ROGER PENROSE

zaman döngüleri

BİLİM FİKİR VE 100 KİTAP

KUANTUM EVRENİNİN
OLAĞANÜSTÜ
MACERASI



ALFA BİLİM

ZAMAN DÖNGÜLERİ
Kuantum Evreninin Olağanüstü Macerası

ROGER PENROSE

1931 doğumlu İngiliz matematiksel fizikçi Sir Roger Penrose ülkemizde *Kralın Yeni Usu* ve Hawking'le beraber yazdıkları *Zamanın ve Uzayın Doğası* kitaplarıyla tanınmaktadır. Dünyanın en tanınmış fizikçileri arasında yer alan Penrose, Oxford Üniversitesinde, Rouse Ball Kürsüsünde Emeritus Matematik Profesörlüğü ve Wadham Kolejinde Emeritus Öğretim Üyeliği görevlerini sürdürmektedir. 1988 Wolf Fizik Ödülünü Stephen Hawking ile paylaşan Penrose'un çok önemli bilimsel çalışmalarının yanı sıra, ödüllü ve çok satan popüler fizik kitapları bulunmaktadır.

KEREM CANKOÇAK

Boğaziçi Fizik Bölümünü bitirdikten sonra doktora çalışmaları için Stockholm'e gitti. 1992 yılından bu yana CERN'deki deneylerde çalışmalarını sürdürmektedir. Halen İstanbul Teknik Üniversitesi Fizik Mühendisliği Bölümünde doçent olarak görevine devam eden Kerem Cankoçak'ın editörlük ve çevirmenliğini yaptığı çok sayıda kitabın yanı sıra çeşitli dergilerde popüler bilim yazıları yayımlanmıştır.

MURAT METEHAN TÜRKOĞLU

1983 yılında İzmir'de doğdu. ÇOMÜ Ulupınar Gözlemevi ve Astrofizik Araştırma Merkezinde lisans ve yüksek lisansını tamamladıktan sonra İTÜ Fizik Mühendisliği Bölümünde doktora programına başladı. Yüksek Enerji Fiziği ve Yüksek Enerji Astrofiziği üzerine TÜBİTAK destekli bilimsel projelerde araştırmacı olarak görev aldı. Çeşitli uluslararası dergilerde bilimsel makaleleri yayımlandı. Türkoğlu'nun Fizik/Astrofizik/Bilim Tarihi alanlarında çevirmenliğini yaptığı yayımlanmış ve basıma hazırlanan çeşitli bilim kitapları bulunmaktadır.

Zaman Döngüleri - Kuantum Evreninin Olağanüstü Macerası
© 2011, ALFA Basım Yayım Dağıtım San. ve Tic. Ltd. Şti.

Cycles of Time - An Extraordinary New View of the Universe
© 2011, Roger Penrose

Kitabın Türkçe yayın hakları Anatolialit Telif Hakları ve Zeno Agency aracılığıyla Alfa Basım Yayım Dağıtım San. ve Tic. Ltd. Şti.'ne aittir. Tanıtım amacıyla, kaynak göstermek şartıyla yapılacak kısa alıntılar dışında hiçbir yöntemle çoğaltılamaz.

Yayıncı ve Genel Yayın Yönetmeni M. Faruk Bayrak
Genel Müdür Vedat Bayrak
Yayın Yönetmeni Mustafa Küpüşoğlu
Dizi Editörü Kerem Cankoçak
Redaksiyon Mehmet Ata Arslan
Kapak Tasarımı Gökhan Burhan
Sayfa Tasarımı Zeliha Güler

ISBN 978-605-171-116-4
1. Basım: T. 2015

Baskı ve Cilt
Melisa Matbaacılık
Çiftehavuzlar Yolu Acar Sanayi Sitesi No: 8 Bayrampaşa - İstanbul
Tel: 0(212) 674 97 23 Faks: 0(212) 674 97 29
Sertifika no: 12088

Alfa Basım Yayım Dağıtım San. ve Tic. Ltd. Şti.
Alemdar Mahallesi Ticarethane Sokak No: 15 34110 Fatih–İstanbul
Tel: 0(212) 511 53 03 Faks: 0(212) 519 33 00
www.alfakitap.com - info@alfakitap.com
Sertifika no: 10905

ROGER PENROSE

zaman döngüleri

KUANTUM EVRENİNİN OLAĞANÜSTÜ MACERASI

BİLİM DİZİSİ
100
KİTAP

Çeviri
Kerem Cankoçak
Murat Metehan Türkoğlu

ALFA | BİLİM

Roger Penrose'un çığır açan ve en çok satanlar listesinde olan *Road To Reality* [*Gerçeğin Yolları*] (2005) adlı yapıtı, bugün geçerli olduğuna inanılan evrenimizi yöneten kuralları anlamak için, okunmaya değer kapsamlı bir kılavuz niteliğindedir. *Zaman Döngüleri*'ndeyse, yaptıklarının ötesine geçmiş, kozmolojiye yeni bir bakış açısı getirerek, sıklıkla sorulan "Büyük Patlamadan önce ne vardı?" sorusuna oldukça beklenilmedik bir cevap vermiştir.

