der Tubus selbst noch nicht gestrichen werden konnte. Es muß erst bekannt sein, welche vorhandenen Löcher zu verschließen und wo neue zu bohren sind, bzw. wie die endgültige Ausführung aussehen wird.

Schließlich ist noch zu erwähnen, daß allmählich Eile geboten ist, da schon lange ein Besuch des Gymnasiums Berchtesgaden ansteht und dazu der Refraktor wieder einsatzbereit sein soll. Ob wir allerdings den vorläufigen Termin, der auf Anfang Februar festgesetzt wurde, einhalten können, ist stark zu bezweifeln, da die Arbeiten in aller Regel ja nur an den Wochenenden stattfinden können und die Begeisterung bei vielen Vereinsmitgliedern (insbesondere wenn es um Arbeit geht) leider sehr bescheiden ist.

O. Pilzer

Tag der offenen Tür 1993 — Nachlese

Schon eine Gewohnheit war der Tag der offenen Tür im letzten Jahr in Laufen. Reine Routine. Das stimmt allerdings nicht ganz. Bei „Routine“ denkt man doch an: „Das läuft von allein“, und so war auch die Einstellung der meisten Leute, die den Tag eigentlich organisieren wollten. Oder war es nur eine unglückliche Koinzidenz, daß just in der Zeit des Tages etliche Leute nicht da waren? Sei’s, wie’s sei. Jedenfalls, er hat stattgefunden, wenn auch mit sehr dünner Personaldecke. Insofern kann man von Glück reden, daß nicht allzu viele Leute kamen, denn die hätten wir nicht betreuen können.

Aber, ein paar positive Worte. Wir hatten viel Neues anzubieten in diesem Jahr. Die Projektionskuppel für das Kleinplanetarium feierte Premiere ebenso wie die von Tassilo Bohm organisierten und in mühsamer Arbeit renovierten Schaukästen, die buchstäblich auf den letzten Drücker von einem Ortsansäßigen Elektroinstallateur angeschlossen. Vielen Dank an Herrn Balzar, ohne dessen Nachfragen die Handwerker wahrscheinlich nicht mehr vor dem ToT erschienen wären. Sehr gut angekommen sind die Großdias von Rudi Reiser, die in den Schaukästen untergebracht waren. Neu ist auch der Hinweiskasten auf die Sternwarte im Treppenhaus, der ebenfalls aus einem der ursprünglich drei Schaukästen zusammengezimmert worden war. Und nicht zu vergessen, Otto Pilzer’s recycleter C64, der für die Perseidenbeobachtung präpariert worden war, zog einige Besucher in seinen Bann. Vielleicht auch deshalb, weil viele von ihnen noch nie einen so alten Computer gesehen hatten.

Die Vorträge liefen auch gut, wider Erwarten. Im Vortragsraum fanden sich doch zu jedem der vier Vorträge eine ganze Menge Leute ein, obwohl zeitweise am Nachmittag die Räume eher leer wirkten. Doch das Programm war sehr ausgewogen und spannte sich von Astronomie mit einfachsten Mitteln über einen Report technischer Hilfsmittel im All und Sternschnuppenströmen zu den eher theoretischen Sphären aller Arten nebulöser Objekte.

Die Sternstunden des ToT waren aber die Abendstunden. Ausnahmsweise war diesesmal klare Sicht und so waren beide Teleskope voll ausgelastet. Und das fast vier Stunden lang.

Fazit: Er war ganz gut gelungen, das Spendenschwein hatte einen vollen Bauch, wir haben ein paar Mitglieder

mehr. Aber nächstes Jahr brauchen wir wieder mehr Mitstreiter, vor allem auch in der Vorbereitungsphase. That's it.
A. Kronawitter

Zur Kosmologie-Serie

Mit Zufriedenheit konnte ich feststellen, daß die von mir ins Leben gerufene Kosmologie-Serie eine treue Fangemeinde gefunden hat. Die Freude ist jedoch nicht ganz ungetrübt: Sowohl der Fortgang der Promotion als auch der Zwang, irgendwie seine Brötchen zu verdienen, ließen den der Kosmologie gewidmeten Zeitanteil zwangsweise schrumpfen; weil andererseits das Sammeln und Sichten des relevanten Materials ebenso wie das eigentliche Verfassen der Übersichtsartikel recht zeitaufwendig sind, müssen diesbezüglich in Zukunft leider einige kleine Reduzierungen vorgenommen werden. Dies bedeutet erstens längere Abstände zwischen zwei größeren Artikeln und zweitens eine kompaktere Form der einzelnen Beiträge. Umfangreiche Literaturrezensionen oder ausführliche Veranschaulichungen wird es daher in Zukunft nicht mehr geben. Statt dessen sollen von nun an die einzelnen Beiträge so organisiert werden, daß sie zusammengesetzt später mal einzelne Abschnitte eines großen Übersichtsreports ergeben. Mit dieser Vorgehensweise ist es nun auch besser möglich, kurzfristig auf die gerade aktuellen Entwicklungen einzugehen. Ein erster Schrit in diese Richtung ist mein Beitrag über MACHOs in der jetzigen Ausgabe der Mitteilungsblätter. Ich hoffe, so einerseits die Kosmologie-Serie ohne besondere Einschränkungen fortsetzen zu können, andererseits die mit dem Wechsel der Darstellungsart verbundene Konfusion der Leserschaft möglichst gering zu halten.
J. Draeger

Kommentar eines inoffiziellen Mitarbeiters

Den meisten regelmäßigen Lesern der Mitteilungsblätter werden meine Versuche, den Umfang der Vereinszeitschrift zu vergrößern, hinlänglich bekannt sein; insbesondere bei der letzten Ausgabe darf ich mich diesbezüglich als relativ erfolgreich ansehen. Hier nun beschreite ich einen etwas unkonventionellen Weg: Die Verfassung eines Leserbriefs.

Andi Kronawitter, unser allseits verehrter Redakteur, machte den Vorschlag kombinierter Führungen. Der zugrundeliegende Gedanke ist zweifelsohne positiv einzuschätzen; entsprechende Aspekte sind im Artikel bereits andiskutiert worden. Man sollte die vorhandenen Probleme jedoch nicht unterschätzen.

1) Kann man wirklich von soviel Engagement der Besucher ausgehen, daß diese sich längere theoretische Ausführungen anhören? Die Gruppe am Teleskop absolviert ein vollständiges Beobachtungsprogramm; diese Zeit will die Theorie-Gruppe unterhalten werden. Erinnert Euch an den Tag der offenen Tür: Viele, wenn nicht die Mehrzahl der Besucher wollen bevorzugt beobachten. Theoretische Ableitungen stoßen da vermutlich auf wenig Gegenliebe.

In diesem Sinne zwei konstruktive Ideen: Teilt die Gruppe doch in eine Teleskopgruppe und in eine Mit-Freien-Augen-Gruppe. Auch eine einfache Orientierung am Sternhimmel ohne Zuhilfenahme eines Instruments kann interessant sein! Vielleicht sollte man verschiedene Kombinationen mal auf ihre Resonanz testen. Der zweite Vorschlag betrifft Führungen bei schlechten Wetter; hier wäre eine Realisierung der Theoriegruppe in Verbindung mit einer Planetariumsgruppe wahrscheinlich sinnvoller als bei schönem Wetter.

2) Die terminliche Abstimmung dürfte nicht leicht sein; es ist einfacher allein eine Gruppe zu führen als die Terminkalender zweier Leute aufeinander abzustimmen. Außerdem: Gibt es überhaupt so viele Leute? Meines Wissens existieren keineswegs soviel Aktive in der AAL, die genug Willen und Wissen zur Durchführung einer Führung haben, daß eine große Wahlmöglichkeit besteht. Hinsichtlich der Theoretiker ist das Problem besonders kritisch. Der geringe Anteil der Theoretiker am Verbrauch praktischer Beobachtungszeit liegt weniger daran, daß diese Leute "Teleskopverächter" wären, als vielmehr daran, daß sie nur wenig Freizeit haben. (Ein *ernsthaftes* Studium der Naturwissenschaften benötigt mehr Aufwand, als sich manch einer träumen läßt; dies trifft insbesondere dann zu, wenn man nicht als Fachidiot enden will.)

3) Soll ein kombiniertes Theorie/Praxis-Programm sinnvoll sein, müssen die beiden Führungsleiter aufeinander eingehen. Der Praktiker hat theoretische Fakten zu veranschaulichen, der Theoretiker muß das Beobachtete erläutern. Diese Wechselseitige Beziehung kann reduziert werden, darf aber nicht vollständig verlorengehen; ansonsten besteht die Gefahr, daß die ganze Veranstaltung arg gekünstelt wirkt. Hier auf beiden Posten gute Arbeit zu leisten, stelle ich mir nicht einfach vor.

4) Die zeitliche Abstimmung zwischen beiden Gruppen möchte ich als Beteiligter nicht durchführen. Bei beiden Teilen kann es aus den verschiedensten Gründen zu zeitlichen Abweichungen kommen: Desinteresse einzelnen Objekten gegenüber, Diskussionen, technische Schwierigkeiten u.a. Weil andererseits das Programm beider Gruppen einander entsprechen soll, sehe ich Probleme: Woher

sollen die einen wissen, wie weit die anderen mittlerweile sind?

5) Thema Dias: Im Interesse der AAL bin ich in der Regel gegen Dias, Poster u.a. Die Leute wären hinsichtlich ihrer eigenen Erlebnisse am Fernrohr arg enttäuscht. Einzige Möglichkeit ist diesbezüglich wohl die Verwendung von Aufnahmen, die mit Amateurmitteln gemacht worden sind.

6) Nachzudenken wäre über eine Kurzbesprechung vor der Gruppenteilung: Was kann man zur Zeit sehen, was ist das etc. Anschließend können dann die Gruppenmitglieder ihre Interessen und Vorlieben äußern. Dringend notwendig ist eine vorhergehende Schulung der beiden Führungsleiter in angewandter Psychologie.

7) Sterne sind vielleicht gar nicht so schlecht, wie A. Kronawitter meinte. Vergleiche etwa mit Punkt 8 hinsichtlich Sternspektren. Denkbar wären auch die Demonstration visueller/physikalischer Doppelsterne, Veränderliche usw.

8) Besser geeignet als komplizierte theoretische Ableitungen wären vielleicht Tips hinsichtlich des praktischen Umgangs mit einem Teleskop (Nicht: Was sehen wir? sondern: Was tun wir?). Themen dazu sind beispielsweise Sternzeit, Koordinatensysteme, Telekoptypen, Verwendung von Filtern u.a. Man kann auch an Kombinationen mit der Theorie denken: Etwa Sternmodelle → Sternspektren → Verwendung von Filtern, Spektroskopie → Beispiele am Teleskop

9) Abschließend: Ich weiß nicht, ob die von A. Kronawitter oder jetzt von mir gemachten Vorschläge für eine Realisierung bei sporadischen Führungen mit nur mäßiger Teilnehmerzahl geeignet wären; auf jeden Fall wünschenswert wäre ihre Verwirklichung aber zu Zeiten sehr starken Andrangs. Die Tage der offenen Tür sind ein Paradebeispiel dafür, daß man sich Gedanken über eine Reduzierung des Gedränges vor dem Teleskop machen muß. Hier wäre eine Gruppenbildung beispielsweise in

- Planetarium: Orientierung am Sternhimmel
- Sternenhimmel: Mit dem freien Auge sichtbare Objekte (Doppelsterntrennung Alkor/Mizar, ε Lyrae, Sternhaufen, Planeten etc.)
- Teleskopgruppe: Lichtschwache Objekte, Mond-Details u.a.
- Theorie: Was wird beobachtet, was ist das, ev. allgemeine Fragestunde
- Teleskoppraxis: Wie stelle ich ein Teleskop ein — Sprich: Was macht der Mann am Fernrohr für geheimnisvolle Einstellungen?

eine naheliegende Idee. Bei derartigen Massenveranstaltungen würde es vermutlich auch gar nicht so stören, wenn mal aufgrund zeitlicher Differenzen noch eine Diskussionsrunde eingeschoben oder ein Vortrag mal abrupt beendet wird. Außerdem könnte die Einteilung der Gruppen eher locker gehandhabt werden. *J. Draeger*

Protest-Leserbrief

Da mein Artikel "Sternschnuppenbeobachtung" in der Ausgabe 7 der Mitteilungsblätter von der Redaktion vergessen wurde und man es auch in der Ausgabe 8 nicht für nötig gefunden hat, den Leser, den dieser Artikel damit zu spät erreicht hat, auf dieses Versehen hinzuweisen, möchte ich diesen Sachverhalt in Form eines Leserbriefes klarstellen.

Leider war es aufgrund der Verspätung auch nicht möglich, an der Sternschnuppenbeobachtung interessierten Vereinsmitgliedern auf dem Weg über diese Mitteilungsblätter (Nr. 7 hat ausnahmsweise alle Vereinsmitglieder erreicht) eine kleine Anregung bezüglich der Mithilfe bei unserer Perseidenaktion zu geben, die bei der geringen Helferzahl sehr nützlich gewesen wäre. *O. Pilzer*

Erratum

Zu „J. Draeger: Die Grundlagen der modernen Kosmologie (II) Die Evolution des Universums“ in Mitteilungsblätter der Astronomischen Arbeitsgruppe Laufen, Vol.8(1993), S.37, linke Spalte, 6.Zeile von oben

In meinen Artikel behaupte ich fälschlicherweise, daß die Ionisationstemperatur des Wasserstoffs ca. 4000K beträgt. Diese Aussage ist nicht richtig: Wasserstoff wird erst bei weit höheren Temperaturen ionisiert. Bei 4000K gehen die Wasserstoffatome jedoch vom Grundzustand in ihren ersten Anregungszustand über.

J. Draeger

IWAA'94 — Entwicklung, Planung, Organisation

J. Draeger

Danksagung. An dieser Stelle sei nochmals und ausdrücklich all jenen sehr herzlich gedankt, die durch engagierte Mitarbeit vor und hinter den Kulissen zum Gelingen des Workshops IWAA'94 beigetragen haben. Neben vielen anderen seien hier gedankt:

- Allen Vortragenden für die Ausgestaltung eines breiten und interessanten Tagungsprogramms,
- Frau Dr. G. Wiedenmann für ihre Bereitschaft, auf Wunsch einen Vortrag über die Anwendung der Chaostheorie auf astronomische Fragestellungen zu halten,
- der Akademie für Naturschutz- und Landschaftspflege für organisatorische Unterstützung,
- dem Rottmayr-Gymnasium Laufen für die unbürokratische und unentgeltliche Zurverfügungstellung der Räumlichkeiten
- und nicht zuletzt allen Frauen, Freundinen, sonstigen Kuchenbäckern und anderweitigen Lebensmittelzulieferern, sowie Sonja Kronawitter, Otto Pilzer und Rudi Reiser für die geleistete organisatorische Unterstützung vor Ort zu vorgerückter Stunde.

1. Entwicklung

Die Idee, einen seminarähnlichen Lehrgang in kleiner Gruppe für einen ausgewählten Kreis zu halten, ist eigentlich uralt. Altgediente Mitglieder der AAL entsinnen sich vielleicht an jenen Lehrgang der Astrophotographie, der lange geplant und schließlich festgelegt dann aus unerfindlichen Gründen doch versandete. Trotz dieser Enttäuschung setze eine Reihe von Aktivisten aus dem studentischen Milieu alles daran, dem Verein neuen Schwung zu verleihen: nach langer Erscheinungspause wurden die Mitteilungsblätter — erstmals von A. Kronawitter, A. Härpfer und O. Pilzer ins Leben gerufen — trotz unsicherer Zukunftsaussichten wiederbelebt.

Wiederbelebungsmaßnahmen hatten indess Erfolg, und die Mitteilungsblätter erschienen unter der redaktionellen Leitung von A. Kronawitter und A. Härpfer nun regelmäßig. Infolge des damaligen Mangels an geeigneten Beiträgen verstärkten beide Redakteure ihre Bemühungen, externe Artikel und Meldungen für die Mitteilungsblätter heranzuziehen. Letztendlich stieß auch ich auf diese Weise zu A. Kronawitter und A. Härpfer; einer Anregung von A. Härpfer folgend, startete ich meine Artikelserie zur Kosmologie. Im Zuge unserer Zusammenarbeit entspannen sich immer wieder ausgedehnte Diskussionen über Fragen der Astronomie und zur Arbeit der AAL, die schließlich immer öfter auf das ausgefallene Seminar hinausliefen. In einer mittlerweile historisch gewordenen Redaktionssitzung im Frühjahr 1993, abgehalten in einer Kneipe namens Halifax, beschlossen wir, einen erneuten Anlauf zu nehmen und nun definitiv ein Seminar zu realisieren. Während der anschließenden Unterhaltung nahm das Unternehmen immer weitreichendere Züge an, bis die dann endgültige Gestalt eines Workshops feststand. Die IWAA'94 war geboren.

2. Die Planungsphase

Den Entschluß zu fassen, einen Workshop zu veranstalten, ist eine Sache — ihn zu verwirklichen eine andere. Wir mußten eine ganze Reihe von Fragen klären; dazu gehörte neben einigen anderen Kleinigkeiten auch die Frage nach dem Workshop-Thema.

Normalerweise hat man in einem solchen Fall die Qual der Wahl; für uns stand aber bereits von Anbeginn an fest, daß das Thema eher zu weit als zu eng gefaßt sein sollte. Nur so durften wir auf eine größere Anzahl von Interessenten hoffen. Zuerst waren Sterne im Gespräch, dann machte A. Kronawitter den Vorschlag, die Genese der verschiedenen astronomischen Objekte als Thema zu verwenden. Sein Vorschlag wurde ohne großes Wenn und Aber akzeptiert.

Neben der thematischen Eingrenzung mußte ebenso die Festlegung eines Konzeptes erfolgen. Auch das taten wir, allerdings unter einem anderen Namen; unsere Überlegungen konzentrierten sich auf die von der IWAA'94 anzusprechende Zielgruppe. Klarerweise illusorisch einzuschätzen waren Hoffnungen, die Großen ihres Fachs für uns interessieren zu können. Andererseits schienen Hobbyastronomen mit einem theoretischen Durchschnittswissen für einen Workshop uninteressant. Übereinstimmend legten wir daraufhin ein bifunktionelles[1] Konzept fest: Die IWAA'94 sollte einerseits dem fortgeschrittenen Amateur die Möglichkeit geben, sich gezielt weiterzubilden, andererseits aber dem Studenten und Wissenschaftler einen Blick über das eigene Arbeitsgebiet hinaus vermitteln. Ausführlicher ist diese Ansicht in einem Veranstaltungshinweis ausgeführt, der in den Ausgaben von Januar und März 1993 der Zeitschrift *Sterne und Weltraum* veröffentlicht wurde:

[1] Wortneuschöpfung nach E.Gross.

"Die IWAA '94 soll durch Vermittlung von Zusammenhängen und Gemeinsamkeiten der zunehmenden Aufsplitterung der Astronomie in zahlreiche Unterdisziplinen entgegenwirken; darüber hinaus ist eine Intensivierung der Kontakte zwischen Profis und Amateuren angestrebt. Infolgedessen steht hier weniger die Präsentation allerneuester Erkenntnisse im Mittelpunkt, als vielmehr deren Interpretation, verbunden mit zusammenfassenden und vergleichenden Darstellungen des Themenumfeldes. Die Initiatoren des Workshops hoffen, auf diese Weise die Kooperation zwischen den verschiedenen an der Astronomie interessierten Gruppen fördern zu können ...

