

Oldenburger Universitätsreden

Ansprachen • Aufsätze • Vorträge

herausgegeben von
Friedrich W. Busch und Hermann Havekost

In der Reihe *Oldenburger Universitätsreden* werden unveröffentlichte Vorträge und kürzere wissenschaftliche Abhandlungen Oldenburger Wissenschaftler und Gäste der Universität sowie Reden und Ansprachen, die aus aktuellem Anlaß gehalten werden, publiziert.

Die *Oldenburger Universitätsreden* werden in Verbindung mit dem Wissenschaftlichen Beirat der Schriftenreihe der Universität Oldenburg herausgegeben von Prof. Dr. Friedrich W. Busch, Institut für Erziehungswissenschaft 1, und Ltd. Bibliotheksdirektor Hermann Havekost, Bibliotheks- und Informationssystem der Universität.

Die Veröffentlichungen stellen keine Meinungsäußerung der Universität Oldenburg dar. Für die inhaltlichen Aussagen tragen die jeweiligen Autoren die Verantwortung.

Anschriften der Herausgeber:

Prof. Dr. Friedrich W. Busch
Inst. für Erziehungswiss. 1
Postfach 25 03
2900 Oldenburg
Tel.: 0441/798-4909

Ltd. Bibl. Dir. Hermann Havekost
BIS, Universität Oldenburg
Uhlhornsweg 49-55
2900 Oldenburg
Tel.: 798-4000

Redaktionsanschrift:

Oldenburger Universitätsreden
Bibliotheks- und Informationssystem
der Universität Oldenburg
z.H. Herrn Cord Labeß
Tel.: 0441/798-2261

Oldenburger Universitätsreden

Nr. 40

Jutta Kunz

Dunkle Materie im Universum

bis

Bibliotheks- und Informationssystem der Universität Oldenburg
1990

VORWORT

Im Gegensatz zur leuchtenden Materie, die wir sehen und die die Physiker messen können, müsse es dunkle Materie geben, weil so viele Erscheinungen unseres Universums durch die geringe Menge des nur Sichtbaren und des nur Meßbaren nicht zu erklären sind.

Der labormäßige Nachweis von exotischen Teilchen, von neueren physikalischen Theorien vorhergesagten Kandidaten für kalte dunkle Materie, der weltweit experimentell versucht wird, werde unser Verständnis vom Universum und von der Welt der kleinsten Teile grundlegend ändern. Der Erfolg der Versuche werde klären, ob unsere physische Welt einem Ende zugeht oder sich selbst erneuert.

Die Autorin vermittelt in ihrem Vortrag einen faszinierenden Einblick in die Grenzbereiche moderner Astrophysik und Teilchenphysik zwischen theoretischen Modellbildungen und experimenteller Beweisnot.

Dieser Vortrag wurde von Frau Dr. Kunz-Drolshagen anlässlich ihrer Habilitation am 12. 7. 1989 an der Universität Oldenburg gehalten.

Oldenburg, im Februar 1990

Hermann Havekost

ast

335

BP 2787

Universität
Oldenburg
Bibliothek

JUTTA KUNZ

Dunkle Materie im Universum

Gibt es dunkle Materie im Universum? Woraus schließen wir auf ihr Vorhandensein? Aus was könnte sie bestehen? Welche Konsequenzen hätte dunkle Materie für die Evolution des Universums? Mit diesen Fragen werde ich mich in meinem Vortrag beschäftigen.

Die Thematik der dunklen Materie im Universum berührt viele Gebiete der Naturwissenschaften. Diese reichen von der Astronomie und der Astrophysik über die Kosmologie und die Kernphysik bis hin zur Teilchenphysik mit den neuesten Entwicklungen im Bereich der vereinheitlichten Feldtheorien und der "TOEs" (Theories Of Everything). Um das Problem der dunklen Materie im Universum zu erhellen, fanden während der letzten Jahre mehrere internationale und interdisziplinäre Konferenzen statt, deren zentrales Thema sich als provokative Vermutung wie folgt formulieren läßt:

Die leuchtende Materie bildet nur einen kleinen Teil der Masse im Universum. Bis zu 99% der Masse des Universums ist dunkle Materie.

In meinem Vortrag möchte ich die Problematik der dunklen Materie von verschiedenen Seiten her betrachten. Im ersten Teil des Vortrags werde ich die wesentlichen Gründe für die Annahme darlegen, daß dunkle Materie im Universum vorhanden ist und daß diese den weitaus größten Teil der Materie im Universum darstellt. Die Gründe für die Existenz von dunkler Materie lassen sich in zwei Kategorien einteilen.

Bei der ersten Kategorie handelt es sich um *dynamische Gründe*. Aus der direkten astronomischen Beobachtung von elektromagnetischer Strahlung, also z. B. Licht, Radiowellen oder Röntgenstrahlen, lassen sich die Geschwindigkeiten von Sternen in Galaxien oder die Bewegungen von Galaxien in Galaxienhaufen oder auch die Temperatur von interstellarem Gas bestimmen, und daraus läßt sich das Gravitationspotential und damit die vorhandene Masse berechnen, die diesen Bewegungen zugrunde liegt.

Bei der zweiten Kategorie handelt es sich um *kosmologische Gründe*. Hier versucht man die Entstehungsgeschichte unseres Universums und seine jetzigen charakteristischen Eigenschaften zu verstehen, wie z. B. seine große Homogenität und Isotropie, also die große Gleichförmigkeit der Massenverteilung und der Strahlung im Universum. Insbesondere geht es hier aber auch um die Frage der zukünftigen Entwicklung des Universums, die von seiner mittleren Massendichte abhängt: Wird sich das Universum immer weiter ausdehnen? Oder wird es einmal eine maximale Größe erreichen und sich dann wieder zusammenziehen, um mit einem weiteren Zyklus von neuem zu beginnen?

Im zweiten Teil meines Vortrags möchte ich dann die unterschiedlichen Kandidaten für die dunkle Materie diskutieren. Auch hier werde ich wieder zwei Kategorien betrachten.

Zunächst werde ich baryonische Kandidaten für die dunkle Materie betrachten. Die baryonischen Kandidaten bestehen aus gewöhnlicher Materie, wie die Sonne, die Erde oder wie wir. Die Masse baryonischer Materie wird im wesentlichen von den Protonen und Neutronen, also den Kernbausteinen, die auch Baryonen genannt werden, gebildet. Baryonische Kandidaten für dunkle Materie sind z. B. Gas und Staub, schwachleuchtende Sterne oder schwarze Löcher. Für die Massendichte der baryonischen dunklen Materie im Universum gibt es jedoch eine Obergrenze.

Für eine höhere Massendichte braucht man (zusätzlich) exotische Kandidaten für die dunkle Materie. Solche Kandidaten sind in den letzten Jahren von vielen neuen physikalischen Theorien vorhergesagt worden. Neben massiven Neutrinos könnte es Axionen, supersymmetrische Partner bekannter Teilchen, wie z. B. Photinos oder Neutralinos, Monopole und viele andere Teilchen geben.

Sichtbare und dunkle Materie

Mit einer Erläuterung der Begriffe *sichtbare Materie* und *dunkle Materie* möchte ich beginnen. Unter den Begriff *sichtbare Materie* fallen alle Objekte, die wir direkt durch astronomische Beobachtung wahrnehmen können, da sie elektromagnetische Strahlung emittieren oder auch absorbieren. Die elektromagnetische Strahlung kann heute in allen Wellenlängenbereichen beobachtet werden, von den langwelligen Radiowellen über das sichtbare Licht bis zu den Röntgen- und Gammastrahlen. Die Intensität der elektromagnetischen Strahlung muß jedoch so groß sein, daß sie mit den heutigen Instrumenten noch wahrnehmbar ist. Beispiele für sichtbare Materie sind Gas und Staub, Sterne in ihren verschiedenen Entwicklungsstadien, Galaxien und Galaxienhaufen.

Dunkle Materie können wir dagegen nicht (oder noch nicht) direkt über elektromagnetische Strahlung wahrnehmen. Auf die Anwesenheit von dunkler Materie müssen wir indirekt schließen, und zwar entweder aufgrund von beobachteten dynamischen Effekten, die durch die Gravitationswechselwirkung von sichtbarer Materie mit dunkler Materie verursacht werden, oder aufgrund von theoretischen Vorhersagen.

Historische Beispiele für dunkle Materie

Historische Beispiele für dunkle Materie sind die äußeren Planeten unseres Sonnensystems. Aus Bahnstörungen, die

man zu Beginn des 19. Jahrhunderts bei dem Planeten Uranus beobachtete, berechneten Astronomen die Bahn für einen weiteren Planeten. Der Planet Neptun wurde dann auf der vorhergesagten Bahn 1846 entdeckt. Damit war dunkle Materie, deren Existenz man aufgrund ihrer Gravitationswechselwirkung vorhergesagt hatte, zu sichtbarer Materie geworden. Ähnlich ist auch in unserem Jahrhundert der Planet Pluto, der äußerste der Planeten, erst vorhergesagt worden, bevor er dann 1930 entdeckt wurde.

Spiralnebel

Die heute sichersten dynamischen Hinweise auf das Vorhandensein von dunkler Materie im Universum stammen von astronomischen Untersuchungen an Spiralnebeln. Spiralnebel sind flache Galaxien, deren Sterne sich zum Teil in Spiralarmen anordnen, die um ein dickeres elliptisches Zentrum rotieren. Die meisten großen Galaxien sind Spiralnebel. Bevor ich die in ihnen enthaltene Evidenz für dunkle Materie darstelle, möchte ich zunächst die Größen- und Massenverhältnisse von Spiralnebeln anhand von einigen Beispielen betrachten.

Für Entfernungsangaben werden in der Astronomie die Einheiten Lichtjahre, also die Entfernung, die Licht während eines Jahres zurücklegen kann, oder Parsec (pc) verwendet. Dabei ist ein Parsec die Entfernung, von der aus gesehen der Erdbahnradius unter einem Winkel von einer Bogensekunde erscheint:

$$1 \text{ pc} = 3,26 \text{ Lichtjahre} = 30,86 \cdot 10^{12} \text{ km} .$$

Unser Sonnensystem befindet sich am Rand eines Spiralnebels, der Milchstraße. Der Abstand der Sonne vom Zentrum der Milchstraße ist etwa $10 \text{ kpc} = 10\,000 \text{ pc}$. Der Durchmesser der sichtbaren Milchstraße ist $30 - 50 \text{ kpc}$. Die

Dicke der sichtbaren Milchstraße bei unserem Sonnensystem ist nur etwa 500 pc . Die Entfernung der Milchstraße zum nächsten großen Spiralnebel, dem Andromedanebel, ist etwa 700 kpc oder $2,2$ Millionen Lichtjahre.

Als Einheit, in der große Massen angegeben werden, verwendet man in der Astronomie häufig die Sonnenmasse. Eine Sonnenmasse entspricht $1,989 \cdot 10^{33} \text{ g}$. Die sichtbare Milchstraße hat eine für Spiralnebel typische Größe von etwa $2 \cdot 10^{11}$ Sonnenmassen, also 200 Milliarden Sonnenmassen. Eine gigantische Zahl!