Bu çalışmanın, ilki Termodinamiğin İkinci Yasasının –dünyamızda "düzensizliğin" sürekli artması gerektiğiyle ilgili olan yasanın– derinlemesine bir incelemesi ve ikincisi uzayzamanın *ışık* geometrisinin eksiksiz bir betimlemesi olmak üzere iki ana fikri vardır. Penrose bu iki ana temayı birleştirerek, ivmelenen ve genişleyen evrenimizin beklenilen kaderinin aslında yeni bir 'Büyük Patlama' olarak yeniden nasıl yorumlanabileceğini göstermiştir.

Bundan sonraki bölümlerde, herhangi bir karışık matematiksel formülasyon olmaksızın (bütün karışık işlemler ek kısmındadır) diğer temel bileşenler ve oynadıkları roller detaylı olarak verilmiştir. Sıkça karşılaşacağımız "kozmik mikrodalga ardalan ışınımının" (CMB) anlaşılmasını sağlayacak standart ve standart-olmayan kozmolojik modeller sunulmuştur. Ayrıca kritik öneme sahip olan galaksimizin merkezindeki büyük kütleli kara delikler ve gizemli "Hawking Buharlaşması" süreci sayesinde nasıl yok oldukları tartışılmıştır.

İÇİNDEKİLER

TEŞEKKÜRLER 7
ÖNSÖZ 9
GİRİŞ 11
I. İKİNCİ YASA VE ALTINDA YATAN GİZEM 17
1.1 Rastgeleliliğin Sürekli Yürüyüşü 19
1.2 Durum Hesabı Olarak Entropi 24
1.3 Faz Uzayı ve Boltzmann'ın Entropi Tanımı 33
1.4 Entropi Kavramının Sağlamlığı 43
1.5 Gelecekte Entropinin Engellenemez Artışı 52
1.6 Geçmiş Neden Farklı? 57
II. BÜYÜK PATLAMANIN ACAYİP DOĞASI 63
2.1 Genişleyen Evrenimiz 65
2.2 Her Yerde Mikrodalga Ardalan Işınımı 75
2.3 Uzayzaman, Boş Koniler, Metrikler, Konformal Geometri 88
2.4 Kara Delikler ve Uzayzaman Tekillikleri 105
2.5 Konformal Diyagramlar ve Konformal Sınırlar 117
2.6 Büyük Patlamanın Özel Olduğunu Anlamak 134
III. DÖNGÜSEL KONFORMAL KOZMOLOJİ (CCC) 149
3.1 Sonsuzlukla Birleşmek 151
3.2 CCC'nin Yapısı 163
3.3 Daha Eski Büyük Patlama Öncesi Önerileri 179
3.4 İkinci Yasayı Uygun Hale Getirmek 191
3.5 CCC ve Kuantum Kütleçekim 209
3.6 Gözlemsel Çıkarımlar 226
SONSÖZ 241
EKLER 243
EK A: Konformal yeniden ölçeklendirme 243
EK B: Karşılıklı geçiş bölgelerindeki denklemler 255
DİZİN 279

TEŞEKKÜRLER

Çok sayıda arkadaşıma ve meslektaşıma, önemli tavsiyeleri ve bu kitapta öne sürdüğüm kozmolojik çerçeveyle ilgili olarak düşüncelerini paylaştıkları için minnettarım. Özellikle Paul Tod'la Weyl-eğrilik hipotezinin konformal-genişletimli bir versiyonu için önermiş olduğu formülasyonuyla ilgili olarak detaylı olarak tartıştığım ve burada önermiş olduğum konformal çevrimli kozmoloji modelinin analizinin çok sayıdaki görünümünün, önermiş olduğu hipotez yardımıyla kanıtlayabildiğim için minnettarım. Diğer yandan Helmut Friedrich'e, özellikle pozitif bir kozmolojik sabitin varlığında konformal-sonsuzluk incelemesinin, önerdiğim şemanın matematiksel olarak geçerli olduğunu gösterdiği için müteşekkirim. Bununla beraber, özellikle kozmolojik-ufuklar probleminin anlaşılması üzerine çığır açan katkılarından dolayı, ayrıca 2-spinör formalizmi üzerinde yapmış olduğu işbirliği ve şişme-kozmolojisinin rolü üzerinde yapmış olduğumuz tartışmalar için, uzun yıllar boyunca almış olduğum değerli katkıları nedeniyle Wolfgang Rindler'e teşekkür ederim.

Parçacık fiziğinde kütlenin doğasıyla ilgili olarak fikirlerini paylaştıkları için Florence Tsou (Sheung Tsun) ve Hong-Mo Chan'a, bu konuyla igili kritik bir kavrayış sağladığı için James Bjorken'e teşekkür ederim. Diğerlerinin yanında özellikle yapmış oldukları katkılar için, David Spergel, Amir Hajiyan, James Peebles, Mike Eastwood, Ed Speigel, Abhay Ashtekar,

Neil Turok, Pedro Ferreira, Vahe Gurzadyan, Lee Smolin, Paul Steinhardt, Andrew Hodges, Lionel Mason ve Ted Newman'a çok teşekkür ederim. Ayrıca Richard Lawrence'a ve Thomas Lawrence'a değerli editoryal destekleri için ve Paul Nash'e dizin yardımı için sonsuz teşekkürler.

Sık sık yaşadığımız zor koşullar altında benden esirgemediği destek, hoşgörü ve anlayış için, eşim Vanessa'ya, çok teşekkür ederim. Ayrıca kendisi kısa zaman içinde gerekli olan bazı grafikleri hemen sağladığı ve grafikler karşısında tamamen pes etmek üzereyken, yol göstericiliği sayesinde modern elektronik teknolojisinin karşısında düş kırıklığı yaşamamı engellediği için de teşekkür ederim. Son olarak 10 yaşındaki oğlumuz Max'e beni sürekli neşelendirdiği, cesaret verdiği ve bu büyüleyici teknoloji sayesinde kendi bölgesinde oynayarak bana yardımcı olduğu için ayrıca teşekkür ederim.