Die mit dem Workshop angesprochene Zielgruppe sind in erster Linie Amateure, welche tiefer in ihr Hobby einsteigen wollen, sowie Studenten und junge Wissenschaftler, die einmal über ihr eigenes Arbeitsgebiet hinausschnuppern wollen. Entsprechend ist das Niveau der Vorträge so angesetzt, daß einerseits den (Semi)Professionellen etwas Interessantes geboten wird, andererseits Amateuren die grundlegenden Ideen vermittelt werden. Ein anderes Vorgehen wäre bei der angestrebten Interdisziplinarität gar nicht möglich; schließlich soll beispielsweise ein teilnehmender Chemiker, der über die Molekülbildung im interstellaren Gas berichtet, dem Vortrag eines Physikers über Kernreaktionen im frühen Universum folgen können und umgekehrt."

3. Die Organisationsphase

Nachdem alle rein akademischen Fragen zur Zufriedenheit aller als geklärt galten, wurden die eher handfesten Dinge angepackt. In diesem Sinne wandten wir uns nun erzwungenermaßen den organisatorischen Problemen zu. Wesentliche Schwierigkeit dabei: Wer macht das überhaupt? Zwar konnten wir eine Menge Vorarbeit leisten, doch würde der Workshop selbst ohne weitere Hilfskräfte vermutlich in einer Katastrophe enden. Unsere Hofnung auf die AAL als Hauptorganisator war leider vergebens, wie sich bald herausstellte; trotzdem bekamen wir aber personelle und materielle Hilfe zugesagt. Letztlich schien uns das die Hauptsache zu sein, so daß wir nun die Frage der Räumlichkeiten angehen konnten. Hierbei bedeuteten A. Härpfers Beziehungen eine große Hilfe. Aus der großen Anzahl unterschiedlicher Möglichkeiten kristallisierten sich jedoch schon bald die ANL und das Gymnasium Laufen als am besten geeignet heraus. Dank einer besonderen Weisheit behielt A. Härpfer beide Lokalitäten in der Planung — unsere Rettung, als Februar 93 die eigentlich bevorzugte ANL aufgrund einer zeitgleich stattfindenden eigenen Veranstaltung unerwartet absagte. Ein dadurch entstehendes potentielles Chaos konnte durch Benachrichtigung aller bereits angemeldeten Teilnehmer und der Vortragenden rechtzeitig unterbunden werden.

Parallel zu den übrigen organisatorischen Maßnahmen wurde intensiv Werbung betrieben. Immerhin wollten wir kein privates Kaffeekränzchen veranstalten, sondern zwei volle Tage lang eine nicht zu kleine Menschenmenge mit Fachvorträgen berieseln. Dementsprechend ließen wir eine Kampagne auf breiter Basis anrollen, wobei das zugrundeliegende Konzept natürlich Berücksichtigung fand. Einerseits wurden daher eine ganze Reihe privater und öffentlicher Sternwarten und astronomischer Organisationen persönlich angeschrieben, andererseits in News-Gruppen des Internet Informationsmaterial zur IWAA'94 gepostet. Dieses umfaßte eine Vorankündigung, ein formelles Call for Papers und etwa zwei Monate vor Beginn des Workshops ein Call for Papers and Participation inklusive des voraussichtlichen Tagungsprogramms. Darüber hinaus sprachen wir einige potentielle Interessenten und Vortragende persönlich an. Auf diese Weise gelang es uns schließlich auch, auf dem Umweg über die Münchner Chaosgruppe zu Professor Morfill vorzustoßen und ihn — eigentlich überraschend problemlos — zu einer Beteiligung an der IWAA'94 zu überreden. Seine Mitarbeiterin Frau Dr. G. Wiedenmann übernahm es, Professor Morfill auf der Tagung zu vertreten.

Was sich hier im Hinblick auf die Öffentlichkeitsarbeit so einfach schreibt, war in Wirklichkeit harte Arbeit und gelegentlich von Rückschlägen begleitet. Unsere Selbstdarstellung war anfangs eher mittelmäßig; folglich blieb die erhoffte große Resonanz aus. Mehrere Interessenten sprangen sogar wieder ab, weil wir kein klares Bild unserer Veranstaltung vermitteln konnten. Dies besserte sich aber mit der Zeit, so daß wir etwa einen Monat vor Beginn der IWAA'94 mit etwa 20–30 Teilnehmern, davon etwa 15 Vortragenden rechnen konnten. Terminschwierigkeiten, Hauptdiplomsprüfungen und andere Gründe reduzierten die Anzahl der Vortragenden dann zwar auf 11, doch durfte man nicht zuletzt wegen eines neu hinzugekomenen Vortrags über die Geschichte der Kosmogonie auf wenig Leerlauf hoffen.

Nun stand das Wochenende, auf das man so lange hingearbeitet hatte, dicht bevor. Ehrlich gesagt war ich ziemlich nervös; ich wußte nicht, wie unser Konzept bei den Teilnehmern ankomen würde, wieviel Teilnehmer überhaupt anwesend sein würden und ob es sich der eine oder andere Vortragende nicht doch noch anders überlegen würde. Einige Pannen am 4. März waren nicht dazu angetan, meine Zuversicht zu stärken.

IWAA' 94 — Wie es tatsächlich war

A. Kronawitter

Die letzten Tage

Es kam, wie es kommen mußte. Kaum vorstellbar, daß es anders gehen könnte. Am Beginn der Woche, die unser Homunculus IWAA'94 beenden sollte, herrschte ein wirres Durcheinander. Einige Artikel für den Tagungsband waren noch nicht angekommen oder nur Teile davon, zwei noch nicht geschrieben bzw. noch nicht fertig und von einem verdichteten sich die Gerüchte, daß da wohl keiner kommen werde, dummerweise gerade von einem Übersichtsvortrag, nämlich dem über die Planetensysteme. Die meisten angekündigten Teilnehmer hatten ihren Beitrag noch nicht bezahlt, so daß wir schon fürchten mußten, ein sattes Defizit einzufahren. Oder vielleicht gar alleine dazusitzen. Die Stimmung war entsprechend. Bei Joachim sehr gespannt, bei Andi und mir eher entspannter. Ich hatte es eigentlich nicht anders erwartet. Irgendwie wird es schon gehen. Noch ein paar Kleinigkeiten organisieren, bei Michael Sturm noch einmal wegen des Rechners nachfragen und endlich den Vortrag und den Artikel machen.

Die Woche verging im Flug, wie immer wenn es viel zu tun gibt. Am Donnerstag lagen die letzten Artikel (meiner eingeschlossen) auf meinem Schreibtisch in der Uni. Leider zu spät, um den Tagungsband noch fertig zu kriegen. Noch nicht geklärt war bislang die Tranportfrage für das Material und den Rechner, den uns Michael Sturm dankenswerter Weise zur Verfügung stellte. Diese Nebensächlichkeit konnte aber am Donnerstag abend noch ausgeräumt werden. Einer der beiden Geophysiker aus München konnte sich ein Auto ausleihen. Blieb nur noch die Produktion des Tagungsbandes.

Freitag, 4. März

Sobald der Copyshop auf hatte, wurde kopiert. Es ist ja klar (Murphy), daß schiefgehen muß, was schiefgehen kann. Dazu gehört ein periodisch wiederkehrender Papierstau, genauso wie das Zusammenkleben der Vorlagenblätter. Es ist eigentlich schon verwunderlich, daß es nicht in Strömen geregnet hat, als ich mich mit mehreren tausend Blättern auf dem Gepäckträger auf den Weg zurück zur Uni machte. Mittlerweile war es schon Mittag. Eigentlich wollten wir am frühen Nachmittag Richtung Laufen aufbrechen. Vorher waren allerdings noch die Tagungsbände zu legen und zu binden, sowie verunglückte Seiten zu ersetzen usw. Um fünf Uhr etwa hatte ich die Tagungsbände fertig, dank der tatkräftigen Hilfe von Florian Haslinger und Christiane Kettner.

Die Hektik fand aber noch kein Ende. Der Rechner und einige andere Dinge waren noch abzuholen und einzupacken. Ich kann nicht mehr sagen, wann genau wir in Laufen ankamen, schätzungsweise gegen 20.00 Uhr. Einige Leute saßen schon auf der Sternwarte. Immerhin waren wir nicht allein. Im Lauf des Abends trafen auch noch einige Teilnehmer ein. Das Wort „geselliger Abend“ stand zu Recht im Programm. Natürlich konnten wir die Nacht nicht ausschließlich dem Schönheitsschlaf widmen. Die Vorortorganisation hatte ganze Arbeit geleistet, so daß es an nichts mangelte. Und die Kuppel eignet sich nebenbei bemerkt nicht schlecht zum Kaltstellen der Getränke. Sofern es draußen kalt ist.

Die Stimmung am Freitagabend ließ für die nächsten beiden Tage schon einiges erhoffen. Traurig und trocken jedenfalls würden sie sicherlich nicht.

Samstag, 5. März

Neun Uhr. Registrierung der Teilnehmer und Begrüßung. Flatternde Nerven überall. Wieviele Leute sind denn da, wer ist wer? Hat es mit den Erfrischungen geklappt, wieviele Leute haben wir für das Organisatorische? Wo ist die Kiste mit dem und wo sind die Folien? Wer hat das wieder geänderte Tagungsprogramm, oder hat sich da überhaupt schon wer darum gekümmert? Es gab finstere Gesichter zu sehen (wenige) und fröhliche (viele). Fröhlich in die Anarchie. Lange hat es gedauert, aber schließlich glätteten sich die Wogen und Andi Härpfer eröffnete den Workshop mit einer kleinen Rede. Fast alle, die sich angekündigt hatten, waren gekommen, insgesamt etwa 25 Leute. Nebenbei bemerkt, der Frauenanteil war leider klein. Aber das scheint ein allgemeines Phänomen bei allen naturwissenschaftlichen Veranstaltungen zu sein.

Vor dem ersten Vortrag von Joachim Draeger über das kosmologische Standardmodell mußte noch der Kassengang durchgezogen werden. Zu unserer Beruhigung zeichnete sich hier schon ab, daß wir kein Minus machen würden.

Der Einstiegsvortrag hatte es dann auch schon in sich. Vor allem die mathematisch wenig vorbelasteten Teilnehmer konnte man beim Schwitzen beobachten. Manch einer mag sich an dieser Stelle gedacht haben, Wenn das so weitergeht ...

Aber wir wollten für ein breites Publikum etwas bieten, sowohl die Amateuren, als auch die „Profis“ beschäftigen. Es war uns klar, daß dies einen Spagat erfordert, und wir waren auch nicht sicher, ob uns das

Kunststück gelingen würde. Inwieweit wir unser Ziel erreicht haben, mag jeder Teilnehmer für sich selbst entscheiden. Man darf es uns aber auch mitteilen. Dieses *darf* ist sogar ein *soll*. Die Kaffeepause nach dem ersten Vortrag war den meisten Teilnehmern sichtlich angenehm. An dieser Stelle darf nicht vergessen werden, daß die ganze Arbeit hinter den Kulissen, geleistet vor allem von Sonja Kronawitter und Rudi Reiser, hervorragend funktioniert hat. Ohne die beiden hätten wir unser Geschirr selber abspülen müssen und einiges andere mehr.

Die Kaffeepausen fanden allgemein großen Anklang. Sie boten eine willkommene Gelegenheit, ins Gespräch zu kommen und die Vortragenden noch weiter auszuquetschen als dies in den Diskussionen im Anschluß an die Voträge möglich war. Den zweiten Vortrag bestritt Georg Lercher aus Innsbruck. Er erzählte von seinem Arbeitsgebiet, den Galaxien in der „ZoA", der Zone of Avoidance, also dem durch die Milchstraße verdeckten Himmelsauschnitt.

Endlich gab es Mittagessen, für die meisten zumindest. Andi, Rudi und ich kümmerten uns derweil um einige organisatorische Details.

Der erste Vortrag am Nachmittag war etwas Besonderes: Joachim Draeger hatte Frau Dr. Gerda Wiedenmann von Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik gewinnen können. Sie stellte die großräumige Verteilung der Galaxien im Universum vor. Für die „Eingeweihten" war es natürlich ein Schmankerl, für die „Laien", fürchte ich, eher eine Tortur. Dieser Vortrag schloß die erste Gruppe, Kosmologie, ab.

Die zweite Gruppe wurde von Andi Härpfer geleitet. Das Thema: Galaxien und Sternhaufen. Den Übersichtsvortrag hielt er selbst, wie die Sitzungsleiter der anderen Gruppen übrigens auch. Dieser Vortrag lag auf einem anderen Niveau als die vorangegangenen. Es wurde nicht so sehr der mathematische Hintergrund herausgestellt, sondern die Physik qualitativ vorgestellt.

Den letzten Vortrag des Tages hielt Otto Pilzer. Es war einer der lebendigsten Vorträge. Es war schlicht erstaunlich, mit welchem Elan die scheinbar so trocken Kosmochemie an der Tafel entwickelt wurde. Offenbar fanden die anderen Teilnehmer den Vortrag ebenso interessant wie ich, denn trotz der fortgeschrittenen Stunde ist niemand eingenickt. Dabei war der Tag alles andere als erholsam gewesen.

Zum Abendessen fuhren wir geschlossen in die Wirtschaft nach Oberheining. Die Runde hielt sich ziemlich lang. Eine Fortsetzung gab es für die meisten noch auf der Sternwarte. Mittlerweile war es eine gemütliche Runde geworden. Ein Vorteil einer kleinen Teilnehmerzahl ist es eben, daß man sich schnell kennenlernt.

Sonntag, 6.März

Die lange Nacht schien einigen ziemlich in den Knochen zu stecken. Letztlich kamen aber alle wieder im Gymnasium in Laufen an. Der erste Vortag von Gernot Grömer von der Uni Innsbruck mit dem Titel: Kosmogonie im geschichtlichen Überblick weckte auch die letzten Halbschläfer aus dem Sonntagsschlaf. Den zweiten Vortrag hielt ich selbst über die Entstehung und Entwicklung stellarer Objekte, meinem persönlichen Lieblingsthema. Mir wurde schon zugetragen, daß meine Handschrift sehr zu wünschen übrig läßt. Ich werde mich bessern, bestimmt. Irgendwann.

Mit einiger Verzögerung und dem Handicap, daß wir keine passende Maus beschaffen konnten, ging Thomas Koeberl von der Uni Innsbruck an den Start. Ihn schien das jedoch nicht weiter zu stören und er zog den Vortrag über astronomische Bildverarbeitung locker-flockig durch, auch wenn er auf die geplante Vorführung seiner Entfaltungen auf dem extra dafür ausgeliehenen Rechner verzichten mußte. Und das nur, weil sich das Linux nicht mit einer der vier angeschleppten Mäuse verstand. Das Mittagessen nach drei langen Vorträgen haben wohl alle genossen.

Der Nachmittag begann mit den kleinsten Objekten unserer Palette: Nachdem die Sterne mit ihren paar Millionen Kilometern ja nur noch kleine Punkte im All sind, gemessen an den Dimensionen des Universums, sind die Planetensysteme eigentlich schon vernachlässigbar. Wir haben sie trotzdem ins Programm genommen, weil uns die Sterne zum darauf leben ein wenig zu warm sind und weil wir, der Interdiziplinarität wegen, auch noch ein paar Geophysiker zu Wort kommen lassen wollten. Den Anfang machte Michael Winklhofer von der Uni München mit dem Übersichtsvortrag über die Entstehung und weitere Ausbildung von Planetensystemen.

Gefolgt wurde dieser Vortrag von Florian Haslinger, ebenfalls von der Geophysik der Münchner Uni, der sich einen Planeten genauer vorgenommen hat: den Mars. Viele schöne bunte Bilder untermalten den anschaulichen Vortrag, der allerdings auch deutlich werden ließ, daß manche Zusammenhänge in fernen Objekten im Kosmos besser verstanden sind als die innere Struktur der nahen Planeten.

Abgeschlossen wurde diese Gruppe mit einem Vortrag über die Untersuchung von Planetenatmosphären von Wolfgang Beisker, seines Zeichens Biophysiker an der GSF in München. Er gehört der Vereinigung IOTA an, die sich der Untersuchung von Planetenatmosphären mit Hilfe von Sternbedeckungen verschrieben hat. Dabei wurden auch die Geräte vorgestellt, die dabei eingesetzt werden. Es muß an dieser Stelle noch bemerkt werden, daß die meisten Mitglieder dieser Vereinigung, die weltweit arbeitet, Amateure sind und auch die meisten eingesetzten Geräte Selbstbauten und Amateurgeräte sind. Teil seines Vortrages war eine Videovorführung, die die Bedeckung eines Sternes durch den Saturnmond Titan zeigte. Der sogenannte central flash war deutlich zu sehen. Herr Beisker war von der Schulsternwarte durchaus angetan und verband seinen Kommentar mit der Aufforderung, auch diese Sternwarte in das Beobachtungsprogramm einzubinden. Vielleicht eine Sache, über die wir nachdenken sollten.

Eventuell könnte auch ein Physiklehrer eine Facharbeit in einer vergleichbaren Sache vergeben.

Abspann

Trotz allem: Es waren wohl alle froh, als der letzte Vortrag vorüber war. Irgendwann ist die Aufnahmefähigkeit erschöpft. Ein Abschlußwort, vorgetragen im Duett von Andi Haerpfer und mir, beendete offiziell den Workshop.

Wenn wir uns nicht allzu sehr täuschen, haben die meisten Teilnehmer die Reise nicht bereut. Einige haben sogar fest zugesichert, wieder zu kommen, wenn es denn wieder mal einen Workshop IWAA geben sollte. Dazu gibt es in der Tat Überlegungen. Bei einem Nachtreffen haben wir nachgedacht, ob wir im Frühjahr 1996 wieder einen vergleichbaren Workshop veranstalten wollen. Letztendlich hängt unsere Entscheidung von der Reaktion der Teilnehmer (und der potentiellen für das nächste Mal) und von der Zahl unserer Mitstreiter ab. Diesmal waren es eigentlich zu wenige.

Noch einmal nachdrücklich: Ich bitte die Teilnehmer am Workshop um Kritik und Anregungen. Auch dann, wenn es heißen sollte: So einen abgehobenen Kram könnt ihr euch schenken. Dann wissen wir wenigstens, daß wir uns eine Menge Mühe sparen können.

Fazit: Mir hat es Spaß gemacht, es war eine ausgewogene Mischung unterschiedlicher Themen auf verschiedenen Niveaus, wobei ich glaube, daß die echten Amateure wahrscheinlich einen schweren Stand hatten. Der Workshop war relativ gut besucht (wir hatten mit 20 bis 30 Teilnehmern gerechnet; soviele waren es dann auch) und der am weitesten entfernt wohnende Teilnehmer hat die Reise von Lüneburg nach Laufen nicht gescheut. Auch mit der Zahl der Vorträge konnte wir zufrieden sein. Bei sovielen langen Referaten hätte ein einziger mehr wohl zur Totalerschöpfung geführt. Die Atmosphäre war angenehm und ich habe einiges Neues gelernt. Die Organisation hat geklappt, wenn auch holprig und etwas chaotisch (was bei den verschiendenen Organisatoren unterschiedliche Reaktionen auslöste; schließlich spannten sich unsere Erwartungen an den Workshop weit auf). Daraus haben wir, hoffe ich, aber einiges gelernt für — vielleicht — ein nächstes Mal. Der Ablauf war reibungsloser als wir befürchtet hatten. Ein Riesenstreß war's trotzdem, aber ein schöner.