Die Form und Größe von Spiralnebeln möchte ich nun noch anhand von zwei Photographien veranschaulichen. Spiralnebel bieten einen prächtigen Anblick. Im ersten Bild (S. 23) sehen wir unsere Schwestergalaxie, den Andromedanebel. Er hat die astronomische Bezeichnung M31. Man sieht deutlich die Spiralarme und die beiden Zwerggalaxien, die den Andromedanebel begleiten. Im zweiten Bild (S. 24) sehen wir den Spiralnebel M106. Er befindet sich im Sternbild der Jagdhunde, unterhalb der Deichsel des Großen Wagens. Diese Galaxie hat neben den hier sichtbaren Spiralarmen noch sogenannte Geisterarme, die mit Radioteleskopen entdeckt wurden.

Klassische Mechanik

Bei Spiralnebeln kann man auf die Anwesenheit von dunkler Materie mit Hilfe ihrer Rotationskurven schließen. In diesen wird die Geschwindigkeitsverteilung der Sterne einer Galaxie in Abhängigkeit von ihrem Abstand vom Zentrum der Galaxie wiedergegeben. Wir müssen uns daher überlegen, wie die Geschwindigkeit eines Körpers von der auf ihn gravitativ wirkenden Masse abhängt. Dazu möchte ich etwas klassische Mechanik in Erinnerung rufen, die dann zur Analyse der Spiralnebeln gebraucht wird.

Betrachten wir einen Körper der Masse m , der sich auf einer kreisförmigen Umlaufbahn mit Radius r mit der Geschwindigkeit $v(r)$ um eine sphärische Massenverteilung $M(r)$ bewegt. Auf diesen Körper wirkt einerseits die Schwerkraft, wobei das Gravitationspotential von der innerhalb der Bahn vorhandenen Masse $M(r)$ abhängt. Die Schwerkraft wirkt anziehend, sie versucht den Körper radial nach innen zu ziehen, auf den Massenschwerpunkt zu. Andererseits wirkt auf den Körper in genau entgegengesetzter Richtung die Zentrifugalkraft. Sie zieht den Körper radial nach außen, also weg vom Massenschwerpunkt. Damit der Körper auf einer stationären Bahn umlaufen kann und seinen Abstand vom Zentrum nicht ändert, müssen die beiden in entgegengesetzte Richtung ziehenden Kräfte gerade gleich groß sein, also

$$G \cdot \frac{M(r)m}{r^2} = \frac{mv^2(r)}{r} .$$

Hierbei ist G die Gravitationskonstante, sie hat den Wert $G = 6,673 \cdot 10^{-8} \text{cm}^3/\text{g s}^2$. Kennen wir die Massenverteilung $M(r)$ und den Abstand r eines Körpers vom Zentrum dieser Massenverteilung, so können wir seine Geschwindigkeit bestimmen:

$$v(r) = \sqrt{(GM(r)/r)} ,$$

oder kennen wir den Abstand r und die Geschwindigkeit $v(r)$ eines Körpers, so können wir die auf ihn wirkende Masse $M(r)$ bestimmen:

$$M(r) = rv^2(r)/G .$$

Im folgenden möchte ich hierzu einige Beispiele betrachten.

Beispiel 1: Zentrale Masse

In diesem Beispiel betrachten wir unser Sonnensystem. Es hat eine große Masse, die Sonne, im Zentrum, um die sich die Planeten auf stationären Umlaufbahnen bewegen. Außerhalb des Sonnenradius ist die Masse $M(r)$ konstant. Aus

der oben genannten Überlegung folgt daher, daß die Geschwindigkeiten der Planeten umgekehrt proportional zu der Wurzel aus ihrem Abstand von der Sonne sind,

$$v(r) \sim \frac{1}{\sqrt{r}} .$$

Je weiter ein Planet weg ist, desto langsamer bewegt er sich auf seiner Bahn. Dies nennt man auch den Kepler'schen Abfall der Geschwindigkeiten. Betrachten wir als Beispiele den innersten Planeten, Merkur, und den äußersten Planeten, Pluto, so unterscheiden sich ihre Abstände etwa um einen Faktor 100:

$$r_M \approx 57,9 \cdot 10^6 \text{km} \quad , \quad r_P \approx 5946 \cdot 10^6 \text{km} .$$

Ihre Geschwindigkeiten unterscheiden sich demnach etwa um einen Faktor 10:

$$v_M \approx 47,9 \text{km/s} \quad , \quad v_P \approx 4,7 \text{km/s} .$$

Die Geschwindigkeit des "langsamen" Plutos ist dennoch groß: 17 000 km/h.

Beispiel 2: Starrer Körper

Betrachten wir nun eine Massenverteilung mit einer einheitlichen Massendichte, wie das z. B. beim starren Körper der Fall ist. Da die Dichte konstant ist, muß also die Masse $M(r)$ proportional zum Volumen und damit proportional zu r^3 anwachsen. Aus der oben genannten Beziehung folgt dann, daß die Geschwindigkeit $v(r)$ proportional zum Radius r anwächst,

$$v(r) \sim r .$$

Beispiel 3: Konstante Geschwindigkeit

Im letzten Beispiel überlegen wir uns, wie die Massenverteilung sein muß, damit die Geschwindigkeit $v(r)$ unabhängig vom Abstand r , also konstant, ist. Offensichtlich muß die Masse $M(r)$ dann proportional zu r anwachsen. Die Dichte $\rho(r)$ der Massenverteilung nimmt dann mit wachsendem Abstand ab:

$$\rho(r) \sim \frac{M(r)}{r^3} \sim \frac{1}{r^2}.$$

Rotationskurven von Spiralnebeln

Wenn man die Geschwindigkeitsverteilung der Sterne in Spiralnebeln in Abhängigkeit von ihrem Abstand vom Zentrum mißt, kann man auf das auf die Sterne wirkende Gravitationspotential und somit auf die Massenverteilung im Spiralnebel schließen. Bevor wir uns jedoch die gemessenen Rotationskurven anschauen, wollen wir überlegen, was für eine Geschwindigkeitsverteilung man in etwa erwarten würde, wenn man von der sichtbaren Materie ausgeht.

Betrachten wir einen rotierenden Spiralnebel, so ist seine größte Leuchtstärke in einer Region um das Zentrum herum konzentriert, hier befindet sich die meiste leuchtende Masse. Weiter außen, in den Spiralarmen, nimmt die Leuchtstärke ab, hier ist die Dichte leuchtender Sterne viel geringer. Wir erwarten daher naiv, daß wir für die Sterne weit draußen in den Spiralarmen annehmen können, daß eine zentrale Masse auf sie wirkt, analog zu den Planeten im Sonnensystem. Daher erwarten wir einen Kepler'schen Abfall der Geschwindigkeiten der Sterne weit weg vom Zentrum, $v(r) \sim 1/\sqrt{r}$. Im Innern der Galaxie herrscht dagegen eine große Massendichte, hier erwarten wir einen Anstieg der Geschwindigkeiten mit r . In Bild 3 ist eine Rotationskurve für einen Spiralnebel dargestellt, wie wir sie uns nach diesen einfachen Überlegungen vorstellen. Typische Sterngeschwindigkeiten

in Galaxien liegen bei einigen 100 km/s. (Eine Geschwindigkeit von 130 km/s entspricht etwa 500 000 km/h, also einer halben Million Kilometer pro Stunde!)

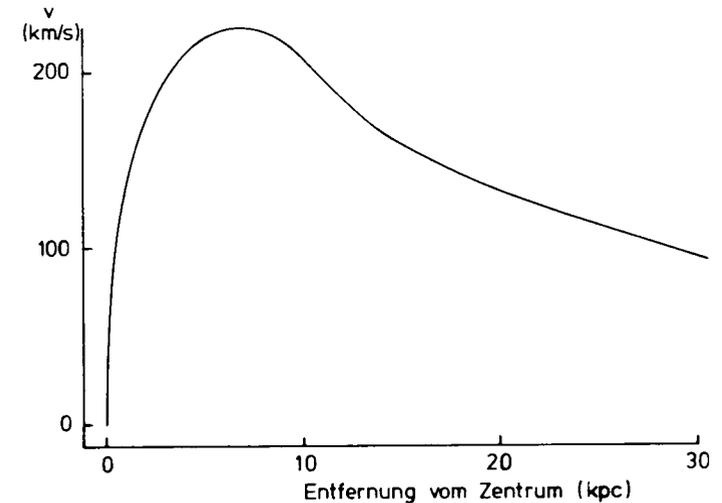


Bild 3: Erwartete Rotationskurve
Erwartete Geschwindigkeit v der Sterne in km/s in Abhängigkeit von ihrer Entfernung vom Zentrum in kpc

Bevor ich zum Vergleich eine gemessene Rotationskurve zeige, möchte ich erklären, wie die Rotationskurven experimentell bestimmt werden können. Der Messung der Rotationskurven liegt der Dopplereffekt zugrunde. Betrachten wir eine ruhende Lichtquelle, die Licht einer bestimmten Wellenlänge λ_0 aussendet. Bewegt sich diese Lichtquelle von uns weg, so empfangen wir ihr Licht mit einer größeren Wellenlänge, $\lambda > \lambda_0$, es ist relativ zu dem Licht einer ruhenden Quelle rotverschoben. Bewegt sich die Lichtquelle dagegen auf uns zu, so empfangen wir ihr Licht mit einer kürzeren

Wellenlänge, $\lambda < \lambda_0$, es ist relativ zu dem Licht einer ruhenden Quelle blauverschoben. Die Rotverschiebung bestimmt man anhand von charakteristischen Spektrallinien, deren Wellenlängen für ruhende Quellen genau bekannt sind.

Betrachten wir nun die Dopplerverschiebung des Lichtes, das wir von einem rotierenden Spiralnebel empfangen, und nehmen wir an, daß sich diese Galaxie von uns wegbewegt. Aufgrund dieser Bewegung erscheint uns das Licht von der Galaxie insgesamt rotverschoben. Die Stärke der Rotverschiebung hängt dabei von der Geschwindigkeit ab, mit der sich die Galaxie von uns entfernt, und wir können die Geschwindigkeit anhand der Rotverschiebung des Lichtes der Sterne im Zentrum der Galaxie bestimmen. Da der Spiralnebel jedoch rotiert, ist die Geschwindigkeit der Sterne in den Spiralarmen relativ zu uns auf der einen Seite größer als im Zentrum und auf der anderen Seite kleiner als im Zentrum. Damit erscheint das Licht von den Sternen in den Spiralarmen entweder stärker rotverschoben oder weniger rotverschoben. Durch die Messung der Rotverschiebung des Lichtes der Sterne in Abhängigkeit von ihrer Entfernung vom Zentrum der Galaxie können wir also die Geschwindigkeiten der Sterne in Abhängigkeit von ihrer Entfernung vom Zentrum der Galaxie ermitteln und damit also die Rotationskurven der Galaxien bestimmen.