Hollanda'da bulunan M.C. Escher firmasına Şekil 2.3'ün yeniden basılmasına izin verdiği için minnettarım. Şekil 2.5 için Heidelberg Üniversitesi Kuramsal Fizik Enstitüsüne çok teşekkür ederim. Ayrıca NSF'ye PHY00-90091 desteği için minnettarım.

ÖNSÖZ

Evrenimizin en derin gizemlerinden birisi, nereden geldiğidir.

1950'lerin başlarında, Cambridge Üniversitesine matematik yüksek lisans öğrencisi olarak girdiğim zamanlarda, kozmolojiye "kararlı durum" modeli olarak bilinen büyüleyici bir model hâkimdi. Bu modele göre; evrenin bir başlangıcı yoktu ve az ya da çok bir ucundan diğer ucuna benzerlik gösteriyordu. Kararlı durum evreni, genişlemesine rağmen bu özellikleri gösterebilirdi çünkü evrendeki maddelerin evrenin genişlemesinden kaynaklanan sürekli tüketimi, aşırı bir şekilde yayılan hidrojen gazı formundaki yeni maddelerin sürekli yaratılmasıyla dengelenebiliyordu. Cambridge'te, yeni fiziğe dair etkileyici çok şey öğrendiğim, kararlı-durum kozmolojisinin güçlü bir taraftarı olan, arkadaşım ve danışmanım olan kozmolog Dennis Sciama, büyüleyici güzellikte ve güçte olan bu kuram konusunda beni etkilemişti.

Fakat bu kuram zaman testinde ayakta kalamadı. Yaklaşık olarak Cambridge'e girmemden 10 yıl sonra, Arno Penzias ve Robert Wilson tarafından, kendilerini de şaşırtan bir şekilde, şimdilerde *Kozmik Mikrodalga Ardalan*[1] ya da CMB olarak bilinen, bütün yönlerden gelen bütün yönlerde yayılan elektromanyetik bir ışınım keşfedilmişti. Çok geçmeden, Robert Dicke tarafından, şimdilerde 14 milyar yıl önce meydana

[1] Cosmic Microwave Background (CMB)

geldiği tahmin edilen, evrenin genişlemesinin erken gözlemsel verilerine ve Einstein'ın 1915 yılında geliştirdiği "Genel Görelilik" kuramının denklemlerine dayanarak ki, bu konu ilk olarak ve ciddi bir şekilde Monsenyör Georges Lemaître tarafında 1927 yılında incelenmiştir, CMB'nin evrenin başlangıcındaki bir tür "Büyük Patlama Parlaması" olarak yorumlanabileceği gösterilmiştir. Dennis Sciama (CMB dataları daha iyi sonuçlar vermeye başladığında) büyük bir cesaret ve bilimsel dürüstlükle daha önceki fikirlerini reddetti ve evrenin kökeninin Büyük Patlamaya dayandığı fikrini güçlü bir şekilde destekledi.

O zamandan beri kozmoloji, kurgusal bir arayıştan kesin bir bilime doğru olgunlaştı ve CMB verilerinin, yüksek derecede detaylandırılmış, çok sayıda zengin deneyler tarafından üretilmiş olan yoğun analizleri bu devrimde büyük bir rol oynadı. Bununla birlikte çok sayıda gizem yerini korumakta ve bu konuda halen çok sayıda spekülasyon yapılmaktadır. Bu kitapta, sadece klasik görelilik kozmolojisinin ana modellerinin değil, aynı zamanda o zamandan beri kafaları karıştıran konuların ve çeşitli gelişmelerin içerikleri sunulmuştur. Özellikle, termodinamiğin İkinci Yasasının derin, sıra dışı bir incelemesi ve Büyük Patlamanın olası çok sayıdaki doğasına bu kitapta yer verilmiştir. Tüm bunlarla ilgili olarak, bildiğimiz evrenin sahip olduğu çok sayıdaki farklı yönlerini bir araya getirerek, kendim bir kurgusal senaryo önereceğim.

Geleneksel olmayan yaklaşımım 2005'in yaz aylarında şekillenmiş olmasına rağmen, detaylandırmaları son zamanlarda geliştirdim. Bunun nedeni geometrinin kendisinden kaynaklanmaktadır fakat bu detayları kitabın ana gövdesine eklemekten kaçındım, bütün denklemleri ve teknik detayları *Ekler* kısmına koydum. Sadece konuda uzman olanların kitabın bu kısımlarına bakmalarını öneririm. Oldukça sağlam geometrik ve fiziksel temele sahip olmasına rağmen, gerçekten geleneksel olmayan bir şema öneriyorum. Bazı şeyler tamamen farklı olmasına rağmen, bu öneri eski kararlı-durum denkleminin güçlü ahengine sahiptir.

Acaba Dennis Sciama olsa ne yapardı?