Astrofotografie mit dem Vereinsteleskop

T. Bohm

Es ist über zwei Jahre her, seit sich unser Verein den Off-Axis-Guider gekauft hat, ein Gerät, das hervorragende Astrofotos laut Werbungnahezu im Alleingang erstellen soll. Trotzdem hält sich die Menge der vorzeigbaren Fotos (jedenfalls bei mir) in engen Grenzen. Statt jeden zweiten Monat mit stolzgeschwellter Brust erstklassige Aufnahmen herumzureichen, muß ich jedes halbe Jahr aufs neue begründen, warum die verwaschenen Fleckchen auf dem Zelluloid eigentlich tolle Aufnahmen geworden wären, wenn nicht… Für den anhaltenden Mißerfolg kristallisieren sich nach und nach mehere Gründe heraus:

1. Der Brennpunkt des Teleskops verschiebt sich im Lauf einer Nacht relativ stark, wenn eine starke Temperaturveränderung auftritt. Wenn am Anfang der Fotosession scharfgestellt wird, werden die später geschossenen Bilder unscharf. Das wirkt sich vor allem dann störend aus, wenn man aufgrund eines Augenfehlers nicht einfach scharfstellen kann, sondern dazu ein zusätzliches Hilfsmittel benötigt, so wie ich.
2. Das Micro-Guide-Okular eignet sich nur sehr schlecht zum Nachführen. Es ist zwar kein Problem, einen Stern im Okular auf einen der Kreuzungspunkte zu stellen, aber diese Kreuzungen bestehen aus einfachen Strichen, nicht aus Doppelstrichen. Wenn der Stern dann auswandert, bemerkt man das erst sehr spät, da der Stern vom Fadenkreuz verdeckt wird. Die Anschaffung eines verstellbaren Doppelfadenkreuzes könnte hier Abhilfe schaffen.
3. Der Unterschied zwischen Nachführbrennweite und Aufnahmebrennweite ist zu gering. Durch die relativ kurze Nachführbrennweite ist man gezwungen, schon bei relativ kleinen Verschiebungen des Nachführsterns schnell zu reagieren, um den Stern wieder in die Mitte zu stellen, da sich jede sichtbare Abweichung bereits auf dem Film bemerkbar macht. Eine Barlowlinse wäre für Nachführzwecke also doch sinnvoller, als ich noch vor einem Jahr dachte.
4. Die Aufhängung des Hauptspiegels ist zu wackelig. Wenn das Teleskop über mehr als 60° geschwenkt wird, verkippt sich der Hauptspiegel, und der Fokus

verändert sich. Es muß dann neu fokussiert werden. Dieser Fehler kann mit unseren Mitteln leider nicht behoben werden.

5. Der Fokussiertrieb sitzt zu dicht am Off-Axis-Guider. Wenn man mit dem Guider auf der Suche nach einem Leitstern ist, muß man höllisch aufpassen, daß man nicht den Fokussiertrieb berührt, da das Bild sonst unscharf wird. Auch dieses Problem kann nicht behoben werden, da ein Feststellen des Triebes nicht möglich ist.
6. Die Leitsternsuche ist sehr mühselig. Da die Grenzgröße unseres Sternatlas nur bei 8^m liegt, muß man die Suche nach dem Leitstern mit dem Off-Axis-Guider erledigen, was exterm zeitraubend ist, da man sich nicht vorher im Atlas orientieren kann, wo ein brauchbarer Stern liegt. Dieses Problem kann entschärft werden, indem man den Leitstern zuerst im Sucher lokalisiert und dann gezielt im Guider sucht. Dieses Vorgehen erfordert allerdings eine gewisse Übung mit dem Guider.
7. Mangelndes Fachwissen. Dadurch, daß der Guider so wenig (meines Wissens nahezu ausschließlich von mir) benützt wird, kann man bei Problemen nicht auf den Erfahrungsschatz anderer zurückgreifen, sondern muß das Rad jedesmal neu erfinden. Diese Art der Fotografie macht aber nur in freundschaftlicher Konkurrenz mit anderen Spaß (mir jedenfalls).

Fazit: Obwohl die Astrofotografie mit der vorhandenen Ausrüstung ihre Tücken hat, sind gute Ergebnisse möglich. Es wäre wünschenswert, wenn das Gerät größeren Zuspruch finden würde, da es kaum im Sinn eines Vereinsgerätes ist, nur zweimal im Jahr immer von der gleichen Person benützt zu werden.

Meteorbeobachtung

J. Draeger

Angesichts der Bestrebungen in der AAL, eine gewisse Spezialisierung auf Meteorbeobachtungen vorzunehmen, habe ich Kontakt mit Herrn Rendtel von der IMO aufgenommen. Ich habe auch versucht, durch ihn einige strittige Punkte klären zu lassen; hier das wichtigste in Kurzfassung.

Frage: Worauf hat man bei der Meteorbeobachtung zu achten, wenn die gesammelten Daten von Interesse sein sollen?

Antwort: Siehe Artikel "Kleine Meteorströme" in Sterne u. Weltraum (1991?) oder Buch "Sternschnuppen" (J. Rendtel, Urania-Verl./Harri Deutsch Verl.). Als Kurzhinweise können gelten:

- jeder ist einzelner, unabhängiger Beobachter (keine Gruppendaten)
- Feld jeweils nach Radianten orientieren – lieber alle in gleiche Gegend/benachbarte Felder blicken, als den "Himmel aufteilen"
- auf "standardisierte" Stromliste beziehen (z.B. im "Sonneberger Kalender für Sternfreunde" enthalten
- je nach Zahl der sichtbaren Meteore, entsprechende Beobachtungsmethode wählen:
  bis ca. 20 pro Stunde: Eintragen in gnomonische Sternkarten
  ab 20 pro Stunde: Zählungen mit sofortiger Zuordnung zu den (aktiven, bekannten) Radianten

Frage: Welche Informationen sind überhaupt von Interesse?

Antwort: Zeitraum der Beobachtung (UT verwenden), effektive (reine) Beobachtungsdauer T_{eff}, mittlere visuelle Grenzhelligkeit m_{gr}, Bewölkung (möglichst nicht bei Wolken beobachten), Zahl der Meteore jedes Stromes der o.g. Liste

Frage: Welche Organisationen begrüßen die Mitarbeit von Amateuren in dieser Hinsicht?

Antwort: In Deutschland gibt es – neben lokalen Gruppen, die sich mit der Beobachtung von Meteoren befassen – zwei überregionale Organisationen. Das ist einerseits die "Fachgruppe Meteore der VdS", die hauptsächlich den Betrieb des Kamera-Netzes für die Himmelsüberwachung nach Feuerkugeln organisiert. Hier sind nur wenige visuelle Beobachter vertreten. (Anfragen an Dieter Heinlein, Lilienstr. 3, 86156 Augsburg)

Im "Arbeitskreis Meteore e.V." (AKM) sind die visuellen Beobachter in der Mehrzahl, und es werden zu bestimmten Meteorströmen auch Expeditionen organisiert. Die Auswertung geschieht vorrangig mit dem Ziel, etwas über die Ströme herauszufinden. Hierzu wird auch ernsthaft mit der Videotechnik experimentiert. Ein fotografisches Kameranetz wird von einigen Mitgliedern betrieben. Der AKM hat seinen Sitz in Potsdam; weitere Einzelheiten können Sie von mir erfahren.

Beide Organisationen haben jährlich ein Treffen oder Seminar, z.T. als gemeinsame Veranstaltung (schließen sich also nicht gegenseitig aus!), und durch die Foto-Aktivitäten ergeben sich auch weitere gemeinsame Aktivitäten.

Die "International Meteor Organization" (IMO) dient der weltweiten Zusammenführung von Meteorbeobachtern und deren Ergebnissen. Die IMO setzt sich für standardisierte Methoden der Beobachtung und Auswertung ein, um Daten aller Beobachter zu einem geschlossenen Bild zusammenfügen zu können.

Von Herrn Rendtel erhalten wir in Zukunft auch immer den jährlichen Meteorkalender der IMO zugeschickt.

Erster Hinweis auf Existenz von MACHOs

J. Draeger

Eine Forschergruppe am Mount Stromlo (Australien) glaubt, ein sogenanntes massives kompaktes Halo-Objekt in Richtung der großen Magellanischen Wolke mit einer Masse von 0.03–0.3$M_\odot$ gefunden zu haben. Die wahrscheinliche Entfernung wird mit 10 kPc angegeben. Die Entdeckung erfolgte über einen Gravitationslinseneffekt, der die scheinbare Helligkeit eines Sterns in der LMC um den Faktor 6 vergrößerte.

Massive kompakte Halo-Objekte (MACHOs) sind postulierte Kandidaten für baryonische dunkle Materie. Sie umfassen alle Ausprägungen nichtleuchtender Materieballungen planetarer und stellarer Größenordnung, also beispielsweise

- Planeten
- Braune Zwerge (Sterne, die zu wenig Masse besitzen, um die pp-Kette zu starten)
- Ausgeglühte Weiße Zwerge

Beobachtet werden können sie hauptsächlich über ihre Wirkung als Gravitationslinse. Dauer, Häufigkeit und Stärke derartiger Ereignisse lassen wertvolle Rückschlüsse auf Zusammensetzung und Kinematik des jeweiligen Halos zu. Könnte man etwa im Falle unserer Galaxis die Gesamtanzahl aller MACHOs auf 10^{12} festlegen, wäre ein Vorkommen ausschließlich jupiterartiger Objekte falsifizierbar. Der weitaus stärkste Effekt des *Microlensing* wird erzielt, wenn sich die Linse an circa der Hälfte der Strecke zwischen Quelle und Beobachter befindet. Da die Wirkung aber trotz allem vergleichsweise gering ist, findet zur Zeit im wesentlichen eine Konzentration auf LMC, SMC und die Randbereiche der Milchstraße als Signalquellen statt. Andere, weiter entfernte Galaxien wie M31 bieten höhere Sterndichten, was natürlich die potentielle Ereignishäufigkeit anhebt, doch sind die Einzelsterne schwächer und manchmal nur unter großen Schwierigkeiten aufzulösen. Obwohl daher scheinbar nachteilig, kann über den genauen Nutzen dieser Alternative noch kein abschließendes Urteil gefällt werden; noch fehlen geeignete Erfahrungswerte.

Ein zweiter Asteroidengürtel?

J. Draeger

Die vor kurzem erfolgte Entdeckung trans-Neptunischer Objekte hat in der Fachwelt einiges Aufsehen erregt, da durch sie eventuell unser Bild von den Randzonen des Sonnensystems korrigiert werden muß. Grund genug, die Leser der *Mitteilungsblätter der AAL* auf dieses interessante Phänomen aufmerksam zu machen. Worum geht es?

In den Jahren 1992 und 1993 stießen einige Wissenschaftler unverhofft auf Objekte in einer Entfernung von über 30 AE. Nun ist eine einzelne solche Beobachtung nicht weiter erstaunlich – Stichwort Kometen; beachtenswert wird die Situation aber dann, wenn Berichte derartiger Sichtungen gehäuft auftreten. Genau dies war hier der Fall:

- 1992 QB1
- 1993 FW
- 1993 RO, 1993 RP (Lun/Jewitt, Mauna Kea)
- 1993 SB, 1993 SC (Williams/Fitzsimmons/O'Ceallaigh, La Palma)

Die vier zuletzt genannten Objekte wurden alle innerhalb einer Woche entdeckt. Entfernungsmessungen weisen aus, daß sich derzeit alle sechs Himmelskörper in einem Entfernungsintervall von 30 AE bis über 40 AE bewegen. Unzureichende Beobachtungsdaten lassen eine annähernd kreisförmige – und damit einzig interessante – Umlaufbahn nur im Falle von 1992 QB1 und 1992 FW gesichert erscheinen; die anderen können kreisförmige, stark elliptische oder sogar parabolische Orbits besitzen. Allein weitere Beobachtungen über mehrere Monate hinweg sind imstande, durch Eliminierung einzelner Möglichkeiten die diesbezüglichen Freiheiten einzuschränken. Sollten sich Bahnen mit geringer Exzentrizität bestätigen und eventuell weitere derartige Objekte gesichtet werden, muß man die Existenz eines zweiten Asteroidengürtels ernsthaft in Betracht ziehen.

Literatur

[1] einzelne Artikel und Beiträge der Internet-News

γ-Strahlungsausbrüche — Arbeit für die AAL?

J. Draeger

Einige Leser (oder sogar ihre Mehrzahl) der Mitteilungsblätter erklären mich jetzt sicher für verrückt. Die AAL soll in der γ-Strahlungs-Astronomie mitmischen? Gemach – für alles gibt es eine Erklärung, so auch hier.

Mit geradezu primitiven Mitteln (genauer gesagt einer handelsüblichen, nicht nachgeführten Kamera) sind entscheidende Hilfestellungen für die Arbeit der Profis möglich. Nachdem nun offiziell einige Astronomen die Amateure um Hilfe ersucht haben, halte ich eine kurze Schilderung der Problematik für sinnvoll.

Der Ursprung der immer wieder beobachteten γ-Strahlungsausbrüche ist nach wie vor ungeklärt. Bei diesen handelt es sich um plötzliche rapide Anstiege des Strahlungspegels im γ-Bereich, die aber stets nur von kurzer Dauer sind. Die sogenannten SGR's (Soft Gamma Repeaters) stellen eine Unterklasse derartiger Erscheinungen dar. Ihr charakteristisches Kennzeichen ist das mehrfache Auftreten am selben Ort; darüber hinaus besitzt die Strahlung eines SGR eine verhältnismäßig niedrige Energie von maximal 1 MeV. Bisher kennt man drei SGR's: eines befindet sich in der Nähe des galaktischen Zentrums[1],

[1] genaue Position für 2000er Koordinaten: $\alpha = 18^h 6^m 36^s$, $\delta = -20°43'45''$ mit einer Ausdehnung von etwa $1\overset{\circ}{.}9$ in NS-Richtung und $0\overset{\circ}{.}07$ in OW-Richtung

ein zweites in der galaktischen Ebene nahe Aquila und ein drittes in der Richtung eines Supernovaüberrestes in der LMC, also alle in sternreichen Regionen.

γ-Strahlungs-Ausbrüche erfolgen, wie der Name bereits erkennen läßt, im Röntgen- und γ-Bereich. Ihre nur kurze Dauer verhinderte bisher die Beobachtung in anderen Wellenbereichen; so schnell kann eben kein optisches Instrument auf die Strahlungsquelle ausgerichtet werden. SGR's wiederholen sich jedoch; während der aktiven Phase erfolgen viele einzelne Ausbrüche über Tage oder Monate hinweg, die auch *optisch* zu erfassen sind. Es genügt also ein normales Teleskop oder eine handelsübliche Kamera, welche infolge des nur Sekundenbruchteile langen "Bursts" nicht einmal nachgeführt zu werden brauchen. (Eine Nachführung empfiehlt sich trotzdem, da so die Vermessung der Ereignisposition leichter möglich ist.) Aufnahmebeginn und -ende sollten sekundengenau festgehalten sein. Vorsicht: Bitte SGR's nicht mit Reflektionen von Satelliten oder direkt auf den Beobachter zufliegenden Meteoren verwechseln; damit ein Ereignis als SGR anerkannt wird, müssen übereinstimmende Messungen zeitgleich von dritter Seite erfolgt sein. Auch das Ausbleiben von Ausbrüchen ist von Interesse.

Mitteilungsblätter Vol. 9 (1994), Nr. 1, 15

Universen mit allgemeiner linearer Zustandsgleichung

J. Draeger

Abstract. Dieser Artikel untersucht das Evolutionsverhalten von Universen mit allgemeiner linearer Zustandsgleichung. Derartige Betrachtungen sind unter anderem für das frühe Universum hilfreich; sowohl der Strahlungskosmos als auch die derzeit vieldiskutierten inflationären Universen verlangen einen Übergang von druckfreien materiellen Medien zu Proportionalitätsbeziehungen der Gestalt $p = \tau\rho$ mit $\tau \in \mathsf{R}$. Die sich aus einer solchen Zustandsgleichung ergebende Evolutionsgleichung eines relativistischen Kosmos ist formal hergeleitet und wird in ihren allgemeinen Eigenschaften ausführlich untersucht. Hauptteil der Arbeit ist eine Klassifikation aller qualitativ unterschiedlicher Modelluniversen mit und ohne materiellem Inhalt. Die Möglichkeit einer nichtverschwindenden kosmologischen Konstante ist explizit berücksichtigt.

1. Einführung

In [DRA2] wird ausführlich auf die Herleitung der Friedmann-Gleichung aus den Einsteinschen Feldgleichungen eingegangen. Dabei spielt das Postulat der Druckfreiheit eine große Rolle. Als Zustandsgleichung geschrieben lautet diese Forderung $p = 0$. Es stellt sich aber heraus, daß eine derartige Vereinfachung für das frühe Universum nicht vertretbar ist; an Stelle von $p = 0$ geht man für die heiße und dichte Frühphase des Kosmos daher von dem anderen Extrem relativistischen Drucks $p = 1/3\rho$ aus. Weitere Varianten sind möglich. Die intensiv diskutierten inflationären Modelle basieren beispielsweise auf der Zustandsgleichung $p = -\rho$. Bis heute ist nicht geklärt, welche Formen der Zustandsgleichung im einzelnen als interessant einzustufen sind und welche nicht. Die angeführten Fälle machen jedoch deutlich, daß lineare Beziehungen $p = \tau\rho$ mit $\tau \in \mathsf{R}$ eine deutliche Sonderstellung einnehmen[1]. Wir wollen deshalb die in [DRA2] vorgenommene Klassifikation möglicher Modelluniversen für $p = 0$ auf $p = \tau\rho$ mit $\tau \in \mathsf{R}$ ausdehnen.

2. Die erweiterte Friedmann-Gleichung

Die hier vorgestellten Überlegungen schließen an die bereits in [DRA2] auf S.21 zitierten Verträglichkeitsbedingung

$$\begin{aligned} -\frac{\kappa}{2}(\rho+3p)a &= \frac{\kappa}{2}(2\rho a + \dot\rho\frac{a^2}{\dot a}) && \Longrightarrow \\ -(\rho+3p) &= 2\rho + \dot\rho\frac{a}{\dot a} && \Longrightarrow \\ -3(\rho+p) &= \dot\rho\frac{a}{\dot a} && \Longrightarrow \\ -3\frac{\dot a}{a} &= \frac{\dot\rho}{\rho+p} && \Longrightarrow \\ -3\int\frac{da}{a} &= \int\frac{d\rho}{\rho+p} \end{aligned} \qquad (1)$$

an. Aus ihr läßt sich mit Hilfe der Zustandsgleichung — welche ja eine Beziehung zwischen Druck und Dichte darstellt — die Variable p eliminieren. Der allgemeine Ansatz $p = \tau\rho$ führt so auf

$$\begin{aligned} -3\int\frac{da}{a} &= \frac{1}{\tau+1}\int\frac{d\rho}{\rho} && \Longrightarrow \\ -3(\tau+1)\ln a + \text{const} &= \ln\rho && \Longrightarrow \\ \text{const}\ a^{-3(\tau+1)} &= \rho && \Longrightarrow \\ \text{const} &= a^{3(\tau+1)}\rho \end{aligned} \qquad (2)$$

Man erhält damit anstelle der bei Vernachlässigung des Druckterms $\tau = 0$ (d.h. zusätzliches Postulat der Druckfreiheit für die Flüssigkeit) entstehenden gewöhnlichen Friedmann-Gleichung

$$\dot a^2 = \frac{C}{a} - k + \frac{1}{3}\Lambda a^2 \qquad (3)$$

mit $C = (1/3)\kappa\rho a^3 = \text{const} \geq 0$ die zusätzlich vom Zustandsparameter τ abhängende erweiterte Friedmann-Gleichung

$$\dot a^2 = \frac{C}{a^{(3\tau+1)}} - k + \frac{1}{3}\Lambda a^2 =: F(a) \qquad (4)$$

mit $C = (1/3)\kappa\rho a^{3(\tau+1)} = \text{const} \geq 0$. Weil (4) eine Differentialgleichung mit getrennten Variablen darstellt, wird die beabsichtigte Klassifikation erheblich erleichtert. Eine analytische Lösung unter Verwendung elliptischer Funktionen, wie sie für (3) möglich ist, kann nun aber nicht mehr erfolgen. Dem Studium der durch (4) bestimmten

[1] Bis heute ist dem Autor kein Fall bekannt, in dem eine nichtlineare Zustandsgleichung den Ausgangspunkt kosmologischer Untersuchungen bildet.

erweiterten Friedmann-Robertson-Walker-Modelle (kurz eFRW-Modelle)[2] seien einige Bemerkungen allgemeiner Art vorangestellt.