In Bild 4 sehen wir nun eine typische gemessene Rotationskurve für einen größeren Spiralnebel, NGC2885. Wir sehen, daß nach dem erwarteten Anstieg der Geschwindigkeit im Zentrum der Galaxie schon bald eine konstante Geschwindigkeit erreicht wird. Diese konstante Geschwindigkeit liegt im Bereich 200–300 km/s, also 10^6 km/h. Das sind eine Million Kilometer pro Stunde. Die Geschwindigkeit der Sterne in der Galaxie bleibt dann, für größere Entfernungen vom Zentrum, konstant bei diesem großen Wert. Auch die Sterne in den Spiralarmen und selbst Objekte in sehr großer Entfernung vom Zentrum der Galaxie, wo man kaum noch leuch-

tende Materie findet, bewegen sich mit dieser konstanten Geschwindigkeit.

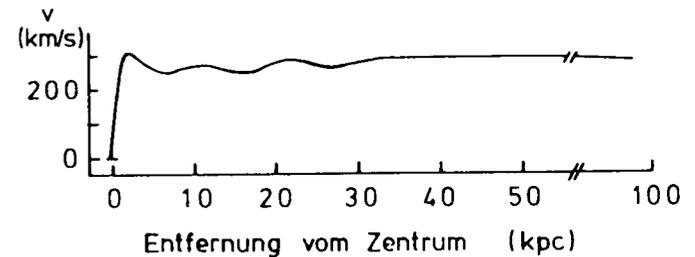


Bild 4: Gemessene Rotationskurve
Gemessene Geschwindigkeit v der Sterne in km/s in Abhängigkeit von ihrer Entfernung vom Zentrum in kpc

Die experimentelle Rotationskurve entspricht demnach keineswegs unserer Erwartung, nach der weit entfernt vom Zentrum der Galaxie ein Kepler'scher Abfall der Geschwindigkeiten zu beobachten sein sollte. Unsere Erwartung basierte dabei auf der Verteilung der sichtbaren Materie in dem Spiralnebel und der Beobachtung, daß die Helligkeit weit weg vom Zentrum der Galaxie sehr stark abnimmt. Wäre die sichtbare Masse nun die gesamte auf die Sterne in den Spiralarmen gravitativ wirkende Masse, so hätten diese Sterne viel zu große Geschwindigkeiten, als daß sie noch von der Galaxie gebunden sein könnten. Sie würden alle die Galaxie verlassen. Da Galaxien mit Spiralarmen aber stabile gravitativ gebundene Systeme sind, müssen wir folgern, daß mehr Masse als nur die sichtbare Masse in Spiralnebeln vorhanden ist. Damit liefern uns die Rotationskurven also überzeugende Evidenz für das Vorhandensein von dunkler Materie in Spiralnebeln.

Gehen wir zurück zu den Beispielen aus der klassischen Mechanik, so können wir die konstante Geschwindigkeit in den

Rotationskurven erklären, wenn wir annehmen, daß die flache leuchtende Scheibe eines Spiralnebels von einer nicht leuchtenden sphärischen Massenverteilung umgeben ist, deren Dichte umgekehrt proportional zum Quadrat des Abstandes vom Zentrum der Galaxie ist, $\rho \sim 1/r^2$. Eine solche sphärische Massenverteilung um einen Spiralnebel wird Halo genannt. Die Masse eines Spiralnebels mit Halo nimmt dann linear mit dem Radius zu. Aus den Rotationskurven folgern wir also, daß *massive nicht leuchtende Halos die Spiralnebel umgeben*. Das Vorhandensein von sphärischen Halos ist in Übereinstimmung mit der Beobachtung, daß sich Kugelsternhaufen ebenfalls in sphärischen Halos um Spiralnebel befinden. Ich möchte noch anmerken, daß sphärische Halos außerdem auch wesentlich für die Stabilität von Spiralnebeln sind.

Wie wir uns den Halo und die nähere Umgebung unserer Milchstraße vorstellen können, sehen wir in Bild 5. Zunächst sehen wir die flache sichtbare Scheibe unserer Milchstraße mit ihrem dickeren Zentrum. In einem sphärischen Halo um diese Scheibe herum befinden sich die Kugelsternhaufen. Neben diesen Kugelsternhaufen enthält der Halo dunkle Materie. In der Nähe unserer Milchstraße befinden sich auch mehrere Zwerggalaxien und die beiden Magellanschen Wolken.

Weitere dynamische Evidenz

Neben der Evidenz für dunkle Materie in den Spiralnebeln gibt es auch Evidenz für dunkle Materie in anderen Typen von Galaxien. Elliptische Galaxien sehen viel einfacher aus als Spiralnebel. Sie sind eine Ansammlung von Milliarden von Sternen in einem ellipsoiden bis kugelförmigen Volumen. Auch elliptische Galaxien sind von einem Halo von Kugelsternhaufen umgeben.

Elliptische Galaxien enthalten heißes Gas, das Röntgenstrahlung

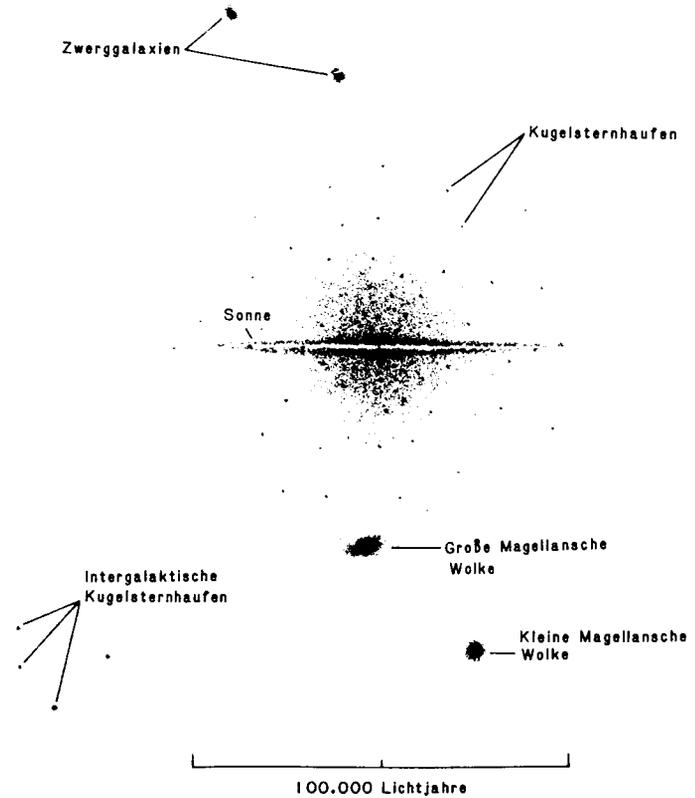


Bild 5: Milchstraße mit Halo

Die sichtbare Scheibe der Milchstraße umgeben von einem sphärischen Halo mit Kugelsternhaufen und dunkler Materie

lung aussendet. Die Energie dieser Strahlung ist im keV Bereich. Wir kennen die Beziehung zwischen der Intensität und der Wellenlänge von elektromagnetischer Strahlung in Abhängigkeit von der Temperatur des emittierenden Körpers. So emittiert heißes Gas am stärksten Strahlung mit

einer kleinen Wellenlänge und einer hohen Energie, während kälteres Gas am stärksten Strahlung mit einer größeren Wellenlänge und einer niedrigeren Energie emittiert. Indem man also die Wellenlängen der Röntgenstrahlung mißt, die von dem Gas in elliptischen Galaxien emittiert wird, kann man die Temperatur des Gases bestimmen. Die Temperatur ihrerseits ist durch die Bewegung der Gasteilchen bestimmt, und zwar ist die Temperatur proportional zur kinetischen Energie der Teilchen. Wenn wir die Temperatur des Gases kennen, dann kennen wir auch die mittlere Geschwindigkeit der Gasteilchen, und aus der Geschwindigkeit können wir wieder auf das Gravitationspotential und somit auf die vorhandene, das Gas anziehende Masse schließen.

Nähme man an, daß nur die sichtbare Masse in elliptischen Galaxien vorhanden wäre, so folgte aus der gemessenen Temperatur des sich in den Galaxien befindenden Gases, daß dieses nicht gravitativ an die Galaxien gebunden sein könnte. Das Gas müßte dann aus den Galaxien herausdiffundieren. Dies ist jedoch offensichtlich nicht der Fall. Die Gaswolken bleiben in den Galaxien. Also muß das Gravitationspotential, das auf das Gas wirkt, höher sein als das Gravitationspotential, daß nur von der sichtbaren Materie herrührt. Wir folgern, daß auch *in elliptischen Galaxien dunkle Materie vorhanden sein muß*.

Neben der dynamischen Evidenz für dunkle Materie in und um Galaxien gibt es auch Evidenz für dunkle Materie in gebundenen Systemen von Galaxien. Es gibt Paare von Galaxien und Gruppen, Haufen von Galaxien und Superhaufen, die stabile, gravitativ gebundene Systeme bilden. Dabei bewegen sich die einzelnen Galaxien, die Mitglieder dieser Systeme sind, gemäß des insgesamt vorhandenen Gravitationspotentials, das durch die Gesamtmasse des Systems bestimmt wird. Beobachtet man nun die Bewegungen der einzelnen Galaxien in einem System und ermittelt daraus die Gesamtmasse des Systems, so folgt, daß mehr Masse gravi-

tativ auf die Galaxien wirkt als sichtbare Masse im System vorhanden ist. Wieder müssen wir auf die Anwesenheit von dunkler Materie schließen. Wir sehen also, daß auch *Systeme von Galaxien dunkle Materie enthalten*.

Die dynamische Evidenz für dunkle Materie möchte ich nun noch einmal zusammenfassen. Aus der Beobachtung der Rotationskurven von Spiralnebeln, aus der Messung der Röntgenstrahlung, die von Gas in elliptischen Galaxien emittiert wird, und aus der Beobachtung der Bewegungen von Galaxien kann man schließen:

Galaxien enthalten 4 – 10 mal soviel dunkle Materie wie leuchtende Materie.

Systeme von Galaxien haben größere Massen als die Summe der Massen der Mitglieder der Systeme.

Zum Abschluß dieses Teils des Vortrags über die dynamische Evidenz für dunkle Materie möchte ich noch einige Bilder zur Illustration zeigen. In Bild 6 (S. 25) sehen wir einen der schönsten Spiralnebel, die Whirlpool Galaxie, mit der astronomischen Bezeichnung M51. Dicht neben ihr sehen wir einen zweiten Spiralnebel, diesen jedoch von der Seite. Beide Galaxien haben etwa die halbe Masse unserer Milchstraße. Sie haben einen "beinahe" Zusammenstoß hinter sich. Man sieht, wie der eine Spiralarm der Whirlpool Galaxie noch zur anderen Galaxie hinreicht.