GİRİŞ

Üzerine yağan şiddetli yağmur ve azgın nehirden püsküren suların gözlerine batma hissi yaratmasından dolayı, yarı açık göz kapaklarıyla Tom, dağın yamacından aşağı doğru akan sel sularının oluşturduğu girdaba göz atıyordu. Kendisini çalışma düzeni mükemmel derecede korumuş bu büyüleyici değirmene getiren ve Cambridge'te astrofizik profesörü olan teyzesi Priscilla'ya dönerek "Vay canına" dedi. "Her zaman böyle miydi acaba? Bütün bu eski mekanizmanın, etrafında bu kadar büyük bir hızla uğuldayarak akan su varken bozulmadan kalabilmesine şaşırmamak elde değil."

Nehrin kıyısındaki korkulukların arkasında hemen Tom'un yanında duran ve akan suyun sesini bastırmak için sesini yükselterek konuşmaya başlayan Priscilla "Her zaman bu enerjiye sahip olduğunu sanmıyorum. Aşağıda büyük miktarda suyun değirmenden saptığını görebilirsin. Genelde bu olmaz, çünkü çok daha sakin bir akış üretmesi gerekir. Değirmenin ihtiyacı olandan çok daha fazla bir akış var," dedi.

Tom büyük bir dikkatle ve gözlerini alamadan vahşice akan, yüzeyi kıvrılmış ve havaya sıçrayan su serpintilerinin oluşturduğu motiflere baktı. "Suda büyük bir gücün olduğunu görebiliyorum. Ayrıca iki yüzyıl önce insanların, büyük miktarda yünlü elbise ve insan yapısı çok sayıda iş yapabilen bu makineleri yapabilmek için suyun gücünü nasıl kullanacaklarını bildiklerini de görüyorum. Fakat öncelikle bu kadar yüksek bir dağın tepesine bu miktarda su nasıl gelmiş olabilir?"

"Güneşin ısısından dolayı okyanuslardaki su buharlaşır ve havaya doğru yükselir, daha sonra yağmur olarak yeryüzüne döner. Böylece büyük miktarda yağmur suyu dağların yüksek yerlerinde birikebilir," diye cevapladı Priscilla. "Aslında güneşten gelen enerji değirmeni çalıştıran ana sebeptir."

Tom'un bu cevapla biraz kafası karışmıştı. Yapısı gereği oldukça şüpheci olmasından da kaynaklı olarak, Priscilla'nın söylediklerinden dolayı sıklıkla kafası karışırdı. Daha önce ısınan suyun havaya doğru yükseldiğini hiç görmemişti. Ayrıca eğer gerçekten etrafımızda bu kadar ısı varsa neden bu kadar üşüyordu? "Ama dün oldukça sıcaktı" diyerek, gönülsüzce kabul etti. Ne yazık ki, hâlâ endişeliydi, "Fakat güneşin şimdi yaptığımdan daha fazla beni havaya kaldırdığını hiç görmedim?" diye karşılık verdi.

Priscilla teyze kahkaha attı. "Hayır aslında öyle olmuyor. Okyanuslardaki oldukça küçük su molekülleri güneşin ısısından dolayı daha fazla enerji kazanır. Böylece moleküller sahip olduklarından daha hızlı bir biçimde ve rastgele hareket etmeye başlar. Bu "ısınmış" moleküller suyun yüzeyinden ayrılacak kadar hızlı hareket edecek ve havaya doğru savrulmaya başlayacaktır. Diğer yandan nispeten az sayıda molekül havaya doğru savrulmasına rağmen, okyanuslar oldukça büyüktür ve havaya çok sayıda su molekülü karışır. Bu moleküller bulutları meydana getirir ve su moleküllerinin büyük bir kısmı dağların yüksek yerlerine yağmur olarak düşer."

Tom hâlâ sıkıntı içindeydi ama en azından yağmur az da olsa bazı şeyleri açıklığa kavuşturmuştu. "Fakat yağmur hiçbir şekilde beni ısıtmıyor."

"İlk olarak güneşin ısı enerjisinin su moleküllerinin rastgele hızlı hareket enerjisine dönüştüğünü düşün. Daha sonra bu hızlı hareketin su buharı formunda havaya savrulmalarına yol açacak moleküllerin küçük bir kısmını daha hızlı hareket ettirdiğini düşün. Bu moleküllerin enerjileri kütleçekimsel potansiyel enerji adı verilen enerjiye dönüşür. Havaya doğru bir topu fırlattığını düşün. Ne kadar çok enerjiyle fırlatırsan o kadar yükseğe çıkacaktır. Fakat en üst yüksekliğe ulaştığında, yukarı doğru yükselmesi duracaktır. Bu noktada sahip olduğu

hareket enerjisinin tümü, kütleçekimsel potansiyel enerjiye dönüşür. Su moleküllerine de benzer şey olur. Güneşin ısısından kaynaklanan hareket enerjileri, artık dağın tepesinde sahip oldukları kütleçekimsel potansiyel enerjisine dönüşmüştür ve tekrar aşağı doğru inmeye başladıklarında, değirmenin çalışmasını sağlayan hareket enerjisine dönüşürler."

"Yani dağın yükseklerinde olan su hiçbir koşulda sıcak değil," dedi Tom.

"Kesinlikle değil, küçüğüm. Moleküller gökyüzünde oldukça yükseklere çıkar, bu arada yavaşlamaya başlarlar ve bulutları da oluşturan buz kristallerine dönüşürler. Yani sahip oldukları enerji, ısı hareketinden ziyade, yerden yükseldikleri için kazandıkları enerjidir. Dolayısıyla yağmur damlaları hiçbir suretle ısınmayacak ve havanın direncinden dolayı yavaşlayarak yeryüzüne döndüklerinde bile hâlâ oldukça soğuk olacaktır.