1. Ein erweitertes Friedmann-Modell ist eindeutig bestimmt durch die Parameter C, Λ, k, τ, einen Anfangswert $a(t_0)$ und das Vorzeichen von $\dot{a}(t_0)$. Aus ihnen läßt sich mit Hilfe von Gleichung (4) $\dot{a}(t_0)$ 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
$$3\ddot{a} - \Lambda a = -\frac{\kappa}{2}(\rho + 3p)a \tag{5}$$
(zur Herleitung von (5) siehe [DRA2, S.21]) nach Ersetzen von p durch $\tau\rho$ gewinnen. Ist auch $\ddot{a}(t_0) = 0$, sind alle Ableitungen der Skalenfunktion $a(t)$ im Punkt t_0 gleich Null; denn mit (2) ergibt sich aus (5) unter Verwendung der Abkürzung $D := -\kappa(3\tau + 1)\rho a^{3\tau+3}/2 = \text{const}$ (vergleiche die Definition von C in (4)) die Beziehung
$$\begin{aligned} 3\ddot{a} - \Lambda a &= -\frac{\kappa}{2}(\rho + 3p)a && \Longrightarrow \\ 3\ddot{a} - \Lambda a &= -\frac{\kappa}{2}(\rho + 3p)a^{3\tau+3}a^{-3\tau-2} && \Longrightarrow \\ 3\ddot{a} - \Lambda a &= Da^{-3\tau-2} && \Longrightarrow \\ 3\ddot{a} &= Da^{-3\tau-2} + \Lambda a \end{aligned}$$
Wie man durch n-maligen Differentiation der zuletzt erhaltenen Gleichheit unmittelbar sieht, liefert $\dot{a}(t_0) = 0$, $\ddot{a}(t_0) = 0$ auch $a^{(3)} = 0$, $a^{(4)} = 0, \ldots$ Die voranstehenden Ausführungen gelten natürlich nur unter der Voraussetzung der Stetigkeit und Differenzierbarkeit aller Ableitungen von $a(t)$.
2. In (4) repräsentiert ρ und damit C die Energiedichte des Kosmos. Will man das genaue quantitative Verhalten des Universums im Rahmen der erweiterten 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.
3. Für $\tau > -1/3$ ist $a(t) = 0$ eine Singularität der erweiterten Friedmann-Gleichungen. Infolgedessen können reguläre Lösungsfunktionen $a(t)$ für $\tau > -1/3$ an keiner Stelle nullifizieren und sind daher entweder vollständig positiv oder vollständig negativ. Weil negative Skalenfunktionen $a(t)$ einerseits zu Definiertheitsproblemen führen, andererseits aber auch physikalisch wenig sinnvoll scheinen, beschränken wir uns hier auf $a(t) \geq 0$. Eine formalere Begründung ist bei Beschränkung auf gewöhnliche FRW-Modelle möglich: Wegen der Positivität der Dichte $\rho \geq 0$ besitzt die Konstante C dasselbe Vorzeichen wie $a(t)$; (4) ist daher dann invariant unter der Transformation $a(t) \to -a(t)$. 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, kann für $\tau = 0$ zusätzlich $C \geq 0$ und $a(t) \geq 0$ gefordert werden. Wie wir gesehen haben, werden dadurch keine physikalisch bedeutsamen Lösungen ausgeschlossen.
4. Gleichung (4) ist unter den Transformationen $t \to -t$ und $t \to t + \text{const}$ invariant. Dies impliziert die Abgeschlossenheit der Lösungsmenge der erweiterten Friedmann-Gleichung unter Zeitumkehr und Zeitverschiebung. Einerseits gibt es damit zu jedem expandierenden Universum ein entsprechendes kollabierendes und umgekehrt, andererseits repräsentiert so jedes $a(t)$ 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.
5. Aus a) und d) ergibt sich unmittelbar, daß die Evolution jedes oszillierenden Friedmann-Modells symmetrisch zum Zustand maximaler Ausdehnung $a_{\max}$ erfolgt.
6. Die nachfolgenden Ausführungen beschäftigen sich ausschließlich mit der Evolution des Skalenfaktors; auf die damit zusammenhängende Evolution der kosmischen Dichte wird nicht näher eingegangen. Deshalb an dieser Stelle einige Anmerkungen hierzu.
Grundgleichung des Verhaltens der Dichte ist die schon bei der erweiterten Friedmann-Gleichung (4) erwähnte Beziehung $C = (1/3)\kappa\rho a^{3(\tau+1)} = \text{const} \geq 0$. Abhängig vom Parameter τ erhält man daher die folgende Fallunterscheidung:

   $\tau > -1$: Expandiert das Universum, d.h. wächst der Wert der Skalenfunktion $a(t)$, reduziert sich infolge der Konstanz von C die Dichte ρ und umgekehrt.

   $\tau = -1$: Mit Verschwinden des Exponenten im Ausdruck $a^{3(\tau+1)}$ wird die Dichte unabhängig von allen Evolutionsbewegungen des Kosmos. Letztlich liefert dies $\rho(t) = \text{const}$.

   $\tau < -1$: Wegen $C = \text{const}$ müssen sich die größen ρ und $1/a^{3(\tau+1)}$ stets proportional zueinander verhalten. Unter Berücksichtigung der Fallvorausset-

[2] Nach Nullsetzen von τ, d.h. bei Realisierung des Postulats der Druckfreiheit, ergeben sich die gewöhnlichen Friedmann-Robertson-Walker-Modelle (kurz FRW-Modelle).

zung bedeutet dies hier aber, daß sowohl die Dichte ρ als auch die Skalenfunktion $a(t)$ tendenziell dasselbe Verhalten zeigen. Wird a größer, nimmt auch die Dichte zu und umgekehrt.

2.1. *Materiefreie Modelle $C = 0$*

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 (4) für $\Lambda \neq 0$ oder $k \neq 0$ zu einem elementar integrierbaren Ausdruck mit den Lösungen

$$t = \int \frac{da}{\sqrt{1/3\Lambda a^2 - k}} \tag{6}$$

Gebräuchliche Integraltafeln [GRAD] liefern daraus die folgende Klassifikation:

1. $\Lambda = 0$:
   (a) $k = -1$: Diese Parameterbelegung liefert aus (6) $t = \int da$. Lösung von (4) 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 (6) der Radikand verschwindet. Nach (4) ist hier $a(t) = \text{const}$, das Universum also statisch. Durch eine Transformation $ar \to r$ (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 (6) 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. Für die numerische Integration im Maximum $t_{\max}$ muß 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. 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 (6); 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 ausgeführten 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 [DRA1] erwähnten steady-state Universum überein. Obwohl wegen $\rho = 0$ unrealistisch hat der deSitter Kosmos als Grenzfall aller indefinit expandierenden Universen mit positiver kosmologischer Konstante und mit $\tau > -1/3$ grundsätzliche Bedeutung. Stets wird dann bei genügend großem a der Summand $\Lambda/3a^2$ über $(C/a^{3\tau+1}) - k$ 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
   $$a(t) = \sqrt{3/\Lambda}\cosh(t\sqrt{\Lambda/3})$$

2.2. *Modelle mit Materie $C \neq 0$*

Die Beschränkung auf physikalisch sinnvolle Parameterwerte $\rho \geq 0$, $a(t) \geq 0$ liefert aus der Voraussetzung $\rho \neq 0$ vereinfachend $C > 0$ für $a(t) \neq 0$.

2.2.1. I. $\Lambda = 0$

1. $k = 0$: Die Bedingungen dieses Falls reduzieren die erweiterte Friedmanngleichung (4) auf $\dot{a} =$

$\sqrt{C}a^{-(3\tau+1)/2}$. Man erhält so eine trennbare Differentialgleichung, welche eine sofortige elementare Integration gemäß

$$\frac{a^{3(\tau+1)/2}}{3(\tau+1)/2} = \int a^{(3\tau+1)/2} da = \int \sqrt{C} dt = \sqrt{C} t$$

erlaubt. Letztlich besitzen die Lösungsfunktionen hier daher die Gestalt

$$a(t) = \left(\frac{1}{A} + \frac{3(\tau+1)\sqrt{C}(t-B)}{2} \right)^{2/(3\tau+3)} . \quad (7)$$

Die Integralkurven laufen dabei jeweils durch den Punkt (B, A).

(a) $\tau > -1/3$: Für $\tau > -1/3$ besitzt obige Potenzfunktion eine positive Basis und einen positiven Exponenten kleiner als eins; hier bilden sich also indefinit expandierende Universen aus, deren Expansionsrate streng monoton sinkt. Der Weltanfang kann für $t = 0$ angenommen werden. Das zugehörige Friedmann-Modell mit $\tau = 0$ ist unter dem Namen Einstein-deSitter Universum bekannt und gehorcht der expliziten Lösung

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

(b) $\tau = -1/3$: Man erhält hier einen Kosmos mit konstanter Expansionsrate, denn für $\tau = -1/3$ wird der Exponent $2/(3\tau + 3)$ in (7) gleich eins.

(c) $-1 < \tau < -1/3$: Für $\tau \in]-1; -1/3[$ ist der Exponent $2/(3\tau + 3)$ in (7) größer als eins; damit expandieren diese Universum indefinit mit streng monoton steigender Expansionsrate. Der Weltanfang kann für $t = 0$ angenommen werden.

(d) $\tau = -1$: Unter Annahme von $\tau = -1$ ergibt sich $\dot{a} = \sqrt{C}a$. Lösungen dieser Differentialgleichung sind Exponentialfunktionen $a(t) = A \exp(\sqrt{C}t)$ mit $A > 0$. Damit entstehen indefinit expandierende Universen, deren Expansionsrate streng monoton wächst und deren Weltanfang unendlich weit in der Vergangenheit liegt.

(e) $\tau < -1$: Die Funktion (7) besitzt für derartige Parameterwerte einen negativen Exponenten; man hat deshalb Lösungen der Gestalt

$$a(t) = \left(\frac{1}{1/A - \beta\sqrt{C}t} \right)^{\beta}$$

mit $\beta > 0$ zu untersuchen. Im Gegensatz zu den bisher betrachteten Universen erreichen Kosmen mit einer derartigen Skalenfunktion $a(t)$ den Zustand unendlicher Ausdehnung bereits in endlicher Zeit (von $t = 0$ aus gesehen). Der Weltanfang liegt unendlich weit in der Vergangenheit.

2. $k = -1$: Die erweiterte Friedmann-Gleichung lautet für diese Fallvoraussetzungen umgeschrieben

$$\dot{a} = \sqrt{C/a^{(3\tau+1)} + 1}.$$

Sie ist trotz ihres vergleichsweise simplen Aufbaus nur in Sonderfällen analytisch lösbar. Abhängig vom Wert des τ-Parameters erhält man die folgenden Modelle:

(a) $\tau > -1/3$: Für $\tau \in]-1/3; \infty[$ ist der Exponent $(3\tau + 1)$ der Skalenfunktion stets positiv. Damit ergibt sich ein singulärer Weltbeginn in $a = 0$ mit unendlich schneller Expansion. Weil $F(a)$ eine positive streng monoton fallende Funktion darstellt, nimmt die Expansionsrate stetig ab. Asymptotisch wird eine lineare Expansionsbewegung erreicht, d.h. die hier diskutierten Kosmen nehmen für große t den Charakter eines Milne-Universums an. Das entsprechende Friedmann-Modell ($\tau = 0$) gehorcht dem impliziten Ausdruck

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

(b) $\tau = -1/3$: Dieser spezielle Fall behandelt Universen mit konstanter Expansionsrate, also linearer Expansionsbewegung; denn für $\tau = -1/3$ vereinfacht sich (4) zu $\dot{a} = \sqrt{C+1}$. Der Weltanfang kann erneut für $t = 0$ angenommen werden.

(c) $\tau < -1/3$: Unter den gemachten Voraussetzungen läßt sich die zu betrachtende Differentialgleichung schreiben als $\dot{a} = \sqrt{a^{\alpha}C + 1}$ mit $\alpha > 0$. Damit tritt für $a = 0$ bei $t = 0$ ein nichtsingulärer Weltanfang mit Expansionsrate $\dot{a} = 1$ auf; das sich ausdehnende Universum expandiert immer schneller, so daß man ein indefinit expandierendes Modell mit streng monoton wachsender Expansionsrate $\dot{a}$ erhält. In unendlich ferner Zukunft wird $\dot{a}$ unendlich groß. Beispiele expliziter Lösungen sind

$$\tau = -2/3 \quad (\alpha = 1):$$

$$\frac{2\sqrt{Ca+1}}{C} = \int \frac{da}{\sqrt{Ca+1}} = \int dt = t \quad \Longrightarrow$$

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

$$\tau = -1 \quad (\alpha = 2):$$

$$\frac{1}{\sqrt{C}} \operatorname{arcsinh}(\sqrt{C}a) = t \quad \Longrightarrow$$

$$a(t) = \frac{1}{\sqrt{C}} \sinh(\sqrt{C}t)$$

nach [GRAD].

3. $k = 1$: Der nun zu diskutierende Fall hat die Differentialgleichung $\dot{a} = \sqrt{C/a^{(3\tau+1)} - 1}$ zu behandeln. Dies verlangt eine saubere Trennung zwischen expandierenden und kontrahierenden Lösungszweigen.
   (a) $\tau > -1/3$: Unter der Fallvoraussetzung ergibt sich ein echt positiver Exponent $3\tau + 1$ der Skalenfunktion $a(t)$ in (4). Die Modelle des Universums beginnen hier also bei $t = 0$ in einem unendlich schnell expandierenden singulären Weltanfang. Die im All vorhandene Materie bremst durch ihre Gravitationskraft die Expansionsbewegung immer weiter ab, bis sie bei Erreichen von $a = C^{-(3\tau+1)}$ schließlich zum Stillstand kommt ($\dot{a} = 0$) und danach in eine Kontraktion übergeht (Stetigkeitsforderung von $\ddot{a}$). Das Weltende stellt erneut eine Singularität dar. Als Friedmann-Modell ($\tau = 0$) erhält man das sogenannte Friedmann-Einstein-Universum. Implizit geschrieben lautet dessen Skalenfunktion

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

   Vom mathematischen Standpunkt aus gesehen ist dies eine Zykloidengleichung.
   (b) $\tau = -1/3$: Diesem Fall sind nur bedingt physikalisch sinnvolle Lösungen zugeordnet. Wegen $\tau = -1/3 \Rightarrow 3\tau + 1 = 0$ vereinfacht sich die erweiterte Friedmann-Gleichung hier zu $\dot{a} = \sqrt{C-1}$.
      i. $C > 1$: Dieser Parameterwert liefert ein linear expandierendes Modell.
      ii. $C = 1$: Für $C = 1$ ergibt sich ein statischer Kosmos. Im Gegensatz zu anderen statischen Lösungen der erweiterten Friedmann-Gleichung ist das hier erhaltene Modell jedoch semistabil, d.h. es behält seinen statischen Charakter auch bei Störung der Skalenfunktion bei.
      iii. $C < 1$: Weil hier der Radikand von $\dot{a} = \sqrt{C-1}$ negativ wird, besitzt dieser Fall keine physikalische Lösung.
   (c) $\tau < -1/3$: Wie schon für $k = -1$ erweist es sich auch im Falle von $k = 1$ als günstig, die zu untersuchende Differentialgleichung umzuschreiben zu $\dot{a} = \sqrt{a^\alpha C - 1}$ mit $\alpha > 0$. Man erkennt, daß hier kein singulärer Weltbeginn möglich ist. Wegen $\alpha = -(3\tau + 1)$ müssen Lösungen eine Skalenfunktion $a(t) \geq (C^{-1})^{1/\alpha} = C^{1/(3\tau+1)}$ besitzen. Aus einem Zustand mit unendlicher Ausdehnung kollabieren die Universen immer langsamer, bis der Kollaps im Punkt $a = C^{1/(3\tau+1)}$ schließlich zum Stillstand kommt und danach wieder in eine Expansionsphase übergeht. Asymptotisch erreicht man unendlich große Kontraktions- und Expansionsgeschwindigkeiten.

2.2.2. II. $\Lambda < 0$

1. $k = 0$: Das Verhalten der Modelle wird unter den gemachten Voraussetzungen bei kleinen Werten der Skalenfunktion a von dem Term $C/a^{3\tau+1}$ bestimmt, bei großen Werten von a von dem Term $(\Lambda/3)a^2$. Entsprechend höher ist die Komplexität der Evolutionsszenarien.
   (a) $\tau > -1/3$: Das Universum beginnt in einer Singularität mit unendlich großer Expansionsrate. Diese wird jedoch rasch reduziert, unterstützt durch die Anwesenheit des Λ-Terms. Schließlich kommt die Expansionsbewegung zum Stillstand. Wann dieser Zeitpunkt eintritt, liest man am besten nach Umformung von (4) auf die Gestalt

$$\dot{a}^2 = a^2\left(\frac{C}{a^{3(\tau+1)}} + \frac{\Lambda}{3}\right)$$

   ab. Man erhält als Wert der maximalen Expansion

$$a(t) = \left(-\frac{3C}{\Lambda}\right)^{1/(3\tau+3)}.$$

   Danach tritt Kontraktion ein, die in einem singulären Finalzustand endet. Als explizite Lösung für das entsprechende Friedmann-Modell mit $\tau = 0$ findet man

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

   (b) $\tau = -1/3$: Mit diesem speziellen Wert des τ-Parameters wird die erweiterte Friedmann-Gleichung so weit vereinfacht, daß analytische Lösbarkeit eintritt. Integraltafeln wie [GRAD] führen auf

$$\begin{aligned}
&\dot{a}^2 = C - k + \frac{\Lambda}{3}a^2 \quad \Longrightarrow \\
&-\sqrt{-3/\Lambda}\arcsin\frac{\Lambda a/3}{\sqrt{-\Lambda(C-k)/3}} \\
&\quad = \int\frac{da}{\sqrt{\Lambda a^2/3 + C - k}} = \int dt = t \quad \Longrightarrow \\
&a = -3/\Lambda\sqrt{-\Lambda(C-k)/3}\sin\sqrt{-\Lambda t^2/3}.
\end{aligned}$$

   Man erhält für $k = 0$ eine sinusförmige Evolution des Kosmos von einem nichtsingulären Weltanfang $a = 0$ bis zu einem ebenfalls nichtsingulären Weltende $a = 0$. Zur Zeit der maximalen Ausdehnung besitzt das Universum die Skalenfunktion

$$a(t_{\max}) = \sqrt{-3C/\Lambda}.$$

   (c) $-1 < \tau < -1/3$: Für $\tau \in]-1; -1/3[$ ist der Exponent der Skalenfunktion in $a^{-(3\tau+1)}C$ zwar positiv aber kleiner als 2. Daher überwiegt zunächst der expansive Einfluß: Ausgehend von einem Universum verschwindender Ausdehnung und verschwindender Expansionsrate nimmt der Kosmos mit ständig wachsender Expansionsgeschwindigkeit immer größere Ausmaße an, bis $\dot{a}(t)$ bei

$$a = \left(\frac{2\Lambda}{C(3\tau+1)}\right)^{-1/(3\tau+3)}$$

ein Maximum annimmt. Danach beginnt sich langsam die attraktive Komponente der Dynamik bemerkbar zu machen, was schließlich zu einem Stillstand der Expansion führt. Symmetrisch zu diesen Zeitpunkt begint das Universum unter Umkehrung der zuvor geschilderten Ereignisse wieder zu einem Zustand mit Ausdehnung $a = 0$ zu kollabieren.