Im nächsten Bild (Bild 7, S. 26) sehen wir einen Spiralnebel im Sternbild Drachen, NGC5907. Wir sehen die flache Scheibe der Galaxie mit dem etwas dickeren Zentrum von der Seite. Die dunkle Materie stellen wir uns kugelförmig um die Galaxie herum verteilt vor. In Bild 8 sehen wir einen Haufen von Galaxien. Es handelt sich hierbei um das sogenannte Virgo-Cluster im Sternbild Jungfrau. Die größeren Galaxien sind M84 und M86. Dieser Haufen ist

etwa $20 \text{ Mpc} = 20\,000\,000 \text{ pc}$ von uns entfernt und befindet sich nahe dem Zentrum unseres lokalen Superhaufens, zu dem auch die Milchstraße gehört.

Kosmologie in Kürze

Nachdem ich bisher die dynamischen Gründe für dunkle Materie diskutiert habe, komme ich jetzt zu den kosmologischen Gründen für dunkle Materie. Zunächst möchte ich einige wesentliche Erkenntnisse aus der Kosmologie kurz in Erinnerung rufen. Wir wissen aus der astronomischen Beobachtung, daß unser Universum bezüglich großer Skalen außerordentlich homogen und isotrop ist. Das beste Beispiel für die Gleichförmigkeit des Universums ist die $2,7^\circ\text{K}$ Hintergrundstrahlung, für die wir nur eine maximale Abweichung von 1% beobachten. Unsere kosmologischen Modelle müssen diesen hohen Grad an Homogenität und Isotropie erklären können.

Eine wesentliche Rolle bei der Beschreibung unseres Universums spielt seine mittlere Dichte ρ . Die mittlere Dichte gibt die mittlere Masse pro Volumeneinheit an und geht als entscheidende Größe in die Einstein'sche Allgemeine Relativitätstheorie ein. Die zentrale Gleichung der Allgemeinen Relativitätstheorie, die Einstein'sche Feldgleichung, lautet

$$G = 8\pi T .$$

Die Größe G ist der Einstein Tensor, der die Krümmung des Universums beschreibt, und die Größe T ist der Energie-Impuls-Tensor, der die Massendichte und den Druck im Universum beschreibt. Die Krümmung des Universums ist also von seiner Dichte abhängig.

Unser Universum dehnt sich aus. Die Einstein'sche Feldgleichung sagte die Expansion des Universums voraus. Einstein versuchte zunächst die vorhergesagte Expansion zu umgehen, indem er einen weiteren Term mit der sogenannten

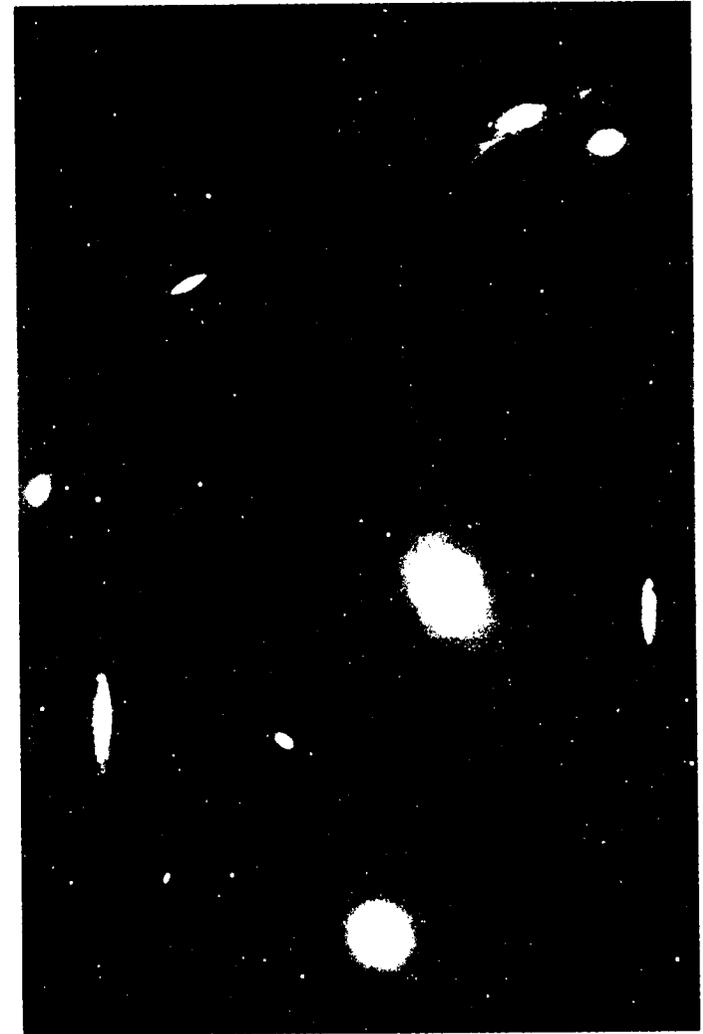


Bild 8: Virgo Galaxienhaufen
Foto: National Optical Astronomy Observatories

kosmologischen Konstanten Λ in die Feldgleichung einführte. Er verwarf diesen Term aber wieder, als Hubble die Expansion des Universums durch Beobachtungen nachwies.

Hubble zeigte, daß die Fluchtgeschwindigkeit einer Galaxie proportional zu ihrer Entfernung ist. Eine Galaxie bewegt sich also um so schneller von uns fort, je weiter sie weg ist. Die Proportionalitätskonstante ist die Hubble Konstante H_0 ,

$$H_0 \approx (50 - 100) \frac{\text{km}}{\text{s Mpc}} = h \frac{100 \text{ km}}{\text{s Mpc}},$$

wobei h zwischen 0,5 und 1 liegt und die heutige Unsicherheit im Wert der Hubble Konstanten ausdrückt. Die Größenordnung der Hubble Konstanten ist also 100 Kilometer pro Sekunde pro Megaparsec.

Die Hubble Konstante hat die Einheit einer inversen Zeit. Die inverse Hubble Konstante ist die sogenannte Hubble Zeit H_0^{-1} . Sie dient als eine erste Abschätzung für das Alter des Universums. (H_0^{-1} entspricht dem Zeitpunkt, an dem der Radius des Universums gerade null wird, wenn man mit dem heutigen Wert der Hubble Konstanten linear zurück extrapoliert.) Man findet

$$H_0^{-1} \approx (10 - 20) \cdot 10^9 \text{ a},$$

das sind 10 - 20 Milliarden Jahre, eine Zahl, die in Übereinstimmung mit vielen anderen Bestimmungen des Alters unseres Universums ist.

Allgemeine Relativitätstheorie

Ich möchte nun auf die Einstein'sche Feldgleichung in der Allgemeinen Relativitätstheorie näher eingehen und den Zusammenhang zwischen der Dichte ρ und der Krümmung des Universums betrachten. In einem homogenen Universum erhält man aus der Einstein'schen Feldgleichung eine Gleichung für den Skalenfaktor $R(t)$ des Universums. In einem

geschlossenen Universum, kann man sich diesen Skalenfaktor $R(t)$ als den Radius des Universums vorstellen. Er gibt die Ausdehnung des Universums als Funktion der Zeit an. Bezeichnen wir mit $\dot{R}(t)$ die zeitliche Änderung des Skalenfaktors, so gibt die Größe \dot{R}/R offensichtlich die Expansionsrate des Universums an. Die Expansionsrate hängt natürlich noch von der Zeit ab.

Die Gleichung für den Skalenfaktor $R(t)$ lautet

$$\left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 = -\frac{k}{R^2} + \frac{8\pi}{3}\rho, \quad k = \begin{cases} +1 & \text{geschlossen,} \\ 0 & \text{flach,} \\ -1 & \text{offen.} \end{cases}$$

Die Größe k gibt die Krümmung unseres Universums an. $k = +1$ beschreibt ein positiv gekrümmtes Universum. Seine Krümmung entspricht der einer dreidimensionalen Kugeloberfläche. Ein positiv gekrümmtes Universum ist geschlossen und endlich. Aus der Einstein'schen Gleichung folgt, daß ein positiv gekrümmtes Universum sich zunächst ausdehnt, dann eine kritische maximale Ausdehnung erreicht und sich schließlich wieder zusammenzieht. $k = -1$ beschreibt ein negativ gekrümmtes Universum. Seine Krümmung läßt sich als dreidimensionale Satteloberfläche betrachten. Ein negativ gekrümmtes Universum ist offen. Es dehnt sich immer weiter aus. $k = 0$ schließlich beschreibt ein flaches Universum. Es entspricht gerade dem Grenzfall zwischen einer positiven und einer negativen Krümmung. Ein flaches Universum dehnt sich wie ein negativ gekrümmtes Universum immer weiter aus, seine Ausdehnungsgeschwindigkeit geht aber asymptotisch gegen Null.

Die oben genannte Gleichung zeigt den Zusammenhang zwischen der Expansionsrate, der Krümmung und der Dichte des Universums. Wir sehen, daß ein flaches Universum gerade eine kritische Dichte ρ_c haben muß, die durch die Expansionsrate \dot{R}/R bestimmt ist,

$$\left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 = \frac{8\pi}{3}\rho_c = H_0^2.$$

Da die Expansionsrate gerade der Hubble Konstanten H_0 entspricht, können wir die kritische Dichte für unser Universum berechnen,

$$\rho_c = \frac{3}{8\pi} \frac{H_0^2}{G} = 2 \cdot 10^{-29} \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \cdot h^2.$$

Hier ist die Gravitationskonstante G explizit berücksichtigt, um die kritische Dichte in physikalischen Einheiten zu erhalten. (Oben galt $G = 1$.)

Die kritische Dichte können wir uns leicht veranschaulichen. Wenn wir den oberen Wert für die Hubble Konstante nehmen, also $h = 1$, dann entspricht der kritischen Dichte unseres Universums gerade eine Masse von einem Proton, also einem Wasserstoffatomkern, pro 100 Liter Volumen. Wir sehen, daß unser Universum geschlossen ist, wenn seine Dichte größer als die kritische Dichte ist, und daß es offen ist, wenn seine Dichte kleiner als die kritische Dichte ist,

$$\begin{aligned} \rho > \rho_c &: \text{geschlossen,} \\ \rho = \rho_c &: \text{flach,} \\ \rho < \rho_c &: \text{offen.} \end{aligned}$$

Dichteparameter Ω

Eine in der Kosmologie viel verwendete Größe ist der Dichteparameter Ω . Er dient dazu, das Verhältnis der Dichte ρ des Universums zu seiner kritischen Dichte ρ_c auszudrücken,

$$\Omega = \frac{\rho}{\rho_c}.$$

Offensichtlich hat ein flaches Universum als Dichteparameter $\Omega = 1$, da seine Dichte gerade die kritische Dichte ist. Der Zusammenhang zwischen dem Wert des Dichteparameters und der Krümmung des Universums ist also

$$\begin{aligned} \Omega > 1 &: \text{geschlossen,} \\ \Omega = 1 &: \text{flach,} \\ \Omega < 1 &: \text{offen.} \end{aligned}$$



Bild 1: Andromedanebel M31
Foto: National Optical Astronomy Observatories



Bild 2: Spiralnebel M106 in den Jagdhunden
Foto: United States Naval Observatory



Bild 6: Whirlpool Galaxie M51
Foto: United States Naval Observatory



Bild 7: Spiralnebel NGC5907 im Drachen
Foto: United States Naval Observatory

Drückt man die Dichte ρ_S der sichtbaren Materie über den Dichteparameter Ω aus, so findet man für das Verhältnis der Dichte ρ_S zur kritischen Dichte den Wert

$$\Omega_S \approx 0,01 .$$

Wir sehen also nur etwa ein Hundertstel der Materie, die nötig wäre, um unser Universum zu schließen, direkt.