"Muhteşem!"

"Evet, gerçekten," çocuğun artan ilgisinden dolayı cesaretlenen ve merakından da faydalanan Priscilla teyze, daha fazla anlatmaya başladı. "Artık bildiğin gibi, nehir suyu *soğuk* olsa da dağın yamacından aşağı doğru kıvrılarak akan nehir suyunun enerjisinden daha fazla olarak, her bir su molekülünün birbirleri etrafında rastgele ve yüksek hızlarda yapmış oldukları hareketlerinden kaynaklanan *ısı* enerjileri vardır."

"Aman tanrım, buna inanmam gerekiyor değil mi?"

Tom birkaç dakika düşündü. İlk başta bazı şeyler konusunda şüpheleri olduysa da, şimdi Priscilla'nın söyledikleri oldukça çekici gelmişti. Heyecanla düşüncesini anlatmaya başladı. "Bana büyük bir fikir verdin. Neden, sıradan bir gölün su moleküllerinin hareket enerjilerinin hepsini doğrudan kullanan özel bir tür değirmen yapmıyoruz? Yel değirmenlerindeki rüzgârla dönen kanatlara benzer olarak, küçük kaplar kullanabiliriz. Su moleküllerinin değirmeni etrafında döndürebilmesi için bu şeylerin oldukça ufak olması gerekir ve su moleküllerinin hareket enerjilerini, bu kaplar yardımıyla, mekanizmayı döndürmek için kullanabiliriz."

"Ne güzel bir fikir sevgili Tom, fakat ne yazık ki, zaman geçtikçe şeylerin düzensizliklerinin artacağını söyleyen ve termodinamiğin İkinci Yasası olarak bilinen çok temel bir fizik yasası yüzünden, önerdiğin makine çalışmayacaktır. Ek olarak bu yasa, tıpkı buradakiler gibi, sıcak ya da soğuk bir cismin *rastgele* hareketlerinden doğan enerjilerinden verimli bir enerji elde edilemeyeceğini de belirtir. Korkarım ki, önerdiğin şeye 'Maxwell'in şeytanı' diyorlar."

"Sakın başlama! Bildiğin gibi aklıma ne zaman iyi bir fikir gelse büyükannem her zaman bana 'küçük şeytan' diye seslenir. Bu laftan hoşlanmıyorum ve İkinci Yasa dediğin şey de hiç hoşuma gitmedi," diyerek huysuzca yakındı Tom. Daha sonra doğal şüpheciliğine geri dönerek "Ne olursa olsun, bahsettiğin şeye gerçekten inanabileceğime emin değilim" dedi ve devam etti: "Sanırım buna benzer yasaların anlaşılması için etraflarında zeki insanlara ihtiyacı var. Buna karşın dediğin şeyleri düşündüm, güneşin ısısının okyanusların ısınmasından sorumlu olduğunu, yarattığı *rastgele* hareket enerjisinin dağın zirvesine savrulduğunu ve tüm bunların değirmenin çalışmasını sağladığını."

"Evet haklısın, İkinci Yasa bize güneşin tüm ısısını kullanarak bir iş yapılamayacağını söylüyor. İş yapabilmek için *ayrıca* atmosferin daha soğuk olan üst kısımlarına da ihtiyacımız var. Bu sayede su yoğunlaşıp dağa yağmur olarak yağabilir. Aslında dünya bütün enerjisini güneşten almıyor."

Tom meraklı bir ifadeyle teyzesine baktı.

"Peki bunun, soğuk üst atmosferle ne ilgisi var? Soğuğun anlamı yeterince 'sıcak' olmaması değil mi? 'Yeterli olmayan' bu kadar az enerji nasıl yardım edebilir? Her koşulda kendinle çelişiyorsun," dedi Tom, kendine güvenerek. "İlk olarak bana değirmeni çalıştıran şeyin güneş olduğunu söylüyorsun, şimdi de güneşin dünyaya yeterli enerji vermediğini söylüyorsun."

"Aslında öyle değil! Şayet öyle olsaydı, dünya gittikçe ısınmaya ve enerjisi artmaya devam ederdi. Geceleri soğuk olan ve karanlık olan gökyüzünden anlıyoruz ki, dünya gündüzleri güneşten aldığı enerjinin büyük bir bölümünü uzaya yansıtır.

Bunun dışında sanırım, küresel ısınmadan dolayı, çok küçük bir kısmı dünyada tutulabilir. Çünkü güneş çok sıcak bir benek, diğer taraftaysa soğuk karanlık gökyüzü..."

Tom teyzesinin söylediği şeylerdeki mesajları kaybetmeye, zihninde de bulanmaya başladığını hissetti. Sadece teyzesinin..."Yani bu da güneşin içindeki enerjiyi *düzenleyen* şeyin aslında İkinci Yasa olduğunu açıkça ortaya koyar" dediğini duydu.

Tom teyzesi Priscilla'ya baktı, neredeyse tamamen sersemlemişti. "Anlattıklarını gerçekten anlayabileceğimi sanmıyorum" dedi. "İkinci Yasaya neden ihtiyacımız olması gerektiğini anlamıyorum."