(d) $\tau = -1$: Die erweiterte Friedmann-Gleichung läßt sich hier auf $\dot{a} = a\sqrt{C + \Lambda/3}$ reduzieren.

   i. $C > -\Lambda/3$: Die Kosmen besitzen hier Skalenfunktionen
   der Gestalt $a(t) = \exp(\sqrt{C + \Lambda/3}t)$, expandieren also indefinit mit ständig wachsender Geschwindigkeit, wobei der Weltanfang mit $a = 0$ unendlich weit in der Vergangenheit liegt.

   ii. $C = -\Lambda/3$: Das Universum ist für jeden Wert der Skalenfunktion statisch und gegen Störungen semistabil.

   iii. $C < -\Lambda/3$: Für diesen Fall existieren keine physikalisch sinnvollen Lösungen.

(e) $\tau < -1$: Der Exponent des Vorfaktors $a^{2+\epsilon}$ des Termes $a^{-(3\tau+1)}C$ in (4) ist größer als 2, d.h. $\epsilon > 0$. Dementsprechend ist hier die Differentialgleichung $\dot{a} = a\sqrt{a^\epsilon C + \Lambda/3}$ zu diskutieren. Lösungen für diesen Ausdruck existieren nur, wenn die Skalenfunktion $a(t)$ die Ungleichung $a(t) \geq (-\Lambda/(3C))^{1/\epsilon}$ erfüllt. Somit starten Modelle dieses speziellen Falles mit unendlicher Ausdehnung und unendlich großer Kontraktionsgeschwindigkeit, die immer weiter abnimmt und bei einer Ausdehnung $a = (-\Lambda/(3C))^{1/\epsilon}$ schließlich verschwindet. Danach kehrt sie sich in eine Expansion um, welche immer schneller erfolgt und asymptotisch einen unendlich großen Wert erreicht.

2. $k = -1$:

(a) $\tau > -1/3$: Gemäß der Fallvoraussetzung sind hier alle Modellkosmen im Weltanfang $a = 0$ singulär bei unendlicher Expansionsrate. Mit wachsender Ausdehnung gewinnt aber der Term $(\Lambda/3)a^2$ gegenüber $a^{-(3\tau+1)}C$ immer mehr an Gewicht. Es ergibt sich eine stetige Reduzierung der Expansionsrate, die nach einer gewissen Zeit schließlich gänzlich nullifiziert wird. Die darauffolgende Evolutionsphase ist von einer immer schnelleren Kontraktion gekennzeichnet, welche letztlich unendlich schnell wird und so zu einer finalen Endsingularität führt.

(b) $\tau = -1/3$: Eine explizite Lösung für $\tau = -1/3$: wird bereits bei dem Fall $\Lambda < 0$, $k = 0$, $\tau = -1/3$ angegeben. Der einzige Unterschied hinsichtlich des Evolutionsverhaltens ist die hier erfolgende Amplitudenvergrößerung der Skalenfunktion.

(c) $-1 < \tau < -1/3$: Eine für die vorliegende Situation geeignete Umformulierung der erweiterten Friedmann-Gleichung ist $\dot{a}^2 = a^2(C/a^\epsilon + \Lambda/3) + 1$ mit $0 < \epsilon < 2$. Die einzigen Nullstellen des ersten Sumanden der rechten Seite sind $a = 0$ und $a = (-3C/\Lambda)^{1/\epsilon}$. Zwischen diesen beiden Werten ist $a^2(C/a^\epsilon + \Lambda/3)$ positiv, außerhalb negativ. Infolgedessen besitzt $F(a)$ genau eine Nullstelle $a_0 \neq 0$.

   i. $a > a_0$: Physikalische Lösungen mit $a > a_0$ könen nicht existieren, weil dann $F(a)$ negativ wird.

   ii. $a \leq a_0$: Die Evolution des Universums mit $a \leq a_0$ zeigt das bekannte oszillatorische Verhalten, ausgehend von einem nichtsingulären Zustand mit $a = 0$ auf einen Zustand endlicher nichtverschwindender Ausdehnung zu expandieren und anschließend wieder zu einen Zustand mit $a = 0$ zusammenzustürzen.

(d) $\tau = -1$: Wegen der Gleichheit von (4) zu $\dot{a}^2 = a^2(C + \Lambda/3) + 1$ ist dieser Fall relativ einfach abzuhandeln.

   i. $C > -\Lambda/3$: Für diesen Wert von C erhält man Modelluniversen mit streng monoton wachsender Expansionsrate ausgehend von einem Weltanfang mit verschwindender Ausdehnung $a = 0$.

   ii. $C = -\Lambda/3$: Hier ergibt sich eine lineare Evolutionskurve mit der konstanten Expansionsrate $\dot{a} = 1$.

   iii. $C < -\Lambda/3$: Die physikalischen Lösungen dieses Falls zeigen ein zyklisches Verhalten: Beginnend in einem nichtsingulären Anfangszustand mit $a = 0$ und mit $\dot{a} = 1$ erfolgt zunächst eine Ausdehnungsbewegung mit ständig geringer werdender Expansionsrate, bis nach Erreichen eines Stadiums maximaler Größe eine Kontraktion einsetzt und das Weltall erneut einem Zustand mit $a = 0$ zugeführt wird.

(e) $\tau < -1$: Diese Voraussetzung führt zu einem relativ komplexen Verhalten. Die aus (4) entstehende Differentialgleichung $\dot{a}^2 = a^2(a^\epsilon C + \Lambda/3) + 1$ mit $\epsilon > 0$ wird im ersten Summanden genau dann gleich Null, wenn $a = 0$ oder $a = (-\Lambda/(3C))^{1/\epsilon}$. Zwischen diesen beiden Werten gilt $a^2(a^\epsilon C + \Lambda/3) < 0$. Abhängig von C und Λ muß man daher zwischen den folgenden drei Fällen unterscheiden:

i. $F(a)$ ist nullstellenfrei: In diesem Fall ist $F(a)$ zwar durchgehend positiv, besitzt aber ein Minimum bei einem Wert a_m. Man erhält demzufolge indefinit expandierende Modelluniversen mit einem nichtsingulären Anfangszustand $a = 0$. Deren Ausdehnung wächst streng monoton, doch ist die Expansionsbewegung im Bereich $a(t) \approx a_m$ vorübergehend reduziert.

ii. $F(a)$ besitzt genau eine Nullstelle a_0 mit $F(a_0) = 0$: Hier hängt das Verhalten des Kosmos zusätzlich vom Anfangswert der Skalenfunktion a ab:

A. $a > a_0$: Die in diesem Fall entstehenden Modelluniversen besitzen ein unendlich weit in der Vergangenheit liegenden Zustand mit $\lim_{t\to-\infty} a(t) = a_0$. Ihre indefinite Expansion führt schließlich zu asymptotisch exponentiellen Expansionsraten.

B. $a = a_0$: Weil $F(a)$ für $a = a_0$ eine Nullstelle besitzt, ergibt sich ein statischer Kosmos. Die Fälle $a > a_0$ und $a < a_0$ zeigen, daß dieser Kosmos zwar stabil gegenüber infinitesimalen Verkleinerungen der Skalenfunktion ist, gegenüber infinetesimalen Vergrößerungen der Skalenfunktion aber labil reagiert.

C. $a < a_0$: Der entstehende Kosmos beginnt in einem nichtsingulären Zustand verschwindend geringer Ausdehnung $a = 0$ und einer Expansionsrate $\dot{a} = 1$. Mit zunehmender Annäherung an $a = a_0$ wird die Expansionsrate immer kleiner, so daß die Skalenfunktion asymptotisch ein Verhalten der Form $a(t) \approx a_0$ zeigt.

iii. $F(a)$ besitzt genau zwei Nullstellen a_1, a_2 mit $F(a_1) = 0$ und mit $F(a_2) = 0$: Im folgenden nehmen wir o.B.d.A. $a_1 < a_2$ an.

A. $a \geq a_2$: Es tritt die uns mittlerweile schon bekannte Situation ein, daß der Kosmos aus einem Zustand unendlicher Ausdehnung mit fortschreitend geringer werdender Kontraktionsgeschwindigkeit kollabiert. Auf diese Weise ereicht er schließlich einen momentanen Zustand verschwindender Kontraktionsrate bei $a = a_2$. Danach wächst die Ausdehnung des Kosmos erneut bis ins Unendliche an.

B. $a_1 < a < a_2$: Ein derartiger Wert der Skalenfunktion ist unphysikalisch, weil die dann negative Funktion $F(a)$ über $\dot{a}^2$ die Expansionsrate $\dot{a}$ imaginär machen würde.

C. $a \leq a_1$: Es ergeben sich oszillierende Kosmen, die in einem nichtsingulären Anfangszustand $a = 0$ mit der Expansionsrate $\dot{a} = 1$ beginnen. Mit wachsender Ausdehnung nimmt $\dot{a}$ immer weiter ab, bis nach Erreichen eines momentanen Stillstandes bei $a = a_1$ eine erneute Kontraktion einsetzt und zu einem nichtsingulären Finalzustand $a = 0$ führt.

3. $k = 1$:

(a) $\tau > -1/3$: Dieser Fall stimmt qualitativ vollständig mit dem Fall $\Lambda < 0$, $k = -1$, $\tau > -1/3$ überein. Im Vergleich ergibt sich hier quantitativ eine etwas geringere maximale Ausdehnung des Universums und ein etwas kleineres Weltalter.

(b) $\tau = -1/3$: Die im Falle von $\Lambda < 0$, $k = 0$, $\tau = -1/3$ aufgeführte explizite Lösung ist auch hier anwendbar.

i. $C > 1$: Die kosmische Evolution gehorcht einem sinusförmigen oszillatorischen Verhalten. Weltanfang und Weltende haben beide gleichermaßen die Eigenschaft $a = 0$. Qualitativ stimmt das Verhalten mit den Angaben in $\Lambda < 0$, $k = 0$, $\tau = -1/3$ überein, wobei allerdings im Vergleich zu $k = 0$ eine Amplitudendämpfung auftritt.

ii. $C = 1$: Das Universum bleibt in seinem Zustand nichtverschwindender Ausdehnung. Er ist nichtsingulär und gegen Störungen stabil.

iii. $C < 1$: Man erkennt, daß für $C < 1$ keine physikalische Modelle existieren.

(c) $-1 < \tau < -1/3$: Entsprechend dem Fall $\Lambda < 0$, $k = -1$, $-1 < \tau < -1/3$ wird auch hier eine Umformulierung der erweiterten Friedmann-Gleichung auf die Gestalt $\dot{a}^2 = a^2(C/a^\epsilon + \Lambda/3) - 1$ mit $0 < \epsilon < 2$ vorgenommen. Die Nullstellen des ersten Sumanden der rechten Seite $a = 0$ und $a = (-3C/\Lambda)^{1/\epsilon}$ erfordern es, eine Fallunterscheidung durchzuführen; denn zwischen diesen beiden Werten ist $a^2(C/a^\epsilon + \Lambda/3)$ positiv, außerhalb negativ. Infolgedessen besitzt $F(a)$ keine, eine oder zwei Nullstellen.

i. $F(a)$ ist nullstellenfrei: Unter dieser Voraussetzung ist $F(a)$ für alle a echt kleiner als Null, (4) besitzt also keine physikalische Lösung.

ii. $F(a)$ besitzt genau eine Nullstelle a_0 mit $F(a_0) = 0$: Es gibt hier nur solche Modelle, welche von einem statischen Universum mit Skalenfunktion $a(t) = a_0$ ausgehen. Im Gegensatz zu anderen statischen Universen ist die hier erhaltene Lösung aber absolut stabil, d.h. völlig unempfindlich gegen Störungen.

iii. $F(a)$ besitzt genau zwei Nullstellen a_1, a_2 mit $F(a_1) = 0$ und mit $F(a_2) = 0$: Im folgenden nehmen wir o.B.d.A. $a_1 < a_2$ an. Die vorliegende Situation bringt es mit sich, daß $a(t)$

fortwährend zwischen den beiden Werten a_1 und a_2 hin- und herpendelt. Man erhält also ein Verhalten, daß qualitativ einer Sinus-Schwingung sehr ähnlich ist.

(d) $\tau = -1$: Infolge der möglichen Vereinfachung von (4) zu $\dot{a}^2 = a^2(C + \Lambda/3) - 1$ kann hier eine kanonische Diskussion erfolgen.

i. $C > -\Lambda/3$: Ausgehend von einem Weltanfang unendlicher Ausdehnung kontrahiert der Kosmos anfangs unendlich schnell, dann immer langsamer, bis bei Erreichen von $a = (C+\Lambda/3)^{-1/2}$ ein momentaner Stillstand der Evolutionsbewegung eintritt. Die darauffolgende kontinuierlich schneller werdende Expansion ist symmetrisch zur vorausgegangenen Kontraktion.

ii. $C \leq -\Lambda/3$: Für diesen Wertebereich von C ist kein physikalisches Modell des Universums möglich.

(e) $\tau < -1$: Auch für die hier gemachten Voraussetzungen ist es günstig, (4) umzuformulieren gemäß $\dot{a}^2 = a^2(a^\epsilon C + \Lambda/3) - 1$ mit $\epsilon > 0$. Die Nullstellen des ersten Summanden auf der rechten Seite der Differentialgleichung sind $a = 0$ und $a = (-\Lambda/(3C))^{1/\epsilon}$. Zwischen diesen beiden Werten ist $a^2(a^\epsilon C + \Lambda/3)$ kleiner als null, für $a \geq (-\Lambda/(3C))^{1/\epsilon}$ aber nichtnegativ. Infolgedessen besitzt $F(a)$ nur eine Nullstelle a_0 mit $F(a) < 0$ für $a < a_0$ und $F(a) > 0$ für $a > a_0$.

i. $a < a_0$: Wegen $F(a) < 0$ sind hier physikalische Lösungen von vornherein ausgeschlossen.

ii. $a \geq a_0$: Man erhält aus Zuständen unendlicher Ausdehnung kollabierende Kosmen mit fortschreitend kleiner werdender Kontraktionsrate, die bei $a = a_0$ schließlich gleich Null wird. Nach diesem Augenblick scheinbarer Ruhe beginnt der Kosmos zu expandieren, wobei sich die zuvor geschilderten Ereignisse in umgekehrter Reihenfolge wiederholen.

2.2.3. III. $\Lambda > 0$

1. $k = 0$:

(a) $\tau > -1/3$: Der Weltbeginn ist singulär im Punkt $t = 0, a = 0$. Die Expansionsrate ist zu diesem Zeitpunkt unendlich groß. Danach sinkt sie rasch ab, um nach einen minimalen nichtverschwindenden positiven Wert wieder anzuwachsen. Dieses Minimum liegt bei

$$a = \left(\frac{3C(3\tau+1)}{2\Lambda}\right)^{1/(3\tau+3)}.$$

Das Expansionsverhalten nimmt für große a asymptotisch die Form $a(t) \approx \exp(\sqrt{\Lambda/3}t)$ an. Als explizite Lösung für $\tau = 0$, d.h. für den eigentlichen Friedmann-Fall, erhält man

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

(b) $\tau = -1/3$: Die bei dieser Parameterbelegung von der erweiterten Friedmann-Gleichung angenommene Gestalt stimmt mit der vom Fall $\Lambda < 0$, $k = 0$, $\tau = -1/3$ überein; unterschiedlich ist lediglich das jeweilige Vorzeichen der kosmologischen Konstante Λ. Dies führt auf unterschiedliche analytische Lösungen. Hier erhalten wir

$$\dot{a}^2 = C - k + \frac{\Lambda}{3}a^2 \quad \Longrightarrow$$
$$\sqrt{3/\Lambda}\ln\left(\sqrt{\Lambda/3}a + \sqrt{\Lambda a^2/3 + C - k}\right) = \int \frac{da}{\sqrt{\Lambda a^2/3 + C - k}} = \int dt = t$$

als impliziten Ausdruck. Der Weltbeginn bei $a = 0$ besitzt somit für $k = 0$ eine endliche nichtverschwindende Expansionsrate $\dot{a}|_{a=0} = \sqrt{C}$. Mit fortschreitender Ausdehnung nimmt die Expansionsrate $\dot{a}(t)$ immer weiter zu, bis sie asymptotisch einen unendlich großen Wert erreicht. Wir erhalten indefinit expandierende Kosmen mit streng monoton wachsender Expansionsgeschwindigkeit.

(c) $\tau < -1/3$: Eine qualitative Diskussion der erweiterten Friedmann-Gleichung kann unter den gemachten Voraussetzungen am ehesten in der Gestalt $\dot{a}^2 = a^{-(3\tau+1)}C + (\Lambda/3)a^2$ erfolgen. Es ergibt sich ein indefinit expandierender Kosmos mit streng monoton wachsender Expansionsrate, die für den Weltanfang bei $a = 0$ gleich Null ist und asymptotisch unendlich große Werte annimmt. Die Beschleunigung der Expansionsrate besitzt für

$$a = \left(\frac{2\Lambda}{3C(3\tau+1)}\right)^{-1/(3\tau+3)}$$

einen minimalen Wert.

2. $k = -1$:

(a) $\tau > -1/3$: Mit stets nichtnegativen Summanden auf der rechten Seite besitzt (4) eine sehr einfach zu diskutierende Gestalt. Die Überlegungen führen auf einen singulären Weltanfang mit $a = 0$ mit unendlich großer Expansionsrate. Diese nimmt zunächst streng monoton ab und erreicht bei

$$a = \left(\frac{3(3\tau+1)C}{2\Lambda}\right)^{1/(3\tau+1)}$$

schließlich ein vorübergehendes Minimum. Der Zeitpunkt, in dem in obiger Beziehung Gleichheit gilt, kennzeichnet den Augenblick, an dem der Term $(\Lambda/3)a^2$ eine beherrschende Rolle übernimmt. Durch ihn wächst die Expansionsrate wieder an. Asymptotisch ergibt sich ein exponentieller Anstieg gemäß $\exp(\sqrt{\Lambda/3}t)$; denn für $t \to \infty$ ist $a \to \infty$, weshalb dann die beiden führenden Terme der rechten Seite von (4) vernachlässigt werden dürfen.

(b) $\tau = -1/3$: Die für diesen speziellen Parameterwert zu diskutierenden Skalenfunktionen sind bereits im Fall $\Lambda > 0$, $k = 0$, $\tau = -1/3$ implizit aufgeführt worden. Qualitativ stimmen sie mit den für $k = 0$ angegebenen Kosmen überein. Quantitativ erfolgt für $k = -1$ eine geringfügig schnellere Expansion als für $k = 0$.

(c) $\tau < -1/3$: Beginnend mit einem nichtsingulären Zustand verschwindender Ausdehnung $a = 0$ folgen Universen unter den gemachten Voraussetzungen einer indefiniten Expansion. Die Expansionsrate wächst streng monoton an.