Betrachtet man die Dichte ρ_D , die sowohl die direkt sichtbare Materie als auch die dynamische dunkle Materie enthält, so findet man für ihr Verhältnis zur kritischen Dichte den Wert

$$\Omega_D \approx 0,20 .$$

Wir sehen, daß die Dichte der dynamischen dunklen Materie zwar viel größer ist als die der direkt sichtbaren Materie, daß sie aber dennoch nicht ausreicht, um unser Universum zu schließen. Die sichtbare Materie und die dynamische dunkle Materie ergeben zusammen erst etwa 20% der für ein flaches Universum notwendigen Dichte.

Der Wert der beobachteten Dichte des Universums ist trotzdem sehr nahe bei dem kritischen Wert der Dichte. Die dynamische Dichte ρ_D weicht von der kritischen Dichte ρ_c nur um einen Faktor 5 ab, beide Werte unterscheiden sich also nur etwa um eine Größenordnung. Damit erscheint uns unser Universum flach, und es stellt sich die Frage, warum es (beinahe?) flach ist. Das Universum könnte ja auch stark gekrümmt sein. Der Dichteparameter Ω des Universums könnte um viele Größenordnungen von dem kritischen Wert $\Omega = 1$ abweichen. Da die Abweichung des Dichteparameters von seinem kritischen Wert im Lauf der Zeit anwächst, müßte die Abweichung im frühen Universum ganz extrem klein gewesen sein, z. B. 10^{-50} zur Zeit $t = 10^{-33}$ s. Dieses Problem wird das "Problem der Flachheit" des Universums genannt, und es ist eines der Probleme des Standard-Urknallmodells. Ein gutes kosmologisches Modell sollte dies erklären können.

Inflationäres Universum

Ein kosmologisches Modell, das während der letzten 10 Jahre entwickelt und ausführlich untersucht wurde, ist das Modell des inflationären Universums. Dieses kosmologische Modell erklärt einerseits die große Homogenität und Isotropie unseres Universums, andererseits sagt es voraus, daß die Dichte unseres Universums gerade gleich der kritischen Dichte sein sollte. Das Modell des inflationären Universums führt notwendigerweise auf ein flaches Universum mit dem Dichteparameter $\Omega = 1$.

Das Modell des inflationären Universums basiert wie das Standard-Urknallmodell auf der Allgemeinen Relativitätstheorie von Einstein, und es weicht vom Standard-Urknallmodell allein während eines kurzen Zeitabschnitts in der Anfangsphase der Entwicklung des Universums ab. Das Modell des inflationären Universums besagt, daß die Ausdehnung des Universums während einer kurzen Zeit in der Anfangsphase ungeheuer viel schneller vor sich ging, als dies nach dem Standard-Urknallmodell der Fall gewesen wäre. Im Standard-Urknallmodell wächst der Radius des Universums bzw. der Skalenfaktor $R(t)$ mit einer Potenz der Zeit t an. (Wenn das Universum von Strahlung dominiert ist, wächst die Ausdehnung proportional zu $t^{1/2}$, wenn es von Materie dominiert ist, wächst die Ausdehnung mit $t^{2/3}$.) Im Modell des inflationären Universums dagegen wächst der Radius des Universums während eines kurzen Zeitabschnitts in der Anfangsphase exponentiell an.

Die Möglichkeit, daß der Radius des Universums exponentiell wachsen kann, ist schon sehr früh von de Sitter entdeckt worden. Die exponentielle Ausdehnung des Universums ergibt sich nämlich als eine mögliche Lösung der Einstein'schen Gleichung mit kosmologischer Konstante Λ . Im Modell des inflationären Universums wird die Rolle der kosmologischen Konstanten in der dynamischen Gleichung für

den Skalenfaktor $R(t)$ von der Vakuumsenergie eines skalaren Feldes übernommen. Dabei kann das exponentielle Anwachsen des Skalenfaktors zu mehreren Zeitpunkten in der Frühphase des Universums auftreten und auch von unterschiedlichen skalaren Feldern ausgelöst werden.

In Bild 9 ist die zeitliche Entwicklung des Skalenfaktors $R(t)$ schematisch für das Modell des sogenannten chaotischen inflationären Universums dargestellt. Zum Vergleich enthält das Bild auch die Entwicklung für das Standard-Urknallmodell. Die Entwicklung von $R(t)$ folgt den klassischen Gleichungen der Allgemeinen Relativitätstheorie, die nur oberhalb der Planckzeit $t_{p1} = 5,4 \cdot 10^{-44}$ s Gültigkeit haben. Daher beginnt die Entwicklung in Bild 9 erst bei der Zeit $t = 10^{-43}$ s. Im Modell des chaotischen inflationären Universums erfolgt die exponentielle Ausdehnung des Universums direkt nach der Planckzeit und dauert bis zu einer Zeit $t \approx 10^{-35}$ s. Das Universum wächst während dieser Phase um einen extrem großen Faktor an. Der Radius $R(t)$ ist am Ende dieser inflationären Phase 10^{10^8} mal so groß wie zu Beginn. Nach der inflationären Phase dehnt sich das Universum wie im Standard-Urknallmodell nur noch mit einer Potenz der Zeit aus. Im Standard-Urknallmodell dagegen erfolgt die Ausdehnung des Universums in der Anfangsphase viel langsamer. In diesem Modell ist der Radius des Universums von der Planckzeit bis heute insgesamt nur um einen Faktor 10^{30} angewachsen.

Im Modell des inflationären Universums wird vorhergesagt, daß die Dichte des Universums gerade der kritischen Dichte entspricht. Man kann sich dies am Beispiel eines Luftballons veranschaulichen, der zu riesiger Größe aufgeblasen wird: die Oberfläche des Luftballons scheint dann schließlich lokal äußerst flach zu sein.

Wenn die Dichte des Universums tatsächlich gleich der kritischen Dichte wäre, wie dies vom Modell des inflationären

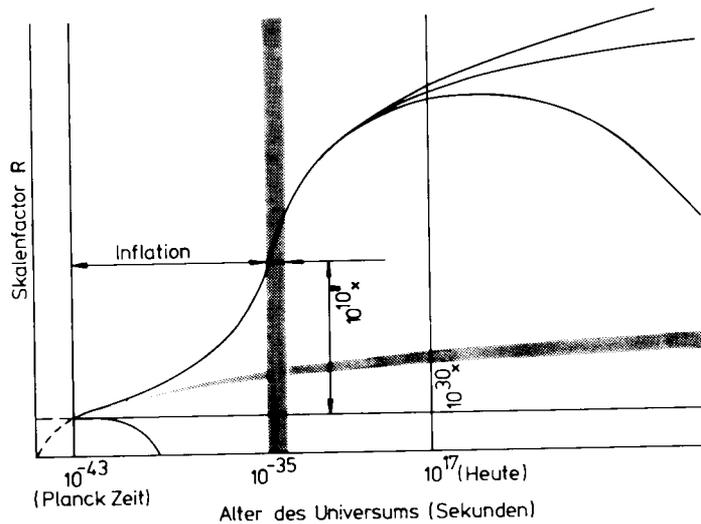


Bild 9: Entwicklung des Universums

Der Skalenfaktor $R(t)$ in Abhängigkeit von der Zeit t für das chaotische inflationäre Universum (durchgezogene Kurven) und für das Standard-Urknallmodell (schattiert)

Universums vorhergesagt wird, dann müßte mehr dunkle Materie im Universum vorhanden sein als nur die dynamische dunkle Materie. Für 80% der Materie des Universums hätten wir in diesem Fall zur Zeit keinerlei beobachtete Anzeichen.

Kandidaten für dunkle Materie

Nachdem ich die dynamischen und kosmologischen Gründe für dunkle Materie erörtert habe, möchte ich mich nun im zweiten Teil des Vortrags den Kandidaten für dunkle Materie zuwenden. Dabei werde ich zunächst gewöhnliche Materie in ihren unterschiedlichen Formen als Kandidaten für

für dunkle Materie betrachten.

Gewöhnliche Materie besteht aus den schweren Protonen und Neutronen und aus den sehr viel leichteren Elektronen. Ich werde sie im folgenden als baryonische Materie bezeichnen. Alle sichtbare Materie im Universum ist baryonische Materie. Baryonische Materie existiert. Könnte dann nicht auch die dunkle Materie im Universum baryonischer Natur sein? Baryonische Kandidaten wären z. B. Gas und Staub, Kometen, Asteroiden und Planeten, braune Zwerge, weiße Zwerge, Neutronensterne und schwarze Löcher.

Betrachten wir die einzelnen Kandidaten nun genauer. Gas kann sich nicht gut genug verbergen. Gas emittiert und absorbiert elektromagnetische Strahlung, anhand derer wir es beobachten können. Gas in Galaxien und Galaxienhaufen ist sichtbar. Gas als dunkle Materie wäre nur in den großen Zwischenräumen zwischen den Galaxienhaufen möglich. Nur da wäre es bisher unentdeckt geblieben.

Staub, Asteroiden und erdähnliche Planeten bestehen aus schweren Elementen. Ihr Material stammt aus früheren Generationen von Sternen, es wurde nicht wie die ganz leichten Elemente in der frühen Entwicklungsphase unseres Universums durch Nukleosynthese gebildet. Es gibt daher nur relativ wenig schwere Elemente. Ihre Masse entspricht nur 1 – 2% der Wasserstoffmasse des Universums. Damit sind Staub, Asteroiden und erdähnliche Planeten als Kandidaten für dunkle Materie vernachlässigbar.

Jupiter-ähnliche Planeten haben eine Elementzusammensetzung, die derjenigen der Sonne ähnelt. Als Angehörige eines Planetensystems würden sich massereiche Körper jedoch direkt auf die Eigenbewegung der zentralen Sonne auswirken, was für eine Vielzahl der näheren Sterne beobachtbar sein sollte. Alle Anzeichen sprechen bisher gegen das Vorhandensein von großer Masse in planetarischer Form.

Auch Neutronensterne und leichte schwarze Löcher sind keine guten Kandidaten für dunkle Materie. Sie ziehen Gas aus ihrer Umgebung an, dadurch kommt es zu Röntgenstrahlung, und die Röntgenstrahlung können wir wieder beobachten. Neutronensterne und leichte schwarze Löcher wären also sichtbar.