"Peki güneşin içindeki bu düzen nereden geliyor. Senin İkinci Yasan bize zaman geçtikçe güneşin, daha fazla düzensizliğe sahip olması gerektiğini söylüyor, yani ilk oluştuğunda oldukça büyük bir düzene sahip olan güneş, zaman geçtikçe düzenini kaybetmeye başlıyor. İkinci Yasa bize güneşin düzenini kaybetmesi gerektiğini söylüyor."

"Bunun, güneşin karanlık bir gökyüzünde bir sıcak bölge olmasıyla bir ilgisi var. Bu olağanüstü sıcaklık dengesizliği gerekli olan düzeni sağlıyor."

Tom ufak da olsa algılayarak teyzesine baktı ve onun söylediği her şeyin tamamıyla doğru olmayabileceğini fark etti. "Düzeni hesaba katmam gerektiğini söyledin. Pekâlâ, hâlâ neden gerekli olduğunu anlamıyorum. Tamam her nasılsa olduğunu kabul edelim ama yine de bu düzenin nereden kaynaklandığını açıklamıyor."

"Güneş önceleri homojen olarak yayılmış yoğun bir gaz kümesinin parçasıydı. Yoğunluğu fazla olan bu kümeler kütleçekim yüzünden yıldızları oluşturacak biçimde yoğunlaştı. Çok uzun zaman önce güneş de benzer yolla ilk olarak yayılmış olan gaz kümesinin kendi içine yoğunlaşmasıyla oluştu ve sonra giderek ısındı."

"Bana her seferinde başka bir şey söylüyorsun, zamanda geriye gidiyorsun, ama 'düzen' dediğin şeyin veya her neyse, *köken* olarak nereden meydana geldiğini söyler misin?"

"Tamamen hayret verici bir patlamayla, evrenimizin oluşmasını başlatan Büyük Patlamadan ileri geliyor."

"Muazzam büyüklükte bir patlamaya benziyor fakat düzen dediğin şeye pek benzemiyor. Anlayamıyorum."

"Yalnız değilsin. Bu olayı anlamayan diğer insanlar da senin durumunda. Kimse *gerçekte* ne olduğunu bilmiyor. Düzenin nereden geldiği ve Büyük Patlamanın gerçekten herhangi bir durum için düzeni nasıl açıklaması gerektiği, kozmolojinin en büyük bulmacalarından birisidir."

"Belki Büyük Patlamadan *önce* çok *daha* düzenli bir şey vardı. Bu yüzden kaynaklanmış olabilir."

"Uzunca bir süredir insanlar bu durumu açıklamak için bu gibi şeyleri öneriyor. Şu anki genişleyen evrenimizin daha önce çöküp "geri sekerek" bizim Büyük Patlamamızı meydana getiren bir döneme sahip olduğuna dair kuramlar var. Ayrıca, başka birtakım kuramlara göre, evrenin önceki döneminin bazı kısımları kara delik dediğimiz şeyleri oluşturacak şekilde çöktü ve "geri seken" bu parçalar çok sayıda yeni genişleyen evrenin tohumları oldular. Diğer evrenlerin 'sahte boşluk' denen şeylerden oluştuğunu açıklamaya çalışan kuramlar da mevcut."

"Anlattıkların kulağa çok çılgınca geliyor," dedi Tom.

"Evet, ayrıca son zamanlarda duyduğum diğer bir kuramda..."

BÖLÜM I

İKİNCİ YASA VE ALTINDA YATAN GİZEM

1.1 Rastgeleliliğin Sürekli Yürüyüşü

Termodinamiğin İkinci Yasası nedir? Fiziksel olaylarda oynadığı merkezi rol nedir? Hem ne şekilde gerçek derin gizemin sırrını bize sunar? Kitabın diğer bölümlerinde bu gizemin bilmeceli doğasını anlamaya çalışacağız ve bunun için nasıl olağanüstü uzaklıklara doğru hareket edeceğimizi göreceğiz. Böylece kozmolojinin keşfedilmemiş alanlarına gireceğiz ve evrenimizin tarihini anlayabileceğimizi düşündüğüm yeni radikal perspektifler sunacağız. Fakat bu başlıklarla daha sonra ilgileneceğiz. Şimdilik dikkatimizi sıklıkla karşımıza çıkan bu yasanın kapsamıyla sınırlandıralım.

Genelde ne zaman bir "fizik yasası" aklımıza gelse, iki farklı şey arasında bazı eşitlikler olduğunu düşünürüz. Örneğin Newton'ın hareketle ilgili ikinci yasası, bir parçacığın momentumunun (momentum, kütle çarpı hızdır) zamanla değişiminin, parçacığa etkiyen toplam kuvvete eşit olduğunu söyler. Diğer bir örnek de, yalıtılmış herhangi bir sistemin toplam enerjisinin diğer bir andaki toplam enerjisine eşit olduğunu söyleyen, enerjinin korunumu yasasıdır. Bu yasalara benzer olarak, elektrik yükünün, momentumun, açısal momentum korunum yasalarının her biri, toplam elektrik yükü için, toplam momentum ve toplam açısal momentum için ayrı ayrı benzer eşitliklerin olduğunu ileri sürer. Einstein'ın ünlü $E = mc^2$ denklemi; bir sistemin enerjisinin onun kütlesi ile ışık hızının karesinin çarpımına eşit olduğunu ileri sürer. Şimdilik diğer

bir örnek de, A cisminin herhangi bir anda B cismine uyguladığı kuvvetin, her zaman B cisminin A cismine zıt yönde uyguladığı kuvvete eşit olduğunu ileri süren Newton'ın üçüncü yasasıdır. Diğer fizik yasalarının birçoğu da böyledir.