3. $k = 1$:

(a) $\tau > -1/3$: Dieser Fall läßt sich am einfachsten behandeln, wenn (4) als $\dot{a}^2 = a^2(a^{-(3\tau+3)}C + \Lambda/3) - 1$ formuliert wird. Die Funktion $a^2(a^{-(3\tau+3)}C + \Lambda/3)$ besitzt dabei große Ähnlichkeit mit einer nach oben offenen Parabel. Ihr Scheitelpunkt liege in $a_s > 0$. Je nach dem Wert von a_s erhält $F(a)$ einen unterschiedlichen Charakter. Wir haben daher eine Fallunterscheidung durchzuführen.

i. $F(a)$ ist nullstellenfrei: $F(a)$ ist zwar durchgehend positiv, nimmt aber bei a_s ein Minimum an. Entsprechend ergibt sich ein indefinit expandierendes Universum mit singulärem Weltanfang $a = 0$ und unendlich großer Expansionsrate. Diese ist in der Umgebung von a_s vorübergehend reduziert. Beim entsprechenden Friedmann-Modell ($\tau = 0$) läßt sich die Fallbedingung umformulieren zu $\Lambda > 4/(9C^2)$. Das Minimum a_s liegt dann bei $a_s = (3C/2\Lambda)^{\frac{1}{3}}$. Universen dieses Typs heißen Lemaître-Modelle. Je näher Λ dem kritischen Wert $4/(9C^2)$ kommt, desto stärker ist der 'Knick' in der Kurve bei a_s ausgebildet und desto langsamer verläuft an dieser Stelle die Evolution des Kosmos.

ii. $F(a)$ besitzt genau eine Nullstelle a_0 mit $F(a_0) = 0$: Wieder hängt das Verhalten des Kosmos zusätzlich vom Anfangswert der Skalenfunktion a ab:

A. $a > a_0$: Hier erhält man indefinit expandierende Universen mit asymptotisch exponentieller Expansionsrate. Für den unendlich weit in der Vergangenheit liegenden Weltanfang gilt $\lim_{t\to-\infty} a(t) = a_0$.

B. $a = a_0$: Weil $F(a)$ für $a = a_0$ eine Nullstelle besitzt, ergibt sich ein statischer Kosmos, der zwar stabil gegenüber infinitesimalen Verkleinerungen der Skalenfunktion ist, gegenüber infinetesimalen Vergrößerungen der Skalenfunktion jedoch instabil reagiert.

C. $a < a_0$: Der entstehende Kosmos beginnt in einem singulären Zustand verschwindend geringer Ausdehnung $a = 0$ und einer Expansionsrate $\dot{a} = 1$. Mit zunehmender Annäherung an $a = a_0$ wird die Expansionsrate immer kleiner, so daß die Skalenfunktion asymptotisch ein Verhalten der Form $a(t) \approx a_0$ zeigt.

Der entsprechende Fall bei den Friedmann-Modellen — für sie gilt ja $\tau = 0$ — tritt bei $\Lambda = 4/(9C^2)$ ein. Die bei uns als a_0 bezeichnete Größe ist dann gleich $a_0 = 3C/2$. Für $a(0) = 3C/2$ ergibt sich damit das statische Einstein-Modell, in dem Gravitationsanziehung und kosmische Repulsion genau ausbalanciert sind, für $a(0) > 3C/2$ der Eddington-Lemaître-Kosmos und für $a(0) < 3C/2$ ein anderes nicht explizit benanntes Modell.

iii. $F(a)$ besitzt genau zwei Nullstellen a_1, a_2 mit $F(a_1) = 0$ und mit $F(a_2) = 0$: Im folgenden nehmen wir o.B.d.A. $a_1 < a_2$ an.

A. $a \geq a_2$: Der Kosmos kollabiert aus einem Zustand unendlicher Ausdehnung heraus mit fortschreitend geringer werdender Kontraktionsgeschwindigkeit. Auf diese Weise wird die Evolutionsbewegung schließlich bis zum Stillstand bei Erreichen von $a = a_2$ abgebremst. Danach erfolgt eine erneute Expansion ins Unendliche.

B. $a_1 < a < a_2$: Anfangswerte $a \in]a_1, a_2[$ sind unphysikalisch, weil die dann negative Funktion $F(a)$ über $\dot{a}^2 = F(a)$ die Größe $\dot{a}$ imaginär machen würde.

C. $a \leq a_1$: Lösungen mit $a \in [0, a_1]$ führen zu oszillierenden Universen. Diese beginnen in einem singulären Anfangszustand $a = 0$ mit der Expansionsrate $\dot{a} = 1$. Die fortschreitende Ausdehnung des Universums reduziert $\dot{a}$ immer weiter, bis nach einem momentanen Stillstand bei $a = a_1$ eine erneute Kontraktion einsetzt. Der Endzustand ist ebenso wie der Weltanfang singulär.

Die für $\tau = 0$ unter diesen Fallbedingungen auftretenden Friedmann-Modelle sind durch $0 < \Lambda < 4/(9C^2)$ charakterisiert.

(b) $\tau = -1/3$: Auch dieser Fall gehorcht der bei $\Lambda > 0$, $k = 0$, $\tau = -1/3$ angegebenen impliziten Lösungsgleichung. Im Prinzip besitzen die entstehenden Modelle große Ähnlichkeit mit denen von $\Lambda > 0$, $k = 0$, $\tau = -1/3$ und $\Lambda > 0$, $k = -1$, $\tau = -1/3$. Trotzdem machen die hier vorliegenden gesonderten Verhältnisse eine zusätzliche Fallunterscheidung erforderlich.

i. $C > 1$: Das Universum beginnt in einem nichtsingulären Zustand verschwindender Ausdehnung $a = 0$ und expandiert zunächst mit einer endlichen Expansionsrate $\dot{a} = C - 1 > 0$. Diese wächst mit fortschreitendem der Skalenfunktion a immer schneller an, um in unendlich ferner Zukunft schließlich undendlich groß zu werden. Der Kosmos expandiert daher indefinit.

ii. $C = 1$: Auch hier tritt ein indefinite Expansion des Kosmos ein begleitet von einer stetig anwachsenden Expansionsrate. In diesem Grenzfall liegt der Weltanfang aber unendlich weit in der Vergangenheit; außerdem gilt für $t \to -\infty$ die Beziehung $\dot{a}(t) = 0$.

iii. $C < 1$: Dieser Fall konfrontiert uns erneut mit dem schon bekannten Standardfall eines kollabierenden Universums mit anfänglich (d.h. bei $t \to -\infty$) unendlicher Ausdehnung und unendlich großer Kontraktionsrate, welche aber immer weiter abgebremst und bei Erreichen von $a = \sqrt{3(1-C)/\Lambda}$ schließlich nullifiziert wird. Danach erfolgt eine erneute Expansion symmetrisch zum Zustand minimaler Ausdehnung.

(c) $\tau < -1/3$: Infolge der Umformbarkeit der erweiterten Friedmann-Gleichung auf $\dot{a}^2 = a^{\epsilon}C + \Lambda a^2/3 - 1$ mit $\epsilon > 0$ ist dieser Fall relativ leicht zu behandeln. Er beschreibt Kosmen, die in einem Zustand unendlicher Ausdehnung beginnen, anschließend eine immer langsamer werdende Kontraktion durchmachen und nach einem momentanen Ruhezustand erneut expandieren. In unendlich langer Zeit wird erneut ein Zustand unendlicher Ausdehnung erreicht.

Literatur

[DRA1] J.Draeger: Grundlagen der modernen Kosmologie, Teil I, Die Urknallhypothese, Mitteilungsblätter der Astronomischen Arbeitsgruppe Laufen e.V. Vol.6(1993), S.2-11

[DRA2] J.Draeger: Grundlagen der modernen Kosmologie, Teil II, Die Evolution des Universums, Mitteilungsblätter der Astronomischen Arbeitsgruppe Laufen Vol.8(1993), S.16-32

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

International Meteor Organization 1994 Meteor Shower Calendar

Compiled by Alastair McBeath

based on contributions from Malcolm Currie, Ralf Koschack, Paul Roggemans, and Jeroen Van Wassenhove

prepared for Usenet and Compuserve by Andre Knoefel

1. Introduction

Welcome to the 1994 International Meteor Organization (IMO) Meteor Calendar. Inside are presented notes on some of the more impressive, interesting, or favorably-placed meteor showers of the year, together with tables featuring details on all the showers currently known to the IMO which produce definite photographic, radio, telescopic, or visual activity. Although ideally meteor data should be collected at all times when conditions permit throughout the year, such protracted monitoring is often not possible, thus the Calendar provides a ready means of helping to determine when a particular effort may be most usefully made for those with a rather restricted observing schedule.

The IMO aims to encourage, collect, analyze, and publish combined meteor data obtained from sites all over the globe in order to further our understanding of the meteor activity detectable from the Earth's surface. Results from only a few localized places can never provide such total comprehension, and it is solely by the support of many people across the whole world that our continuing steps towards constructing a true and complete picture of the near-Earth meteoroid flux can proceed. This means that all meteor workers, wherever they are and whatever methods they use to record meteors, should follow the standard IMO observing guidelines when compiling their information, and submit their data promptly to the appropriate Commission for analysis.

Visual and photographic techniques have long been popular, and allow nightly meteor coverage (weather permitting), although both suffer considerably from the presence of moonlight. Telescopic observations are far less popular, though they provide data for meteors fainter than the visual limit, and permit accurate plotting of meteor paths, from which the identification, position, size, and structure of shower radiants can be derived. A telescope or binoculars can readily be used to watch the low activity visual streams — many of which yield far more telescopic meteors than naked-eye ones — as well as the major showers. Video methods are now starting to be taken up, and these have the advantages, and disadvantages, of both photographic and telescopic observing, but are certain to increase in importance in the future. Radio receivers can be utilized at all times, regardless of clouds, moonlight, or daylight, and provide the only way in which 24-hour meteor observing can be accomplished for most latitudes. Again, both major and minor night-time streams can be followed as well as a number of known daytime showers, not to mention all those which may still await discovery.

Remember that all of the above modes also allow the monitoring of the continuous background flux of sporadic meteors. Though often treated as of lesser regard than the showers, the sporadics give an essential calibration for all other activities, and are furthermore a fascinating subject of study on their own. However and whenever you are able to observe, we wish you all a most successful year's work and very much look forward to receiving your data. Clear skies!

2. Highlights of the year

In this section, we look at some of the showers especially suitable for observation this year. Those not dealt with are largely omitted as their main maxima are badly affected by moonlight, including this year the Quadrantids, Orionids and Geminids. Remember that radio can still be employed to procure results even from moonlit showers, however. Information on special projects, new and suspected showers can be found in the IMO's bimonthly journal WGN, which should be regularly consulted for the latest news on all matters meteoric.

2.1. α-Leonids

ACT: December 28–February 13
MAX: uncertain, probably around January 10 or between January 24–31
ZHR = mainly telescopic
RAD: $\alpha = 156°$, $\delta = +09°$
V = 33 km/s
TFC: $\alpha = 140°$, $\delta = +37°$ and $\alpha = 151°$, $\delta = +22°$.

Many uncertainties exist about this chiefly telescopic shower. It may be active from late December or early January and recent observations have suggested strong telescopic rates from a radiant near $\alpha = 140°$, $\delta = +17°$ close to January 10. Whether this indicates two possible maxima for the shower is unknown. Due to the relative proximity of the δ-Cancrid radiant, it is important to use TFCs that will allow discrimination between the two sources. The new Moon favours checking for telescopic — or even low visual — rates around the January 10 "peak" in 1994, and the radiant is at a viable elevation from most sites after 22h local time.

2.2. Virginids

ACT: February 1–May 30
MAX: several
ZHR = 5
RAD: $\alpha = 195°$, $\delta = -04°$,
$\Delta\alpha$, $\Delta\delta$: see Table 2
RAR: $\alpha = 15° \times \delta = 10°$
V = 30 km/s
r = 3.0
TFC: $\alpha = 150° - 225°$, $\delta = +10° - 20°$ ($\beta < 35°$ N) or
$\delta = -10° - +20°$ ($\beta > 35°$ N)
choose pairs separated by around 30° in α, moving eastward through the shower's duration.

Many meteor workers have found streams with radiants clustered close to the ecliptic which are active at various, often overlapping, times throughout much of the year. Considering that many bodies in the solar system have orbital planes which lie close to that of the ecliptic this is not too surprising, but the clustering effect means it is frequently very difficult to separate individual components from complexes such as the Virginids. What we can state is that a number of low-activity radiants are active in Leo and Virgo in the opening month of the year, but that only careful visual plotting, telescopic and photographic observations will reveal more of the true activity which is occurring. Despite the high r-value and low ZHRs, occasional fireballs are reported giving extra interest to visual and photographic work.

Several maxima are thought to exist, most of these when the radiant region is in Virgo, so although sites in both hemispheres can be used by watchers, the equatorial and southern parts of the globe are rather better-favored. The center of radiation culminates after midnight in the early stages of activity, and shortly before that time by April-May, so the times near New Moon from February to May should be fully utilized to secure plenty of results.

2.3. α-Centaurids

ACT: January 28–February 21
MAX: February 7 ($\lambda = 318°$)
ZHR = variable – may reach 25+, usually 5–10
RAD: $\alpha = 210°$, $\delta = -59°$,
$\Delta\alpha = +1.2°$, $\Delta\delta = -0.3°$
DIA: 4°
V = 56 km/s
r = 2.0

The α-Centaurids are one of the main southern-hemisphere high points in the opening month of the year, producing many very bright, even fireball-class (meteors of or in excess of magnitude -3) objects. Their peak activity is most unpredictable. Generally, the best rates are only about 8 meteors per hour, but two to three hour bursts of ZHRs around 25 have occasionally been reported, most recently in 1980.

When another unusual return will occur is impossible to determine, but this year the 27-day old Moon affords an excellent prospect for visually and photographically watching what does happen. Thanks to their brilliance, even a normal return makes α-Centaurid meteors well worth looking out for, and almost one third regularly leave persistent glowing trains after them. Their radiant is nearly circumpolar from much of the sub-equatorial Earth, and is at a useful elevation from late evening onwards.

2.4. γ-Normids

ACT: February 25–March 22
MAX: March 14 ($\lambda = 353.7°$)
ZHR = 8
RAD: $\alpha = 249°$, $\delta = -51°$,
$\Delta\alpha = +1.1°$, $\Delta\delta = +0.1°$
DIA: 5°
V = 56 km/s
r = 2.4
TFC: $\alpha = 225°$, $\delta = -26°$ and
$\alpha = 215°$, $\delta = -45°$ ($beta < 15°$ S)

γ-Normid meteors are very similar to the sporadics in appearance, and for most of their activity period, their ZHR is virtually undetectable above this background rate. The peak itself is normally very sharp, though it has been suggested that the highest ZHR does vary, at times being scarcely noticeable. Post-midnight observing yields best results, when the radiant is rising to a reasonable elevation, and the Moon, new two days before the maximum, should present no real problems. All forms of observation can be carried out for them.

2.5. *β-Pavonids*

ACT: March 11–April 16
MAX: April 7, 4h UT ($\lambda = 17.2°$)
ZHR = var. – avg.: 13
RAD: $\alpha = 308°$, $\delta = -63°$,
$\Delta\alpha = +1.2°$, $\Delta\delta = +0.1°$, area: $\alpha = 10°$ and $\delta = 15°$
V = 59 km/s
r = 2.6
TFC: $\alpha = 268°$, $\delta = -35°$ and
$\alpha = 176°$, $\delta = -65°$ ($\beta < 10°$ S)

Only observable from the southern hemisphere, primarily in the second of the night as the radiant is very low before midnight, this stream's main peak suffers only slight problems from a waning cresent Moon this year.

Several submaxima have been noted the past and the rates can vary considerably from one return to the next, which gives further interest. Visual and telescopic plotting of shower members is especially valuable to refine our understanding of the radiant structure, though as many stream meteors are bright, photographic observing is worthwhile too.

2.6. *Scorpids/Sagittarids*

ACT: April 15–Juli 25
MAX: several
ZHR = 10
RAD: (June 4) $\alpha = 260°$, $\delta = -30°$,
$\Delta\alpha$, $\Delta\delta$: see Table 3
RAR: $\alpha = 15° \times \delta = 10°$
V = 30 km/s
r = 2.3
TFC: 20° north or south of the ecliptic separated by 15° to 25°,
$\alpha = 230° - 280°$ ($\beta < 40°$ N)

Many stream catalogues feature at least some of the showers from this complex, with radiants in Scorpius, Ophiuchus and Sagittarius, but very few of the component streams can be defined with certainty, hence the very diffuse radiant given here. Too little serious study of this group of showers has so far been carried out to try to resolve any but the chief maxima, although others may well exist, with varying ZHRs.

Although radio and visual results would be useful, particularly visual plotting of stream members near the radiant area, telescopic and photographic work is really necessary to help properly discover the full radiant structure. Many of the meteors are bright, and some fireballs are recorded in most years, so photography is distinctly practical despite the generally low ZHRs.

A glance at the negative declination for the radiant center shows the complex to be best seen from south of the equator, but activity is still visible from the northern hemisphere too, and all watchers should make full use of the New Moon periods of early to mid April, May, June and July in 1994 to obtain plenty of results on this body of streams, especially in early June, when a number of telescopic maxima may occur. As the overall radiant area culminates at roughly local midnight throughout these months, shower members should be occurring for almost the whole night.

2.7. *June Daylight Radio Streams*

- **Arietids:**

ACT: May 22–July 2
MAX: June 7 ($\lambda = 76.7$)
ZHR = 60
RAD: $\alpha = 044°$, $\delta = +24°$,
$\Delta\alpha = +0.5°$, $\Delta\delta = +0.4°$
DIA: 3°
V = 37 km/s
OBS: 50° N: 06h–14h, 35° S: 08h–12h

- **ζ-Perseids:**

ACT: May 20–July 5
MAX: June 9 ($\lambda = 78.6$)
ZHR = 40
RAD: $\alpha = 062°$, $\delta = +23°$,
$\Delta\alpha = +1.1°$, $\Delta\delta = +0.4°$
V = 29 km/s
OBS: 50° N: 07h–15h, 35° S: 09h–13h

- **β-Taurids:**

ACT: June 5–July 17
MAX: June 28 ($\lambda = 96.7$)
ZHR = 25
RAD: $\alpha = 086°$, $\delta = +19°$,
$\Delta\alpha = +0.6°$, $\Delta\delta = +0.3°$
DIA: 3° – 7°
V = 30 km/s
OBS: 50° N: 08h–15h, 35° S: 09h–13h

These are three of the most active daylight streams of the year, and as such are observable chiefly by radio means, though other observers from about the northern tropics southwards may be fortunate enough to spot a few stream members soon after dusk or shortly before dawn by visual methods. All three were discovered by radio detectors at Jodrell Bank in England in 1947, and all have been observed by other professional radar meteor projects since that time. However, little routine monitoring of the showers' behavior has been carried out on a year-by-year basis, so there is still much to learn. Unfortunately, June is also the time of maximum Sporadic-E occurrence during the year, which can make forward-scatter observing of the maxima difficult, but it is still very important.

2.8. *Pegasids*

ACT: July 7–11
MAX: July 10 ($\lambda = 107.7°$)
ZHR = 8
RAD: $\alpha = 340°$, $\delta = +15°$;
$\Delta\alpha = +0.8°$, $\Delta\delta = +0.2°$
DIA: 5°
V = 70 km/s
r = 3.0
TFC: $\alpha = 320°$, $\delta = +10°$ and
$\alpha = 332°$, $\delta = +33°$ ($beta > 40°$ N)
$\alpha = 357°$, $\delta = +02°$ ($beta < 40°$ N)

Watching this very short-lived minor shower is not easy, as a few cloudy nights mean its loss for visual observers, but the Moon will be just pas new for its peak this year, and all — particularly those in the northern hemisphere — should attempt to cover it. The shower is best-observed in the second half of the night, and the maximum ZHR may vary from year to year. Telescopic data would be especially welcomed to help in confirming the radiant position.