Braune Zwerge sind stellare Objekte, deren Masse M_B in einem Bereich von einem Tausendstel bis zu acht Hundertstel der Sonnenmasse M_\odot liegt,

$$0,001M_\odot < M_B < 0,08M_\odot .$$

Damit ist ihre Masse zu klein und ihre Temperatur zu niedrig, um Kernreaktionen in Gang zu setzen. Für das Wasserstoffbrennen in Sternen ist eine Temperatur $T \geq 10^7$ K notwendig. Braune Zwerge leuchten daher nur sehr schwach. Ihre Leuchtkraft entspricht nur etwa einem Tausendstel der Leuchtkraft der Sonne. Die emittierte Energie stammt von der Kontraktion der braunen Zwerge. Braune Zwerge sind gute Kandidaten für dunkle Materie. Kürzlich wurden mehrere Kandidaten für braune Zwerge entdeckt. Eine endgültige Bestätigung für auch nur einen braunen Zwerg steht aber noch aus. Es könnte jedoch größere Populationen von braunen Zwergen geben, z. B. in den Halos der Galaxien.

Weißer Zwerge bilden das Endstadium in der Entwicklung von kleineren Sternen. Bei der frühen Bildung von Sternen könnte die Verteilung der Sternmassen anders als heute gewesen sein, so daß bevorzugt Sterne mit Massen zwischen zwei und acht Sonnenmassen gebildet worden wären, die dann sehr massive weiße Zwerge hinterlassen hätten. Diese weißen Zwerge wären sehr alt und sehr leuchtschwach. Sie wären wie die braunen Zwerge gute Kandidaten für dunkle Materie.

Auch schwere schwarze Löcher mit einer Masse M_S zwischen

zehn und einer Million Sonnenmassen,

$$10M_\odot < M_S < 10^6 M_\odot ,$$

sind mögliche Kandidaten für dunkle Materie. Auch sie könnte es in den Halos der Galaxien geben. Aufgrund ihrer großen Masse hätte man aber die Hoffnung, ihre Anwesenheit schon bald durch dynamische Effekte zu entdecken.

Nukleosynthese

Wir haben gesehen, daß es durchaus gute Kandidaten für baryonische dunkle Materie gibt, nämlich braune und weiße Zwerge und massive schwarze Löcher. Für die Dichte baryonischer dunkler Materie im Universum gibt es jedoch eine Obergrenze. Diese folgt aus der Nukleosynthese.

Die Nukleosynthese findet im Standard-Urknallmodell während der Zeit $t \approx 2 - 1000$ s statt. In Kernreaktionen werden dabei aus Protonen und Neutronen die leichten Elemente H^2 , He^3 , He^4 und Li^7 , also Deuterium, Helium und Lithium, gebildet.

Aus den heute vorhandenen Mengenverhältnissen der Elemente kann man eine Ober- und Untergrenze für die Dichte der baryonischen Materie bestimmen,

$$0,01\rho_c < \rho_B < 0,20\rho_c .$$

Die Dichte baryonischer Materie im Universum kann danach nicht größer als 20% der kritischen Dichte sein. Wäre die baryonische Dichte größer, so hätte nach dem Standard-Urknallmodell zur Zeit der Nukleosynthese mehr He^4 als die beobachteten $24 \pm 1\%$ gebildet werden müssen, und gleichzeitig müßte das Verhältnis von Deuterium zu einfachem Wasserstoff kleiner als das beobachtete Verhältnis $H^2/H^1 = (1 - 2) \cdot 10^{-5}$ sein.

Vergleichen wir die Obergrenze $\Omega_B \leq 0,20$ für baryonische Materie, die aus der Nukleosynthese folgt, mit der Dichte der sichtbaren Materie, $\Omega_S \approx 0,01$, mit der Dichte der dynamischen dunklen Materie, $\Omega_D \approx 0,20$, und mit der kritischen Dichte $\Omega = 1$, so können wir zwei wesentliche Folgerungen ziehen.

1. *Die dynamische dunkle Materie kann baryonische Materie sein.*
2. *Die baryonische Materie reicht nicht aus, um das Universum zu schließen. Hat das Universum die kritische Dichte, so muß nicht-baryonische, exotische dunkle Materie vorhanden sein.*

An dieser Stelle kommt nun die Teilchenphysik ins Spiel, denn viele exotische Teilchen sind in den letzten Jahren aus anderen Gründen vorhergesagt worden, und ihre Erfinder sähen sie nur zu gern als physikalisch relevante Objekte, die z.B. einen großen Teil der dunklen Materie bilden könnten.

Exotische dunkle Materie

Bevor ich auf die Kandidaten für exotische dunkle Materie näher eingehe, möchte ich einen kurzen Überblick über die wichtigsten theoretischen Modelle und die von ihnen vorhergesagten Teilchen geben.

Das *Standardmodell* beschreibt alle heute bekannten Teilchen und ihre Wechselwirkungen außer der Gravitation. Das Standardmodell enthält punktförmige elementare Teilchen. Die beobachteten Teilchen sind im Standardmodell entweder selbst elementar, wie die Elektronen und Neutrinos, oder sie sind aus anderen elementaren Teilchen, den Quarks, zusammengesetzt. Die Baryonen bestehen z.B. aus je drei Quarks. Die Wechselwirkungen werden durch die verschiedenen Ladungen der Teilchen bestimmt. Neben der elektromagnetischen Wechselwirkung gibt es die starke und die schwache

Wechselwirkung. Im Standardmodell wechselwirken Teilchen miteinander, indem sie andere Teilchen austauschen. Bei der elektromagnetischen Wechselwirkung werden Photonen ausgetauscht, bei der starken Wechselwirkung Gluonen und bei der schwachen Wechselwirkung W^\pm und Z^0 Bosonen. Letztere wurden erst vor wenigen Jahren bei CERN entdeckt. Eine weitere Teilchenart des Standardmodells, die Higgsbosonen, konnten bisher noch nicht experimentell nachgewiesen werden. Higgsbosonen sind im Standardmodell notwendig, damit die W^\pm und Z^0 Bosonen eine Masse haben können. Das Standardmodell beschreibt physikalische Prozesse bis zu einer Energie von etwa 10^3 GeV. (1 GeV, eine Milliarde Elektronenvolt, ist die Energie, die nach der Formel der speziellen Relativitätstheorie $E = mc^2$ etwa äquivalent zur Masse eines Wasserstoffatoms ist.)

Das Standardmodell enthält als Kandidaten für dunkle Materie natürlich gewöhnliche baryonische Materie. Daneben gibt es als exotische Kandidaten sogenannte "Quark Nuggets". Diese bestehen, wenn es sie gibt, nicht nur aus drei Quarks wie die Baryonen, sondern aus einer sehr großen Anzahl ($\gg 100$) von Quarks. Quark Nuggets müssen um die Zeit $t \approx 10^{-5}$ s entstanden sein, deutlich vor der Nukleosynthese.

Es gibt verschiedene *einfache Erweiterungen des Standardmodells*. Dabei wird der Higgs Sektor des Standardmodells, über den bisher am wenigsten bekannt ist, erweitert. Führt man neue Higgsbosonen ein, dann können die im Standardmodell masselosen Neutrinos eine Masse erhalten, und massive Neutrinos sind Kandidaten für dunkle Materie. Durch die Erweiterung des Higgs Sektors kann auch ein schwerwiegendes Problem der starken Wechselwirkung im Standardmodell gelöst werden, das sogenannte *CP Problem*. (Die Symmetrie der starken Wechselwirkung unter Ladungskonjugation (*C*) und Paritätstransformation (*P*) ist im Standardmodell verletzt.) Im erweiterten Modell findet man

dann ein neues leichtes Teilchen, das Axion genannt wird. Auch Axionen sind Kandidaten für dunkle Materie.

Die großen vereinheitlichten Feldtheorien, die auch *GUTs* (*Grand Unified Theories*) genannt werden, sollen physikalische Prozesse bis zu Energien von etwa 10^{14} GeV beschreiben können. Diese Theorien gehen davon aus, daß es bei sehr hohen Energien nur eine einzige Wechselwirkung (außer der Gravitation) gibt, eine Urkraft sozusagen, die sich erst bei niedrigeren Energien in die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung aufspaltet. *GUTs* enthalten das Standardmodell. Sie können auch die einfachen Erweiterungen des Standardmodells enthalten.

Baryonische Materie, Quark Nuggets, massive Neutrinos und Axionen sind auch in den vereinheitlichten Feldtheorien Kandidaten für dunkle Materie. Daneben haben *GUTs* noch eine neue Klasse von exotischen Kandidaten, topologische Relikte aus einer sehr frühen Phase in der Entwicklung unseres Universums. Dabei handelt es sich um magnetische Monopole und kosmische "Strings" (Fäden oder Saiten). Diese sind keine punktförmigen elementaren Teilchen der *GUTs*, sondern stabile (topologische) Objekte, die sehr massiv sind und eine räumliche Ausdehnung besitzen. (Magnetische Monopole sind sphärisch symmetrisch, und kosmische Strings sind fadenförmig.)

Die supersymmetrischen vereinheitlichten Feldtheorien, die *SUSY GUTs*, besitzen eine weitere Symmetrie, die sogenannte Supersymmetrie. Man bezeichnet damit eine Symmetrie zwischen Fermionen und Bosonen. (Physikalische Teilchen werden als Fermionen bezeichnet, wenn ihr Eigendrehimpuls halbzahlig ($1/2, 3/2, \dots$) ist, und als Bosonen, wenn er ganzzahlig ($0, 1, 2, \dots$) ist.) In supersymmetrischen Theorien hat jedes Fermion einen neuen bosonischen supersymmetrischen Partner und jedes Boson einen neuen fermionischen supersymmetrischen Partner. Der große Vorteil der

supersymmetrischen vereinheitlichten Feldtheorien ist, daß sie auch die Gravitation beschreiben können. Supersymmetrische Theorien, die die Gravitation beinhalten, werden *SUGRA GUTs* genannt. Sie sollen für physikalische Prozesse bis hin zur Planck Energie von 10^{19} GeV gültig sein.

Die supersymmetrischen Partner der fermionischen Quarks und Leptonen (Leptonen sind z. B. Elektronen und Neutrinos) werden Squarks und Sleptonen genannt. Die supersymmetrischen Partner der Bosonen sind die "inos". Beispiele sind Photino, Gluino und Gravitino, die Partner von Photon, Gluon und Graviton. Die supersymmetrischen *GUTs* enthalten alle Kandidaten für dunkle Materie, die auch die einfachen *GUTs* enthalten. Da aber aus Symmetriegründen der leichteste supersymmetrische Partner, der LSP, stabil sein muß, haben die supersymmetrischen *GUTs* zusätzlich den LSP als Kandidaten für dunkle Materie. Welches der neuen Teilchen dieser leichteste und somit stabile Partner ist, hängt jedoch von den jeweiligen Modellannahmen ab.

Die neueste Entwicklung in der Teilchenphysik sind die *Superstring Theorien*. Sie unterscheiden sich ganz fundamental von den anderen vereinheitlichten Feldtheorien, indem sie die elementaren physikalischen Teilchen nicht als punktförmig sondern als fadenförmig beschreiben, als "Strings". Superstring Theorien enthalten alle bisher genannten Kandidaten für dunkle Materie. Zusätzlich enthalten sie noch sogenannte Schattenmaterie, die mit anderer Materie nur über die Gravitation wechselwirken kann.