Buradaki bütün *eşitlikler*, termodinamik bir içeriğe sahip olarak, aslında enerjinin korunum yasası olan Termodinamiğin *Birinci* yasasına uygulanabilir. "Termodinamik" diyoruz çünkü, burada her bir parçacığın termal hareket enerjilerini hesaba katıyoruz. Bu sistemin *ısı* enerjisidir ve sistemin *sıcaklığı* serbestlik derecesi (ilerde değineceğiz) başına düşen bu enerjiyle tanımlanır. Örneğin havaya atılan bir cismin, havanın sürtünme direnci tarafından yavaşlatılması, enerjinin korunum yasasının (Termodinamiğin Birinci Yasası) çiğnenmesine yol açmaz. Havaya atılan cismin yavaşlamasından kaynaklanan kinetik enerjisindeki azalmaya rağmen, sürtünme yüzünden *ısınmaları* sonucu, cisimdeki ve havadaki moleküllerin rastgele hareketleri daha enerjik hale gelir.

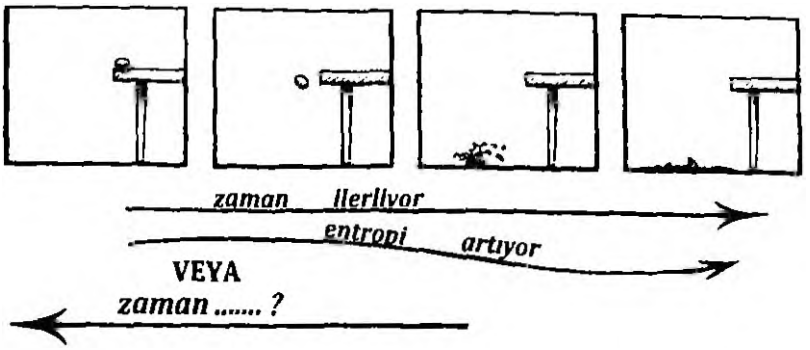
Bununla beraber Termodinamiğin *İkinci Yasası* bir eşitlik değil, *eşitsizliktir*; yalıtılmış bir sistemin başlangıçtaki entropisinin (düzensizliğin ya da rastgeleliğin bir ölçüsü) zaman geçtikçe artacağını (en azından ilk andakinden küçük olamayacağını) belirtir. Açıklamanın görünürdeki zayıflığını kabul edersek, genel bir sistem için yapılacak entropi tanımının bir belirsizlik ya da öznellik içerdiğini görebiliriz. Bununla beraber, çoğu formülasyonda, ender olarak ya da istisnai durumlar söz konusuysa, entropinin zamanla (bir dalgalanma sırasında) azaldığını (geçici de olsa), buna karşın genel eğilimin entropinin artması yönünde olduğunu görürüz.

Öte yandan İkinci Yasa (bundan sonra kısaltarak kullanıyorum), doğasında varmış gibi görünen belirsizliğe karşın, herhangi bir dinamik sitemin ötesinde bir evrenselliğe sahiptir. Ayrık parçacıkları konu alan kuramlara uygulandığı gibi, görelilik kuramından Newton Kuramına ya da Maxwell'in elektromanyetik kuramının sürekli alanlarına (bu konuya açıkça §2.6, §3.1 ve §3.2'de ayrıntılı olarak EK 1.A'da değinilecektir) kadar bütün konulara uygulanabilir. Newton mekaniği gibi, *belirlenimci* bir evrime sahip ve *zamanın tersine çevrilmesine*

izin vererek gelecekteki evrimin ne olabileceğini bize söyleyen, dinamik düzene göre zamanın yönünü çevirdiğimizde geçerli olabilecek bir diğer evrimin ne olabileceği konusunda bize fikir sunan sistemlere uygulanabildiği gibi, içinde yaşadığımız gerçek evrenle ilgili inanmamız için yeterli sebeplere sahip olmadığımız, varsayımsal kuramlara da uygulanabilir.

Daha alışılmış ifadelerle anlatırsak, eğer dinamiğin temel yasalarına, örneğin Newton yasalarına uygun olarak hareket eden -zamanda tersine çevrilebilen- bir olayı gösteren filmimiz varsa, filmimiz tersine izlendiğinde yine dinamiğin temel yasalarına uygun olur. Okuyucunun şöyle bir olayda kafası karışacaktır: Diyelim ki, masanın üzerinde yuvarlanan bir yumurta belli bir zaman sonra masadan yere doğru düşsün ve dinamiğin yasalarına uygun bir şekilde parçalansın. Daha sonra filmi geriye doğru izlersek, -parçalanan yumurta tekrar birleşir, yerden masanın üzerine doğru eski konumunu almak üzere yükselmeye başlar ve ilk konumuna geri döner- gerçek fiziksel dünyada asla gerçekleşmeyeceğini umduğumuz bir olayı seyrederiz (Şekil 1.1). Bütün kuvvetlerin, cismin oluşturduğu her bir parçacığa etki ederek (Newton'ın İkinci Yasasına uygun olarak) ivmelenmesine yol açması ve parçacıklar arasındaki herhangi bir çarpışmayı içeren elastik tepkimeler, tamamen zamanla geri döndürülebilen olaylardır. Şimdilik kafa karışıklığına yol açmamak için ayrıntılarına girmeyeceğim modern-fiziğin yasalarına uygun olarak, bazı aşırı hızlı ve kuantum mekaniksel parçacıklarda da, kara deliklerin genel görelilik fiziğinden ve kuantum mekaniğinden kaynaklanan bazı incelikli farklılıklarına rağmen, benzer özellikler vardır. Bu incelikli durumlar bizim için daha sonra önemli olacağından, özellikle §3.4 içinde tartışılacaktır. Fakat şimdilik Newton mekaniği bizim için yeterli olacaktır.