2.9. α-*Lyrids*

ACT: July 9–20
MAX: July 15 ($\lambda = 113°$)
RAD: $\alpha = 281°$, $\delta = +38°$
DIA: 2°
V = approx. 50 km/s
TFC: $\alpha = 310°$, $\delta = +15°$ and
$\alpha = 254°$, $\delta = +14°$ ($\beta > 010°$ S)

Observations of this telescopic shower — visual rates are usually so low as to be indistinguishable from the sporadic background — are needed on a regular basis, since at its discovery by Czechoslovak and Soviet observers in 1958, it was the most active telescopic shower, with average rates about 25 meteors per hour in larger binoculars. In 1969, activity was also good, but recently the level has been much lower. Whether this is due to the stream moving away from the Earth, or to a periodic nature, is unknown. Northern hemisphere observers are best able to cover the shower, with the radiant high in the sky all night, and the waxing crescent Moon at the shower's predicted peak will give no real trouble.

2.10. *Perseids*

ACT: July 17–August 24
MAX: Main maxima: August 12, 7h UT ($\lambda = 139.45°$ – see below) and 15h UT ($\lambda = 140.1°$)
ZHR = 95
RAD: $\alpha = 046°$, $\delta = +58°$,
$\Delta\alpha$, $\Delta\delta$: see Table 4
DIA: 5°
V = 59 km/s
r = 2.6
TFC: $\alpha = 019°$, $\delta = +38°$ and
$\alpha = 348°$, $\delta = +74°$ before 2h local time
$\alpha = 043°$, $\delta = +38°$ and
$\alpha = 073°$, $\delta = +66°$ after 2h local time ($\beta > 20°$ N)

The Perseids have become the single most exciting and dynamic meteor shower recent times, with outbursts producing ZHRs of approx 400+ in both 1991 and 1992. The return of the showers parent comet P/Swift-Tuttle in late 1992 created further interest, and undoubtedly, the events of 1993 August will yield more material for speculation on the stream.

Unfortunately, this dynamic nature has meant attempts to predict the peak time for the shower have become increasingly difficult, and the time given above is based on the 1992 outburst. This is naturally subject to further modification and revision after the 1993 return, and WGN will keep you fully informed as to developments, as well as what to record if very high activity is seen. Whether a further outburst can be expected in 1994 is an unknown, but all observers should be alert in case.

Moonlight favours the pre- up to early post-maximum phases of the Perseids this year, and all observing techniques should be employed. Telescopic watching near the main peak is valuable in confirming or clarifying the possible multiple nature of the Perseid radiant, something not detectable visually, while a series of five-minute photographic observations of the zenith, if high activity happens, will help define the true activity, another item very difficult to determine from visual results alone. Video data would also be invaluable under these circumstances, and radio data will enable early confirmation, or detection, of a poorly-seen — perhaps otherwise unobserved — outburst.

2.11. α- *and* δ-*Aurigids*

- **α-Aurigids:**

ACT: August 24–September 5
MAX: September 1 ($\lambda = 158.6°$)
ZHR = 15
RAD: $\alpha = 084°$, $\delta = +42°$,
$\Delta\alpha = +1.1°$, $\Delta\delta = 0.0°$
DIA: 5°
V = 66 km/s
r = 2.5
TFC: $\alpha = 052°$, $\delta = +60°$,
$\alpha = 043°$, $\delta = +39°$ and
$\alpha = 023°$, $\delta = +41°$ ($beta > 10°$ S)

- **δ-Aurigids:**

ACT: September 5–October 10
MAX: September 9 ($\lambda = 166.7°$)
ZHR = 7
RAD: $\alpha = 060°$, $\delta = +47°$,
$\Delta\alpha = +1.0$, $\Delta\delta = +0.1$
DIA: 5°

V $= 64\,\mathrm{km/s}$
r $= 3.0$
TFC: as α-Aurigids

These are both essentially northern hemisphere events, and are badly in need of more observing effort. Despite occuring close to one another in time, and radiating from the same constellation, they are separate streams. The α-Aurigids are the more active, with unusual bursts giving ZHRs of approx 30–40 meteors per hour reported in 1935 and 1986, but they have not been regularly observed, so other events may have been missed. The δ-Aurigids produce lower rates generally, and have yet to be well-seen in more than an occasional year.

1n 1994, we have the opportunity to improve our knowledge of both showers, since new Moon falls on September 5, thus both maxima can be observed in dark skies for once. Telescopic data confirm the radiants — and possibly observe the telescopic Beta-Cassiopeid shower simultaneously — would be especially welcomed, but visual plotting and photography would be very useful too. The shower radiants are at a useful elevation from roughly 23h–00h onwards, so protracted watching is distinctly possible.

2.12. Taurids

- **Taurids South:**

  ACT: September 15–November 25
  MAX: November 3 ($\lambda = 220.7°$)
  ZHR $= 10$
  RAD: $\alpha = 050°$, $\delta = +14°$,
  $\Delta\alpha$, $\Delta\delta$: see Table 6
  RAR: $\alpha = 10° \times \delta = 5°$
  V $= 27\,\mathrm{km/s}$
  r $= 2.3$
  TFC: Choose fields on the ecliptic and approx 10° E or W of the radiants or four fields to the NE, NW, SE and SW of the radiants ($\beta > 40°$ S)

- **Taurids North:**

  ACT: September 13–November 25
  MAX: November 13 ($\lambda = 230.7°$)
  ZHR $= 8$
  RAD: $\alpha = 060°$, $\delta = +23°$,
  $\Delta\alpha$, $\Delta\delta$: see Table 6
  RAR: $\alpha = 10° \times \delta = 5°$
  V $= 29\,\mathrm{km/s}$
  r $= 2.3$
  TFC: as Southern Taurids

These two streams form a complex associated with Comet P/Encke. Both radiants are difficult to define precisely, and usually only visual or telescopic plotting permits easy differentiation between the two showers. Further work of this sort will no doubt be beneficial to our understanding of the Taurids, and the brightness of many shower members coupled with their low relative velocity makes them ideal targets for photography.

Combined activity from these sources remains at about 3–4 meteors per hour from roughly late October to late November, while both maxima are broad and flat, lasting for about a week or more with nearly constant ZHRs. This steady activity and slow apparent speed means that these are excellent showers for newcomers to practice their visual meteor plotting techniques on, choosing areas of sky some 20°–30° east or west of the radiants.

This year, lunar conditions are especially conducive to watching the Southern Taurid peak, with New Moon on November 3. The near-ecliptic radiant positions for both shower branches mean all meteoricists can observe the streams, though the northern hemisphere is rather more favored, however, with suitable radiant zenith distances for most of the night. Even in the southern hemisphere, though, a good 3–5 hours around local midnight sees the constellation of Taurus well above the horizon from many areas.

2.13. Leonids

ACT: November 14–21
MAX: November 18, 01h UT ($\lambda = 235.55°$)
ZHR: periodic – up to storm levels, recently 10–15
RAD: $\alpha = 152°$, $\delta = +22°$,
$\Delta\alpha = +0.7°$, $\Delta\delta = -0.4°$
DIA: 5°
V $= 71\,\mathrm{km/s}$
r $= 2.5$
TFC: $\alpha = 140°$, $\delta = +35°$ and
$\alpha = 129°$, $\delta = +06°$ ($\beta > 35°$ N) or
$\alpha = 156°$, $\delta = -03°$ and
$\alpha = 129°$, $\delta = +06°$ ($beta < 35°$ N)

The Leonid stream is perhaps most famous for its periodic storms occurring at roughly 33-year intervals when its associated comet, P/Tempel-Tuttle, returns to perihelion. This situation is due to happen again in the years 1998–2000, and Leonid activity is expected to increase in the next few years as the comet approaches. Clearly, we have the best opportunity ever to follow these changes in the coming years more fully than has been previously possible, and to take advantage of these circumstances in a special International Leonid Watch project that has been set up with IMO help to cordinate world-wide professional and amateur Leonid studies. All observing methods should be pursued to ensure that no detail is missed, with data collection already begun in 1991, intended to continue into the next century.

In 1994, circumstances could not be worse for all watchers north or south of of the equator, since the Moon will be full in Taurus on November 18. However, the importance of obtaining data now in case unusual rates occur is high, so observers — especially radio observers — should be active. The radiant rises only after midnight from most latitudes.

2.14. χ-*Orionids*

ACT: November 26–December 15
MAX: December 2 ($\lambda = 250.0°$)
ZHR = 3
RAD: $\alpha = 082°$, $\delta = +23°$, $\Delta\alpha = +1.2°$, $\Delta\delta = 0.0°$
DIA: 8°
V = 28 km/s
r = 3.0
TFC: $\alpha = 083°$, $\delta = +09°$ and $\alpha = 080°$, $\delta = +24°$

This weak visual stream is moderately active telescopically, although a number of brighter meteors have been recorded by professional photographic patrols in the past too. The shower has a double radiant (at least), but the southern branch has been rarely detected. A combined radiant as assumed for visual work, but binocular observers should be better-able to define the true radiant structure. New Moon on December 2 coincides perfectly with the shower's peak this year, and the radiant, actually in eastern Taurus, is well-displayed for virtually the entire night for all global watchers.

3. Abbreviations

α, δ, $\Delta\alpha$, $\Delta\delta$: Coordinates for a shower's radiant position, usually at maximum; α is right ascension, and δ is declination. Δ indicates the change in either alpha or delta per day.

r: Poplation index, a term computed from each shower's meteor magnitude distribution. $r = 2.0$–2.5 is brighter than average, while r above 3.0 is fainter than average.

λ: Solar longitude, given for the equinox 2000.0.

V: Atmospheric or apparent meteoric velocity given in km/s.

ZHR: Zenithal Hourly Rate, a calculated maximum number of meteors an ideal observer would see in a perfectly clear skies with the shower radiant overhead. This figure is given in terms of meteors per hour.

TFC: Suggested telescopic field centers. β is the observer's latitude ("<" means "south of" and ">" means "north of"). Pairs of fields must be observed, alternating about every half hour, so that the positions of radiants can be defined.

4. Useful addresses

For more information on observing techniques, and when submitting results, please contact the appropriate IMO Commission Director:

Fireball Data Center : A. Knoefel, Saarbrueckerstrasse 8, (FIDAC) D-40476 Duesseldorf, Germany. (e-mail: starex@tron.gun.de)

Photographic Commission: D. Heinlein, Lilienstrasse 3, D-86156 Augsburg, Germany. (e-mail: heinlein@dhdmpi5.bitnet)

Radio Commission: J. Van Wassenhove, 's Gravenstraat 66, B-9810 Nazareth, Belgium.

Telescopic Commission: M. Currie, 25 Collett Way, Grove, Wantage, Oxon. OX12 0NT, UK. (e-mail: mjc@astrophysics.starlink.rutherford.ac.uk)

Visual Commission: R. Koschack, Hochwaldstrasse 12, A 131, D-02763 Zittau, Germany.

For further details on IMO membership, please write to: Ina Rendtel, IMO Treasurer, Gontardstrasse 11 D-14471 Potsdam, Germany. (e-mail: rnl@babel.aip.de)

Please try to enclose return postage when writing to any IMO officials, either in the form of stamps (same country only) or as an International Reply Coupon (I.R.C.— available from main postal outlets). Thank you!

5. Tables

Table 1: Working list of visual meteor showers. Streams marked with an asterisk only produce the indicated ZHR in certain years, and otherwise produce much lower activity. Contact the IMO's Visual Commission for more information.

Shower	Activity	Maximum		Radiant			Drift		V	r	ZHR
		Date	λ	α	δ	Diam	$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$			
			(°)	(°)	(°)	(°)	(°)	(°)	km/s		
Quadrantids	Jan 01–Jan 05	Jan 03	283.1	230	+49	5	+0.8	−0.2	41	2.1	110
π-Puppids II[3]	Jan 06–Jan 14	Jan 10	290.7	113	−43	5	+0.4	−0.2	35	3.0	
δ-Cancrids	Jan 05–Jan 24	Jan 17	296.7	130	+20	10/5	+0.9	−0.1	28	3.0	5
α-Crucids	Jan 06–Jan 28	Jan 19	299.7	192	−63	10/5	+1.1	−0.2	50	2.9	5
λ-Velids II[3]	Jan 18–Jan 26	Jan 21	301.7	133	−46	5	+0.7	−0.2	35	3.0	
α-Carinids	Jan 24–Feb 09	Jan 31	311.7	95	−54	5			25	2.5	
Virginids	Feb 01–May 30	several		195	−04	15/10	Table 2		30	3.0	5
θ-Centaurids	Jan 23–Mar 12	Feb 01	312.7	210	−40	6	+1.1	−0.2	60	2.6	
α-Centaurids *	Jan 28–Feb 21	Feb 07	318.7	210	−59	4	+1.2	−0.3	56	2.0	25+
o-Centaurids	Jan 31–Feb 19	Feb 11	322.7	177	−56	6	+1.0	−0.3	51	2.8	
δ-Leonids	Feb 05–Mar 19	Feb 15	326.7	159	+19	8	+0.9	−0.3	23	3.0	3
γ-Normids	Feb 25–Mar 22	Mar 14	353.7	249	−51	5	+1.1	+0.1	56	2.4	8
β-Pavonids	Mar 11–Apr 16	Apr 07	017.2	308	−63	10/15	+1.2	+0.1	59	2.6	13

Table 1: (continued)

Shower	Activity	Maximum		Radiant			Drift		V	r	ZHR
		Date	λ	α	δ	Diam	$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$			
			(°)	(°)	(°)	(°)	(°)	(°)	km/s		
Scorpid/Sagittarids[1]	Apr 15–Jul 25	several		260	−30	15/10	Table 3		30	2.3	10
Lyrids *	Apr 16–Apr 25	Apr 22	032.1	271	+34	5	+1.1	0.0	49	2.9	90
π-Puppids *	Apr 15–Apr 28	Apr 23	033.3	110	−45	5	+0.6	−0.2	18	2.0	40
α-Bootids	Apr 14–May 12	Apr 27	036.7	218	+19	8	+0.9	−0.1	20	3.0	3
η-Aquarids	Apr 19–May 28	May 03	043.1	336	−02	4	+0.9	+0.4	66	2.7	50
α-Scorpids[2]	Mar 26–May 12	May 03	043.4	240	−27	5	+0.9	−0.1	35	2.5	10
Ophiuchids N [2]	Apr 25–May 31	May 10	049.7	249	−14	5	+0.9	−0.1	30	2.9	
β-Corona Australids[2]	Apr 23–May 30	May 15	054.7	284	−40	5	+0.9	−0.1	45	3.1	
κ-Scorpids[2]	May 04–May 27	May 19	058.9	267	−39	5	+0.9	0.0	45	2.8	
Ophiuchids S[2]	May 13–May 26	May 20	059.8	258	−24	5	+0.9	−0.1	30	2.9	
ω-Scorpids[2]	May 23–Jun 15	Jun 04	074.2	243	−22	5	+0.9	−0.1	23	3.0	
χ-Scorpids[2]	May 24–Jun 20	Jun 05	075.2	248	−14	6	+0.9	−0.1	21	3.1	
γ-Sagittarids[2]	May 22–Jun 13	Jun 06	076.1	272	−28	6	+0.9	0.0	29	2.9	
θ-Ophiuchids[2]	Jun 04–Jul 15	Jun 13	082.4	267	−20	5	+0.9	0.0	27	2.8	
Lyrids (Jun)	Jun 11–Jun 21	Jun 16	085.2	278	+35	5	+0.8	0.0	31	3.0	5
Bootids (Jun)	Jun 26–Jun 30	Jun 28	096.3	219	+49	8			14	3.0	2
λ-Sagittarids[2]	Jun 05–Jul 25	Jul 01	099.6	276	−25	6	+0.9	0.0	23	2.6	
Pegasids	Jul 07–Jul 11	Jul 10	107.7	340	+15	5	+0.8	+0.2	70	3.0	8
Phoenicids (Jul)	Jun 24–Jul 18	Jul 15	112.7	021	−43	7	+1.0	+0.2	47	3.0	
Piscis Austrinids	Jul 09–Aug 17	Jul 28	125.7	341	−30	5	+1.0	+0.2	35	3.2	8
δ-Aquarids S	Jul 08–Aug 19	Jul 28	125.7	339	−16	5	Table 4		41	3.2	20
α-Capricornids	Jul 03–Aug 25	Jul 30	126.7	307	−10	8	Table 4		23	2.5	8
ι-Aquarids S	Jul 15–Aug 25	Aug 04	131.7	333	−15	5	Table 4		34	2.9	3
δ-Aquarids N	Jul 15–Aug 25	Aug 12	139.7	337	−05	5	Table 4		42	3.4	5
Perseids	Jul 17–Aug 24	Aug 12	139.9	046	+58	5	Table 4		59	2.6	95
κ-Cygnids	Aug 03–Aug 31	Aug 18	145.7	286	+59	6			25	3.0	5
ι-Aquarids N	Aug 11–Sep 20	Aug 20	147.7	327	−06	5	Table 4		31	3.2	3
π-Eridanids	Aug 20–Sep 05	Aug 29	155.7	052	−15	6	+0.8	+0.2	59	2.8	
α-Aurigids	Aug 24–Sep 05	Sep 01	158.6	084	+42	5	+1.1	0.0	66	2.5	15
δ-Aurigids	Sep 05–Oct 10	Sep 09	166.7	060	+47	5	+1.0	+0.1	64	3.0	7
Piscids S	Aug 15–Oct 14	Sep 20	177.7	008	00	8	+0.9	+0.2	26	3.0	3
κ-Aquarids	Sep 08–Sep 30	Sep 21	178.7	339	−02	5	+1.0	+0.2	16	3.0	3
Puppid/Velids	Sep 28–Dec 30	several		Table 5		10	Table 5		41	2.9	
Capricornids (Oct)	Sep 20–Oct 14	Oct 03	189.7	303	−10	5	+0.8	+0.2	15	2.8	3
σ-Orionids	Sep 10–Oct 26	Oct 05	191.7	086	−03	5	+1.2	0.0	65	3.0	3
Draconids *	Oct 06–Oct 10	Oct 10	197.0	262	+54	5			20	2.6	storm
ε-Geminids	Oct 14–Oct 27	Oct 20	206.7	104	+27	5	+1.0	0.0	71	3.0	5
Orionids	Oct 02–Nov 07	Oct 21	208.4	095	+16	10	+1.2	+0.1	66	2.9	25
Taurids S	Sep 15–Nov 25	Nov 03	220.7	050	+14	10/5	Table 6		27	2.3	10
Taurids N	Sep 13–Nov 25	Nov 13	230.7	060	+23	10/5	Table 6		29	2.3	8
Leonids *	Nov 14–Nov 21	Nov 18	235.6	152	+22	5	+0.7	−0.4	71	2.5	storm
α-Monocerotids	Nov 15–Nov 25	Nov 21	239.4	117	−06	5	+1.1	−0.1	60	2.7	5
χ-Orionids	Nov 26–Dec 15	Dec 02	250.0	082	+23	8	+1.2	0.0	28	3.0	3
Phoenicids (Dec) *	Nov 28–Dec 09	Dec 06	254.3	018	−53	5	+0.8	+0.1	18	2.8	100
σ-Puppids II[3]	Nov 27–Dec 12	Dec 06	254.7	102	−45	5	+0.3	−0.1	38	2.9	
Monocerotids (Dec)	Nov 27–Dec 17	Dec 10	258.7	100	+14	5	+1.2	0.0	42	3.0	5
σ-Hydrids	Dec 03–Dec 15	Dec 11	259.7	127	+02	5	+0.7	−0.2	58	3.0	5
Geminids	Dec 07–Dec 17	Dec 14	262.0	112	+33	4	+1.0	−0.1	35	2.6	110
Coma Berenicids	Dec 12–Jan 23	Dec 19	267.7	175	+25	5	+0.8	−0.2	65	3.0	65
Ursids *	Dec 17–Dec 26	Dec 22	270.9	217	+75	5			33	3.0	50
τ-Puppids[3]	Dec 19–Dec 30	Dec 23	272.0	104	−50	5	+0.2	−0.1	33	3.0	

[1] Radiation area of the Scorpid-Sagittarid complex. Observers north of 30° N should only take into account this area.