Die exotischen Kandidaten für dunkle Materie werden auch "WIMPs" genannt. Es steht für *Weakly Interacting Massive Particles*, also massive Teilchen, die mit anderer Materie nur schwach wechselwirken. Einige dieser WIMPs habe ich in Tabelle 1 aufgeführt zusammen mit der erwarteten Masse der WIMPs, der Zeit ihrer Entstehung und der damals herrschenden Temperatur (1eV entspricht $1,16 \cdot 10^4$ °K). Die

Tabelle 1
Exotische Kandidaten für dunkle Materie

WIMP	Masse	Dichte	Zeit	Temperatur
Axion	10^{-5}eV	10^9cm^{-3}	10^{-30}s	10^{12}GeV
Neutrino (leicht)	30eV	10^9cm^{-3}	1s	1MeV
Photino (leicht)	keV	10cm^{-3}	10^{-5}s	300MeV
Gravitino	keV	10cm^{-3}	10^{-5}s	300MeV
Photino (schwer)	GeV	10^{-6}cm^{-3}	10^{-4}s	50MeV
Sneutrino	GeV	10^{-6}cm^{-3}	10^{-4}s	50MeV
Neutrino (schwer)	GeV	10^{-6}cm^{-3}	10^{-4}s	50MeV
Schatten- materie	GeV	10^{-6}cm^{-3}	10^{-4}s	50MeV
Monopol	10^{16}GeV	10^{-22}cm^{-3}	10^{-34}s	10^{14}GeV
Quark Nugget	$\approx 10^{15} \text{g}$	10^{-44}cm^{-3}	10^{-5}s	300MeV
schwarzes Loch	$\geq 10^{15} \text{g}$	$\leq 10^{-44} \text{cm}^{-3}$	$\geq 10^{-12} \text{s}$	$\leq \text{TeV}$

Tabelle enthält weiterhin die berechnete Teilchendichte der WIMPs, also die Anzahl WIMPs pro Volumeneinheit, die für ein flaches Universum notwendig wäre. Die beobachtete Teilchendichte der Baryonen im Universum ist beispielsweise 10^{-7}cm^{-3} , die der Photonen 400cm^{-3} .

Heiße und kalte dunkle Materie

Offensichtlich gibt es sehr viele Kandidaten für exotische dunkle Materie. Da stellt sich natürlich die Frage, ob alle Kandidaten als dunkle Materie gleich gut geeignet sind? Alle WIMPs haben Masse, die Größe ihrer Masse ist jedoch höchst unterschiedlich, und das Vorhandensein von leichten oder schweren WIMPs in der Frühphase des Universums kann sich entsprechend unterschiedlich auf die weitere Entwicklung des Universums auswirken.

Leichte exotische Teilchen wie z. B. leichte Neutrinos bewegen sich schnell. Sie können in kurzer Zeit sehr große Distanzen zurücklegen. Schwerere exotische Teilchen, wie z. B. der leichteste supersymmetrische Partner, bewegen sich langsamer, sie können in gleichen Zeiten nur kürzere Distanzen zurücklegen. Dies kann für die Bildung von größeren Strukturen im Universum, insbesondere für die Bildung von Galaxien, entscheidend sein.

Damit sich größere Strukturen im Universum bilden können, müssen Dichtefluktuationen vorhanden sein. Die räumliche Ausdehnung dieser Dichtefluktuationen bestimmt dann die Größe der entstehenden Strukturen. Für die Bildung von Galaxien sind z. B. Dichtestörungen von galaktischem Umfang notwendig, die also eine charakteristische Längenskala λ_G von 1 Mpc haben. Auch für die exotischen Teilchen gibt es eine charakteristische Längenskala, λ_F . Dabei handelt es sich um die Längenskala, auf der diese Teilchen Dichtestörungen dämpfen können, indem sie aus dem entsprechenden Gebiet wegströmen.

Leichte Teilchen bewegen sich relativistisch. Sie haben eine große charakteristische Längenskala λ_F ,

$$\lambda_F \gg \lambda_G = 1 \text{ Mpc} .$$

Sind leichte WIMPs vorhanden, so bleiben nur Dichtestörungen bestehen, die groß gegenüber der galaktischen Längenskala sind. Leichte WIMPs werden auch als heiße dunkle Materie bezeichnet. Ein Beispiel ist das leichte Neutrino mit einer Masse von 30 eV und einer charakteristischen Längenskala von $\lambda_F \approx 40 \text{ Mpc}$.

Schwere exotische Teilchen werden dagegen als kalte dunkle Materie bezeichnet. Sie bewegen sich nicht-relativistisch. Kalte dunkle Materie hat eine charakteristische Längenskala λ_F , die klein gegenüber der galaktischen Längenskala ist,

$$\lambda_F \ll \lambda_G = 1 \text{ Mpc} .$$

Wenn kalte dunkle Materie vorhanden ist, bleiben Dichtestörungen von galaktischem Umfang bestehen. Beispiele sind ein schweres Neutrino oder der leichteste supersymmetrische Partner mit einer Masse von 1 GeV und einer charakteristischen Längenskala λ_F von etwa 10^{-5} Mpc. (Kosmische Axionen bilden bei dieser Klassifizierung eine Ausnahme. Sie sind zwar sehr leicht, aber sie bilden ein Kondensat, einen sogenannten kosmischen harmonischen Oszillator. Kosmische Axionen sind daher kalte dunkle Materie.)

Betrachten wir die Auswirkungen von heißer dunkler Materie auf die Entwicklung des Universums nun genauer und nehmen als Kandidaten leichte Neutrinos an. Zunächst scheinen Neutrinos als Kandidaten für dunkle Materie sehr attraktiv zu sein. Neutrinos existieren, und in vielen Feldtheorien haben sie auch eine kleine Masse. Seit mehreren Jahren wird versucht, diese Masse experimentell zu bestimmen. Für die kritische Dichte des Universums wäre eine Neutrino Masse im Bereich 10 – 100 eV notwendig.

Da aber die charakteristische Längenskala λ_F für leichte Neutrinos groß verglichen mit der galaktischen Skala ist, bilden sich erste Strukturen im Universum auf der Größenskala von Galaxienhaufen und Superhaufen. Strukturen auf der Größenskala von Galaxien können sich nicht bilden. Damit ergibt sich folgendes Szenario für die Entwicklung des Universums: Zuerst bilden sich Strukturen der Größe von Haufen und Superhaufen von Galaxien, und diese zerfallen dann in Strukturen von der Größe von Galaxien. Als Folge werden in diesem Szenario Galaxien erst sehr spät gebildet, viel später als es mit der Beobachtung vereinbar ist. Quasare, sehr kompakte und leuchtstarke Objekte, die sich vermutlich in den Zentren sehr früher Galaxien befinden, sind nämlich viel älter. Leichte Neutrinos sind daher keine überzeugenden Kandidaten für dunkle Materie.

Die Anwesenheit von kalter dunkler Materie wirkt sich gün-

stiger für die Bildung von Galaxien aus. Dichtefluktuationen von galaktischer Größenskala können früh wachsen, da die charakteristische Längenskala λ_F klein gegenüber der galaktischen Längenskala ist. Dies macht kalte dunkle Materie zum besseren Kandidaten, obwohl keines der Teilchen bisher nachgewiesen werden konnte. Zur Zeit wird jedoch in vielen großen Laboratorien der Welt nach den verschiedenen Kandidaten wie Axionen, supersymmetrischen Partnern und Monopolen experimentell gesucht.

Zusammenfassung

Aus der astronomischen Beobachtung, wie z. B. aus der Messung von Rotationskurven von Spiralnebeln, folgt, daß das Universum dunkle Materie enthalten muß, wenn man annimmt, daß die Newton'sche Theorie der Gravitation die Bewegungen der Sterne und Galaxien beschreibt. Drückt man die Dichte dieser dynamischen dunklen Materie über die kritische Dichte aus, so findet man für den Dichteparameter der dynamischen dunklen Materie

$$\Omega_D \approx 0,20 .$$

Die sichtbare Materie hingegen ergibt nur ein Prozent der kritischen Dichte,

$$\Omega_S \approx 0,01 .$$

Aus der Nukleosynthese und dem heutigen Verhältnis der Mengen der leichteren Elemente ergibt sich eine Obergrenze für die mögliche Dichte baryonischer Materie, also Materie die aus Protonen, Neutronen und Elektronen besteht,

$$\Omega_B \approx 0,20 .$$

Damit folgt, daß die dynamische dunkle Materie baryonischer Natur sein kann. Baryonische Materie existiert, dunkle baryonische Materie könnte in Form von braunen und

weißen Zwergen oder in Form von schwarzen Löchern vorhanden sein.

Wenn das Universum positiv gekrümmt und damit geschlossen ist, oder wenn es flach ist, dann muß seine Dichte größer oder gleich der kritischen Dichte sein,

$$\Omega \geq 1 .$$

Kosmologische Argumente, wie Homogenität und Isotropie des Universums führen zum Modell des inflationären Universums und damit zu einer kritischen Dichte des Universums,

$$\Omega = 1 .$$

Für ein flaches oder geschlossenes Universum ist daher exotische dunkle Materie notwendig.

Kalte dunkle Materie erscheint zur Zeit aufgrund ihres günstigeren Einflusses auf die Galaxienbildung geeigneter als heiße dunkle Materie. Kandidaten für kalte dunkle Materie sind Axionen oder supersymmetrische Teilchen. Zur Zeit wird nach diesen exotischen Kandidaten intensiv experimentell gesucht.

Sollte der Nachweis dieser Teilchen im Labor gelingen, dann wird sich unser Verständnis im Bereich des Allerkleinsten, nämlich der elementaren Bausteine unseres Universums wesentlich verbessern. Gleichzeitig wird uns damit aber auch ein großer Durchbruch in unserem Verständnis im Bereich des Allergrößten, nämlich der Entwicklung und der Beschaffenheit unseres Universums, gelingen. Denn die Frage der dunklen Materie verbindet in faszinierender Weise den Mikro- mit dem Makrokosmos, und es ist die dunkle Materie, die über das Schicksal des Universums schließlich entscheidet, darüber, ob das Universum sich immer weiter ausdehnt und damit einem sehr langsamen Tod entgegengeht, oder ob es sich wieder zusammenzieht und dann mit einem neuen Zyklus und damit neuem Leben wieder beginnen kann.