[2] Major components of the Sco-Sgr complex, to be analyzed by observers south of 30° N only.

[3] Major components of the Puppid/Velid complex.

Tab. 2. Virginid complex radiant center motion.

Date	α (°)	δ (°)	Date	α (°)	δ (°)	Date	α (°)	δ (°)	Date	α (°)	δ (°)
Feb 03	159	+15	Mar 05	182	+01	Apr 04	200	−06	May 04	211	−11
13	167	+09	15	189	−02	14	204	−08	14	214	−12
23	174	+05	25	195	−04	24	208	−09	24	217	−13

Tab. 3. Scorpid/Sagittarid complex radiant center motion.

Date	α (°)	δ (°)	Date	α (°)	δ (°)	Date	α (°)	δ (°)	Date	α (°)	δ (°)
Apr 15	224	−18	May 05	236	−25	Jun 04	260	−30	Jul 04	288	−27
25	230	−22	15	243	−27	14	269	−30	14	297	−24
			25	251	−29	24	279	−28	24	306	−20

Tab. 4. Radiant drifts for the α-Capricornids, the δ-Aquarids South and North, the ι-Aquarids South and North, and the Perseids.

Date	α-Cap		δ-Aqr S		δ-Aqr N		ι-Aqr S		ι-Aqr N		Perseids	
	α (°)	δ (°)	α (°)	δ (°)	α (°)	δ (°)	α (°)	δ (°)	α (°)	δ (°)	α (°)	δ (°)
Jul 05	290	−14	321	−21								
15	296	−13	329	−19	316	−10	311	−18			012	+51
25	303	−11	337	−17	323	−09	322	−17			023	+54
Aug 05	312	−09	345	−14	332	−06	334	−15			037	+57
15	318	−06	352	−12	339	−04	345	−13	322	−07	050	+59
25	324	−04			347	−02	355	−11	332	−05	065	+60
Sep 05							343	−03				
15							353	−02				

Tab. 5. Puppid/Velid complex radiant center motion.

Date	α (°)	δ (°)	Date	α (°)	δ (°)	Date	α (°)	δ (°)	Date	α (°)	δ (°)
			Oct 10	107	−44	Nov 10	116	−44	Dec 10	132	−44
			20	110	−44	20	120	−44	20	137	−44
Sep 30	104	−44	30	113	−44	30	126	−44	30	141	−44

Tab. 6. Radiant positions for the Taurids South and North.

Date	Taurids S		Taurids N	
	α (°)	δ (°)	α (°)	δ (°)
Sep 15	011	+01	008	+06
20	015	+02	012	+07
30	023	+05	021	+11
Oct 10	031	+08	029	+14
20	039	+11	038	+17
30	047	+13	047	+20
Nov 10	056	+15	058	+22
20	064	+16	067	+24
25	069	+17	072	+24

Tab. 7. Working list of daytime radio meteor streams. The "Best Observed" columns give the approximate local mean times between which a four-element antenna at an elevation of 45° receiving a signal from a 30-kW transmitter 1000 km away should record at least 85% of any suitably positioned radio-reflecting meteor trails for the appropriate latitudes. Note that this is often heavily dependent on the compass direction in which the antenna is pointing, however, and applies only to dates near the shower's maximum. For more details, please contact the IMO's Radio Commission.

Shower	Activity	Maximum		Radiant		Best Observed		ZHR
		Date	λ	α	δ			
			(°)	(°)	(°)	50° N	35° S	
Cap/Sagittarids	Jan 13-Feb 04	Feb 01	312.5	299	-15	11h-14h	09h-14h	15
χ-Capricornids	Jan 29-Feb 28	Feb 13	324.7	315	-24	10h-13h	08h-15h	5
Piscids (Apr)	Apr 08-Apr 29	Apr 20	030.3	007	+07	07h-14h	08h-13h	
δ-Piscids	Apr 24-Apr 24	Apr 24	034.2	011	+12	07h-14h	08h-13h	
ε-Arietids	Apr 24-May 27	May 09	048.7	044	+21	08h-15h	10h-14h	
Arietids (May)	May 04-Jun 06	May 16	055.5	037	+18	08h-15h	09h-13h	
o-Cetids	May 05-Jun 02	May 20	059.3	028	-04	07h-13h	07h-13h	15
Arietids	May 22-Jul 02	Jun 07	076.7	044	+24	06h-14h	08h-12h	60
ζ-Perseids	May 20-Jul 05	Jun 09	078.6	062	+23	07h-15h	09h-13h	40
β-Taurids	Jun 05-Jul 17	Jun 28	096.7	086	+19	08h-15h	09h-13h	25
γ-Leonids	Aug 14-Sep 12	Aug 25	152.2	155	+20	08h-16h	10h-14h	
Sextantids	Sep 09-Oct 09	Sep 27	184.3	152	00	06h-12h	06h-13h	30

Tab. 8. Lunar phases for 1994

Last Quarter	J 05	F 03	M 04	A 03	M 02	J 01	J 30	J 30	A 29	S 28	O 27	N 26	D 25
New Moon	J 11	F 10	M 12	A 11	M 10	J 09	J 08	A 07	S 05	O 05	N 03	D 02	
First Quarter	J 19	F 18	M 20	A 19	M 18	J 16	J 16	A 14	S 12	O 11	N 10	D 09	
Full Moon	J 27	F 26	M 27	A 25	M 25	J 23	J 22	A 21	S 19	O 19	N 18	D 18	

A Personal Adventure in Home Computing: The Origin of Comet Shoemaker-Levy 9

Andrew J. LePage
Internet: `lepage@bur.visidyne.com`

Abstract. From the Electronic Journal of the Astronomical Society of the Atlantic (EJASA), Vol. 5, No. 8 — March 1994.

Despite recent trends in our society, I never felt inclined to purchase a Personal Computer (PC) for home use. This is not to say that I do not use computers. Nearly every work day during the past decade I have sat in front of a computer terminal or workstation of one sort or another. I program them, transfer and analyze data with them, send Electronic Mail (E-Mail), and use them to perform a multitude of other useful tasks.

Still, with every cryptic error message that appears on the screen, I cannot help but wonder what twist of fate sentenced me to a career that requires my using these autistic minions of Mephistopheles. I just do not like computers and the last thing I wanted to do was let one of these little beasts into my home.

At work there exist those wizard-like individuals known as System Managers. These saints of the late Twentieth Century are the ones who have to deal with all the mundane and mystical tasks required to keep computers and networks running. I knew just enough about their activities to confidently state that I wanted nothing to do with it. I wanted to be nothing more than a User. Owning a PC meant that I would have to become, in some sense, a System Manager.

For half of my professional career I worked for a major computer company where PC was a four-letter word. There were none to be found in my lab whether I needed one or not. As a result, I had absolutely no experience with PCs, which just added to their mystery. If there was ever something I really wanted to calculate for an article or just out of curiosity, I would use my handy-dandy programmable calculator. If it were a rather large task, I would derive the needed equations, write my own programs, and run them on the computers at work on my own time. All in all, I had little need for a PC.

Things have changed over the past several years. I still tend to hate computers to the point where it is almost a phobia. However, I have changed jobs and now have access to PCs, so I have learned to do the basics with them. Many members of my family are very PC-literate and are more than willing to help me with my PC problems. Today's PCs are as powerful as the minicomputers I was using in the lab ten years ago. Combined with the array of quality software that is available on the market today, one can do more on a PC than I could ever hope to do if I were to program a workstation from scratch in my spare time. It was beginning to look as though a PC might be necessary after all.

The Plunge

On July 29, 1993, I took the plunge and bought a PC. Within a couple of days — with the help of my brother — we got the little beast up and running. Around this same time word was spreading about the impending impact of comet Shoemaker-Levy 9 (SL-9) on Jupiter in July of 1994. The amateur orbital dynamicist in me could not resist. I had to simulate this orbit, but it would take forever to write my own program to do it. Fortunately, there is PC-compatible software that will do the trick.

The first major software purchase I made was one of the new commercially available solar system simulators. After I installed the program, I immediately called up the preloaded orbital elements of SL-9 and ran things forward in time. The little comet disappeared in a pleasing flash of light as it plunged into the Jovian atmosphere on the predicted day. The next day I loaded the latest orbital elements I obtained from the Internet and performed the simulation again with similar results.

Normally, this would have been the end of it. After all, from how many angles or levels of magnification can one watch a simulated impact, even if the graphics are pretty? However, the experimentalist in me naturally wanted to do a thorough job. The only other thing to do was to run the simulation backwards in time. I used two test bodies, each using one of the two sets of elements I had in hand. I ran the simulation backwards and encountered the bane of every classical Newtonian determinist: Chaos. At first the two test bodies followed similar paths. Then, as the years passed, they slowly diverged. By the time both were free of Jupiter's influence, they were in similar orbits but in totally different parts of the sky. After a few checks to ensure that I was not observing some sort of program or machine induced error, I became convinced that the orbit of comet SL-9 was chaotic.

The Experiment

Despite this little setback, I was still curious as to where SL-9 came from. Chaos would make it impossible for myself and even professional astronomers to precisely determine the position of this strange comet, particularly before its capture by Jupiter. However, I thought perhaps that I could make some sort of statistical statement as to the whereabouts of SL-9 at any given point in time. So I designed an experiment.

First, I obtained Don Yeoman's and Paul Chodas' orbital element solution number 22 (and later number 28) and their uncertainties and produced a swarm of test bodies scattered fairly evenly in parameter space. Hopefully, this would be a realistic sample of all the possible orbits of SL-9. Second, I assumed that any computational errors would be random and that over a long enough time span — with a large sample of test objects — these errors would average out to be zero. Finally, I had to assume that a chaotic system such as this could be meaningfully quantified by what is essentially a Monte Carlo simulation.

After 1500 hours of computer time (that's right, two months at twenty-four hours a day) and numerous checks, I had a group of eighteen test bodies which I felt were representative of all possible SL-9 orbits. Being painfully aware of statistics, I realized that such a small test population would be a pollster's nightmare and result in statistical uncertainties of give-or-take about twenty-five percent. Thankfully, though, the test bodies' orbits did follow a pattern and I felt some meaningful conclusions could be drawn. At the very least, I was able to glimpse the majesty and grandeur of the forces that shape the orbits of the countless unseen bodies that inhabit the outer parts of our solar system.

The Results — Capture

The first obvious question about comet SL-9 is when was it captured by Jupiter? Based on the results of my simulation, I would say around the year 1970. Actually, I should state that there is an eighty-three percent probability that SL-9 was captured by 1970. Reading between the lines of some of the professional papers and abstracts I have seen on SL-9 orbital simulations, it seems that 1970 was about when the capture likely took place. So it appeared that my simulation was on the right track.

Table 1 lists the probabilities that SL-9 was in orbit around Jupiter by a certain date.

According to my simulation, capture could have occurred sometime between the late 1880s and the late 1970s. This may seem to be a large range of dates, but we are dealing with the unpredictability of chaos. Still, given the statistically significant forty-four percent transition that took place in the late 1960s (a 1.9 sigma change, to use the technical jargon), it is statistically most likely the capture took place around 1970.

Tab. 1. Probabilities of SL-9 being in orbit around Jupiter.

Year	Probability
1980	100%
1975	94%
1970	83%
1965	39%
1960	39%
1940	28%
1920	17%
1900	6%
1880	0%

The next question is what sort of orbit did SL-9 have before its capture? There is an eleven percent probability that SL-9 was captured from a low inclination orbit with a perihelion near Jupiter and an apohelion near Saturn. With an eighty-nine percent probability, it seems more likely that SL-9 was captured from a low inclination orbit with an apohelion near Jupiter and a perihelion buried in the main Planetoid Belt no closer than about 2.5 astronomical units (AU) from the Sun. One AU equals the average distance between the Sun and Earth, or about 150 million kilometers (93 million miles).

This sort of orbit looks much like that of a short-period comet. I naturally wondered if perhaps SL-9 was observed before its capture? Unfortunately, unless the comet is fresh from the outer solar system, they will rarely display any significant cometary activity at 2.5 AU. The Sun's feeble heat at such a distance will vaporize only the most volatile of ices. This makes discovery less likely but not impossible. A search of a cometary orbit data base, however, showed no likely candidates. The average three-degree inclination of the precapture orbits was just too low. If SL-9 graced our skies before its discovery, it happened centuries or millennia ago, if ever.

The Results — The Past

For my statistical studies of SL-9's possible orbits, I decided to make several broad classes of orbits and determine how their populations change with time. These classes are as follows:

Class 1 — Jupiter-Planetoid Belt: Bodies in this class had a perihelion of between one and about four AU and an apohelion near Jupiter. The period of revolution ranged between five and ten years.

Class 2 — Jupiter-Co-Orbital: Bodies in this class of orbit had periods ranging from ten to fourteen years and orbited near Jupiter's orbit. This class was very unstable and was typically occupied by a test body for only a few decades as it was making a transition from orbit Class 1 to Class 3, or vice versa.

Class 3 — Jupiter-Saturn: Bodies in this class of orbit had periods ranging from fourteen to twenty-eight years. The perihelion was near Jupiter and the aphelion was near the orbit of Saturn.

Class 4 — Jupiter-Uranus: Bodies in this class had periods ranging from twenty-eight to fifty-six years. As you have probably already guessed, the perihelion is near Jupiter and the apohelion near Uranus.

Class 5 — Jupiter-Neptune: Bodies in this class had periods ranging from fifty-six to ninety-five years. I know you can figure out the rest.

Class 6 — Saturn-Co-Orbital: Like Class 2, these bodies circle near the orbit of Saturn with periods in the twenty-four to thirty-four-year range. Also like Class 2, this orbit is unstable and occupied for only a few centuries at most. This orbit is typical for bodies making the transition from Class 3 to Class 7, or vice versa.

Class 7 — Saturn-Uranus: Bodies in this class had periods ranging from thirty-four to sixty-eight years. As expected, the perihelion is near Saturn and the apohelion near Uranus.

Of course there are many other possible classes of orbits. I just did not observe them during my simulation. With more test bodies and simulated run times on the order of one million years, I am sure I would have seen a fair number of bodies in Uranus-Kuiper Belt orbits. Unfortunately, due to time and program constraints, I could only simulate back about seven thousand years.

Still, let us see what results I did get. Table 2 is an abridged list of test body population distributions going back to 5000 B.C.

Tab. 2. Test body population distributions (All numbers in percent).

	Orbit Class						
Year	1	2	3	4	5	6	7
1900 AD	72	0	22	0	0	0	0
1800 AD	61	0	39	0	0	0	0
1700 AD	50	0	50	0	0	0	0
1600 AD	50	0	50	0	0	0	0
1500 AD	50	0	50	0	0	0	0
1000 AD	17	17	61	6	0	0	0
500 AD	28	0	56	17	0	0	0
1 BC	28	0	33	28	0	6	6
500 BC	28	6	17	39	0	6	6
1000 BC	22	0	33	33	6	0	6
2000 BC	17	0	39	17	17	0	11
3000 BC	11	6	28	33	11	6	6
4000 BC	11	11	11	39	6	6	17
5000 BC	6	0	33	39	11	0	11

It should be remembered that the survey represents just a series of population snapshots. Looking at the trends in the data, one might think that bodies move orderly from one class of orbit to the next. For example, starting at 1000 B.C., a particular test body is in a Jupiter-Neptune orbit, followed by a Jupiter-Saturn, then Jupiter-Planetoid Belt, then finally capture. The process is actually much more complex. A body could start in a Jupiter-Neptune orbit, changing to a Jupiter-Co-Orbital, then Jupiter-Saturn, Jupiter-Planetoid Belt, then back to Jupiter-Saturn, and so on. There is a randomness about it all.

The Results — The Distant Past and the Origin

Despite the randomness of individual bodies, there appear to be trends in the population data. The number of bodies in Jupiter-Planetoid Belt orbits, for example, seems to decrease logarithmically as we go back in time. Extrapolating back, one can imagine a time around 8000 B.C. when there would be no bodies left in this class orbit. As time progresses, the population seems to move from one class of orbit to the next higher one. We can easily see that as the population in Jupiter-Planetoid Belt orbits decreases, the population in Jupiter-Saturn orbits increases. As this population reaches its apparent peak and starts to decline, we see an increase in populations in Jupiter-Uranus orbits followed by Jupiter-Neptune orbits.

Unfortunately, one has to be very careful about the conclusions drawn. The uncertainties in these measurements is about plus or minus twenty-five percent. Statistically speaking, twenty percent is indistinguishable from fifty percent at a one sigma confidence level. Scientists typically want something closer to three sigma confidence level to be sure of their results. To that level of confidence, this simulation can only tell the difference between zero percent and one hundred percent. The observed population trends could be nothing more than statistical noise.

The simulation's population of test bodies is too small to tell the difference between pure random scattering, deliberate trends, or some combination of the two. In reality, this is nothing more than a detail in the grand scheme of things. The maximum observed orbital inclination was ten degrees. Most are less than one-third of that. According to the latest literature, this, along with a prograde orbit, points to SL-9 originating in the Kuiper Belt, which is now believed to be the source of the majority of periodic comets.

With this in mind, I now present the following simplified scenario of the life of comet Shoemaker-Levy 9:

After the formation of our solar system about five billion years ago, SL-9 orbited serenely around the Sun near the inner edge of the Kuiper Belt beyond Pluto. As the years passed, the orbit slowly changed under the gravitational influence of Neptune. After billions of years of perturbations, SL-9 finally experienced a close encounter with Neptune, which wrenched it permanently out of the Kuiper Belt.

During the hundreds of thousands to millions of years that followed, the Jovian planets played pinball with the comet. Eventually, Jupiter grabbed hold of it and gradually decreased the period of the comet's orbit over thousands to tens of thousands of years. A final encounter with Jupiter some hundreds to thousands of years ago flung SL-9 into the inner solar system, where it may have spent time as an active comet. About twenty-five years ago, SL-9 was finally captured by Jupiter. After one dozen or so irregular orbits, the twenty-one known parts of SL-9 will dive into the Jovian atmosphere to their destruction.

So ends not only the life of comet Shoemaker-Levy 9 but my first adventure with a PC. I am a bit more at ease with the little beast now, but I am still concerned about what it might try to pull in the future. In the mean time, I will muster up a little courage and try something new. Stay tuned.

Literatur

Related EJASA Articles

[1] *Cometary Conundrums*, by M. Leon Knott – June 1993

[2] *In Pursuit of Comet Swift-Tuttle*, by Harry Taylor — EJASA, September 1993

[3] *Hunting for Comets: One Observer's Success Story*, by Michael Janes — EJASA, March 1994 (this issue)

[4] *Planetoid Impacts: Devastating Shapers of Earth's History*, by Nicholas M. Burk — EJASA, March 1994 (this issue)

About the Author

Andrew J. LePage is a scientist at a small R&D company in the Boston, Massachusetts area involved in space science image and data analysis. He has written many articles on the history of spaceflight and astronomy over the past few years that have been published in many magazines throughout North America and Europe. Andrew has been a serious observer of the Soviet/CIS space program for over one dozen years.