Literatur

Bücher

T.-P. CHENG und L.-F. LI: *Gauge Theory of Elementary Particle Physics*, Clarendon Press, Oxford, Großbritannien, 1988

O. FACKLER und J. TRAN THANH VAN: *New and Exotic Phenomena*, Proceedings of the Seventh Moriond Workshop, held in Les Arcs, Frankreich, 1987, Editions Frontieres, Gif sur Yvette, Frankreich, 1987

T. FERRIS: *Galaxies*, Stewart, Tabori & Chang Publishers, New York, USA, 1982

J. HERRMANN: *dtv-Atlas zur Astronomie*, Deutscher Taschenbuch Verlag, München, BRD, 1973

J. KORMENDY und G. R. KNAPP: *Dark Matter in the Universe*, Proceedings of the 117th Symposium of the International Astronomical Union held in Princeton, USA, 1985, D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, Holland, 1987

C. MISNER, K. S. THORNE und J. A. WHEELER: *Gravitation*, W. H. Freeman and Company, San Francisco, USA, 1973

W. und K. TUCKER: *The Dark Matter*, William Morrow and Company, New York, USA, 1988

Artikel

G. R. BLUMENTHAL, S. M. FABER, J. R. PRIMACK und M. J. REES: *Formation of Galaxies and Large-scale Structure with Cold Dark Matter*, Nature 311, S. 517, 1984

P. DAVIES: *Particle Physics for Everybody*, Sky & Telescope, S. 582, December 1987

J. ELLIS, R. A. FLORES und J. D. LEWIN: *Rates for Inelastic Nuclear Excitation by Dark Matter Particles*, CERN-TH.5040, 1988

K. GRIEST: *Calculations of Rates for Direct Detection of Neutralino Dark Matter*, Phys. Rev. Lett. 61, S. 666, 1988

A. H. GUTH und P. J. STEINHARDT: *The Inflationary Universe*, Scientific American 250, S. 116, 1984

E. W. KOLB, D. SECKEL und M. S. TURNER: *The Shadow World of Superstring Theories*, Nature 314, S. 415, 1985

L. M. KRAUSS: *Dunkle Materie im Universum*, Spektrum der Wissenschaft, S. 104, Februar 1987

W. KÜNDIG: *Eine obere Grenze für die Masse des Elektron-Neutrinos*, Phys. Bl. 42, S. 380, 1986

A. D. LINDE: *The Present Status of the Inflationary Universe Scenario*, Comments Astrophys. 10, S. 229, 1985

A. LINDE: *Particle Physics and Inflationary Cosmology*, Physics Today, S. 61, September 1987

A. LINDE: *Life after Inflation and the Cosmological Constant Problem*, CERN-TH.5389, 1989

B. MOSKOWITZ: *The Search for Dark Matter in the Laboratory*, New Scientist, S. 39, April 1989

D. V. NANOPOULOS: *The Inflationary Universe*, Comments Astrophys. 10, S. 219, 1985

K. A. OLIVE und M. SREDNICKI: *Solar Neutrino Searches and Cold Dark Matter*, Phys. Lett. B205, S. 553, 1988

P. J. E. PEEBLES: *The Mean Mass Density of the Universe*, Nature 321, S. 27, 1986

V. C. RUBIN: *The Rotation of Spiral Galaxies*, Science 220, S. 1339, 1983

V. TRIMBLE: *Dark Matter in the Universe: Where, What, and Why?* Contemp. Phys. 29, S. 373, 1988

V. TRIMBLE: *The Search for Dark Matter*, Astronomy, S. 18, March 1988

Fotos

Bild 1: 02116 Galaxy, type Sb in Andromeda (M31) -

National Optical Astronomy Observatories
Public Information Office
P.O. Box 26732
Tuscon, AZ 85726-6732, USA

Bild 2: USNO 34 Spiral Galaxy in Canes Venatici (M106) -

Bild 6: USNO 12 Whirlpool Galaxy (M51) -

Bild 7: USNO 15 Spiral Galaxy in Draco (NGC 5907) -

United States Naval Observatory
Public Affairs Office
34th St. and Massachusetts Ave., NW
Washington, D.C. 20392, USA

Bild 8: 02301 Cluster of Galaxies in Virgo -

National Optical Astronomy Observatories
(Adresse s. Bild 1)

Die Autorin

JUTTA KUNZ (1955)

DR. RER. NAT. HABIL.

Studium der Physik an der Universität Gießen. 1978/1979 einjähriger Studien- und Forschungsaufenthalt an der University of Washington, Seattle, USA. 1982 Promotion an der Universität Gießen auf dem Gebiet der theoretischen Kernphysik. Von 1982 bis 1984 Forschungstätigkeit am Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, USA. Von 1984 bis 1987 Hochschulassistentin an der Universität Gießen. Seit 1987 wissenschaftliche Mitarbeiterin am NIKHEF (Nationaal Instituut voor Kernfysica en Hoge-Energiefysica), Amsterdam, Niederlande. 1989 Habilitation an der Universität Oldenburg. Neuere Arbeiten insbesondere auf dem Gebiet der Feldtheorie, vor allem über nicht-störungstheoretische, nicht-lineare Phänomene wie z. B. Solitonen und Sphaleronen.

Oldenburger Universitätsreden

Ansprachen • Aufsätze • Vorträge

Über die Lieferbarkeit der Ausgaben Nr. 1 bis Nr. 10 gibt auf Anfrage das Bibliotheks- und Informationssystem der Universität Oldenburg, Uhlhornsweg 49-55, 2900 Oldenburg, Tel.: 0441/798-2261 Auskunft.

- Nr. 11** Strube, Wilhelm: Über die Entwicklung der Naturwissenschaft und der Kampf hervorragender Forscher für den Sieg der Vernunft. - 1987. - 28 S.
ISBN 3-8142-1011-5 DM 2,00
- Nr. 12** Raapke, Hans-Dietrich: Wer war der gebildete Deutsche? : zur Geschichte d. Bildung in Deutschland. - 1987. - 48 S.
ISBN 3-8142-1012-3 DM 2,50
- Nr. 13** Amery, Carl: Das ökologische Problem als Kulturauftrag. - 1988. - 20 S.
ISBN 3-8142-1013-1 DM 2,00
- Nr. 14** Stuby, Gerhard: Die Empfehlungen des ILO-Untersuchungsausschusses zur Praxis der Berufsverbote. - 1988. - 27 S.
ISBN 3-8142-1014-X DM 2,00
- Nr. 15** Grolle, Joist: Berufsverbote - und kein Ende? - Ansprache v. d. Konzil d. Universität Oldenburg. - 1988. - 24 S.
ISBN 3-8142-1015-8 DM 2,00
- Nr. 16** Daxner, Michael: Universität Oldenburg ; eingebunden in Wirtschaft u. Gesellschaft unserer Region? - 1988. - 40 S.
ISBN 3-8142-1016-6 DM 3,00
- Nr. 17** Naßmacher, Hiltrud: Entwicklungstendenzen in der politikwissenschaftlichen Forschung : Anmerkung zum Paradigmenwechsel. - 1988. - 32 S.
ISBN 3-8142-1017-4 DM 2,00

- Nr. 18** Modelmog, Ilse: Keusches Verlangen : zur Veränderung d. Sexualverhaltens. - 1988. - 30 S.
ISBN 3-8142-1018-2 DM 2,00
- Nr. 19** Müller, Ingo: Politische Justiz im historischen Vergleich. - 1989. - 17 S.
ISBN 3-8142-1019-0 DM 3,00
- Nr. 20** Brandt, Willy: Die Nobelpreiskampagne für Carl von Ossietzky : mit d. Briefen an Konrad Reisner u. Hilde Walter / hrsg. von Wilhelm, Büttemeyer. - 1988. - 68 S.
ISBN 3-8142-1020-4 DM 3,00
- Nr. 21** Jungk, Robert: Glaubhafte Ermutigung : zur Zukunft d. krit. Journalismus. - 1989. - 23 S.
ISBN 3-8142-1021-2 DM 2,00
- Nr. 22** Hartmut Böhme: Über das gegenwärtige Selbstbewußtsein der Geisteswissenschaften. - 1989. - 31 S.
ISBN 3-8142-1022-0 DM 2,00
- Nr. 23** Schmidt-Knaebel, Susanne: Frauen und Sprache : Wie gehen Frauen mit Sprache um u. wie geht d. Sprache mit Frauen um. - 1988. - 26 S.
ISBN 3-8142-1023-9 DM 2,00
- Nr. 24** Hillgärtner, Rüdiger: Von den Schwierigkeiten der Modernität : Aporet. Aspekte in frühen poetolog. Ansätzen von Joyce, Woolf, Pound u. Eliot. - 1988. - 39 S.
ISBN 3-8142-1024-7 DM 2,00

- Nr. 25** Brandt, Henry G./Daxner, Michael/Trepp, Leo: Dem Vergessen entgegnetreten ; Reden zum 50. Jahrestag d. Pogrome 1938.-1989. - 60 S.
ISBN 3-8142-1025-5 DM 5,00
- Nr. 26** Appellius, Stefan/Wieland, Lothar: Reden zur Eröffnung des Fritz Küster-Archivs für Geschichte und Literatur der Friedensbewegung. - 1989. - 43 S.
ISBN 3-8142-1026-3 DM 3,00
- Nr. 27** Mittelstraß, Jürgen: Glanz und Elend der Geisteswissenschaften. - 1989. - 35 S.
ISBN 3-8142-1027-1 DM 4,00
- Nr. 28** Wolter, Andrä: Von der Elitenbildung zur Bildungsexpansion ; zweihundert Jahre Abitur (1788 - 1988). - 1989. - 90 S.
ISBN 3-8142-1028-X DM 6,00
- Nr. 29** Hohendorf, Gerd : Reformpädagogik und Arbeiterbewegung. - 1989. - 49 S.
ISBN 3-8142-1029-8 DM 3,00
- Nr. 30** Meves, Uwe: »Über den Namen der Germanisten«. - 1989. - 31 S.
ISBN 3-8142-1030-1 DM 4,00
- Nr. 31** Höpner, Thomas: Der ökologische Zustand der Deutschen Bucht und des Wattenmeeres. - 1989. - 34 S.
ISBN 3-8142-1031-X DM 4,00
- Nr. 32** Nitsch, Wolfgang: 20 Jahre Student/inn/enbewegung - kein Grund zum Feiern. - 1989. - 31 S.
ISBN 3-8142-1032-8 DM 4,00
- Nr. 33** Fooker, Enno: Sprach-Probleme der Pädagogik ; Anregungen zum kritischen und sensiblen Gebrauch der pädagogischen Fachsprache. - 1989. - 45 S.
ISBN 3-8142-1033-6 DM 4,00

- Nr. 34** Lucas-Busemann, Erhard: Die Ermordung Rosa Luxemburgs und Karl Liebknechts - auch nach 70 Jahren Anlaß der Trauer und des Nachdenkens. - 1990. - 72 S.
ISBN 3-8142-1034-4 DM 6,00
- Nr. 35** Pankau, Johannes: Unendliche Rede. Zur Formulierung des Rethorischen in der deutschen Romantik. - 1990. - 31 S. -
ISBN 3-8142-1035-2 DM 6,00
- Nr. 37** Hemesath, Bettina: Bundesdeutsches Umweltrecht - Vorbild für Europa. - 1990. - 48 S.
ISBN 3-8142-1037-9 DM 6,00
- Nr. 39** Prignitz, Christoph: Friedrich Hölderlin - Ideal und Wirklichkeit in seiner Lyrik. - 1990. - 33 S.
ISBN 3-8142-1039-5 DM 6,00
- Nr. 40** Kunz-Drolshagen, Jutta: Dunkle Materie im Universum. - 1990. - 47 S.
ISBN 3-8142-1040-9 DM 6,00

(Die Exemplare werden gegen Vorausrechnung verschickt, Preise zuzüglich Porto- und Versandkosten)