Kendimizi, filmin her iki yönde de olabilmesinin, Newton dinamiği uyarınca uygun olduğu konusunda alıştırmak zorundayız, fakat bunlardan biri İkinci Yasaya uygun olmayan, yumurta parçalarının tekrar birleşerek bir araya geldiğini gösteriyor ve bunun gibi gerçekte olamayacak bir olaylar dizisini, basitçe reddedebiliyoruz. Açıkça konuşmak gerekirse,



Şekil 1.1 Bir yumurta bir masanın üzerinde yuvarlanıyor yere düşüyor ve zamanın tersinmesine uygun olan dinamik yasaları uyarınca yere çarpıyor.

gerçekten, İkinci Yasa bize şeylerin rastgeleliğinin gittikçe artması gerektiğini söyler. Yani eğer özel bir durum oluşturup zamanla bu durumu geleceğe doğru evrimleştirirsek, sistem daha gelişigüzel bir duruma doğru evrilecektir. Kesin konuşursak, sistemin daha gelişi güzel bir duruma doğru evrildiğini söyleyemeyiz. Yukarıdaki örnekte olduğu gibi, *çok büyük bir olasılıkla* daha rastgele bir sisteme doğru evrileceğini söyleriz. Aslında İkinci Yasaya uygun olarak, zaman ilerledikçe daha rastgele bir duruma ilerlememiz gerektiğini beklemeliyiz, fakat bu durum mutlak bir kesinliği değil, çok büyük bir olasılığı ifade eder. Buna rağmen oldukça büyük bir oranda entropinin artacağını diğer bir deyişle rastgelelilikte bir artış olacağını ileri süreriz. İkinci Yasa tıpkı bir umutsuzluk konseyinin, bize zaman geçtikçe düzensizliğin daha da artacağını söylemesine benziyor. İlk bölümün başlığında var gibi görünse de, bunda hiçbir gizem yoktur. Tamamen kendi başlarına bırakıldıklarında olayların varacağı yer budur. İkinci Yasa günlük varoluşun en kaçınılmaz ve belki de en bunaltıcı yönüdür. Gerçekten, bu görüş açısından hareketle, termodinamiğin İkinci Yasası düşünebildiğimiz en doğal olayları ve kesinlikle en olağan tecrübelerimizi ifade eder.

Bazıları dünyada ortaya çıkan yaşamın görünüşteki inanılmaz çeşitliliğini göz önünde tutarak, bu durumun düzensizliğin artması gerektiğini söyleyen İkinci Yasayla çeliştiğinden endişe ediyor. Daha sonra ortada neden bir çelişki olmadığını

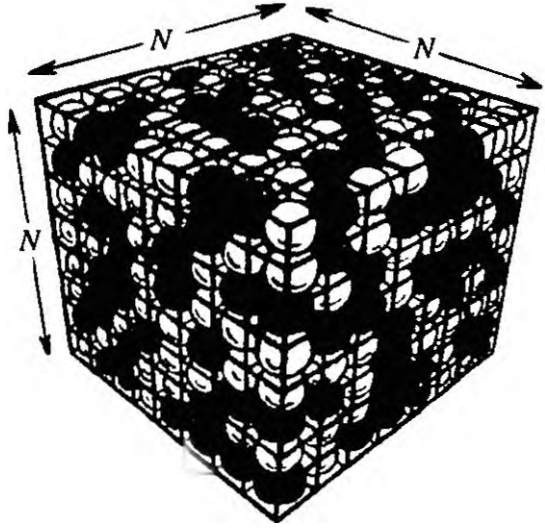
(*bkz.* §2.2) açıklamaya çalışacağım. Biyoloji, entropinin artması gerektiğine dayanan İkinci Yasayla tamamen uyumludur. İlk Bölümün başlığında bahsettiğim gizemse, boyutları tamamen farklı olan *fizikle* ilgilidir. Biyoloji biliminin gizemli bulmacalarında çok kesin ilişkiler ortaya çıkmasına rağmen, İkinci Yasayla aralarında bir paradoksal durumun olmadığına inanmak için elimizde sağlam kanıtlar var.

Bununla beraber İkinci Yasanın statüsüyle ilgili olarak bir şeyin adını koymak gerekir; bu yasa dinamik yasalarına (örneğin Newton Yasaları) eklemlenen bir yasadır ve onların çıkarımlarından da türetilmemiştir. Herhangi bir durumdaki bir sistemin entropisinin gerçek *tanımı*, zamanın yönüne göre simetriktir (düşen yumurta filminden hareketle, herhangi bir zamanda elde ettiğimiz entropi artışı, filmin hangi yönde oynatıldığına bakılmaksızın aynı olacaktır) ve şayet dinamiğin temel kuralları da zamanda simetrikse (gerçekten Newton dinamiğinde olduğu gibi), sistemin entropisi zamanda sabit olamaz (yere düşen yumurta da olduğu gibi) ve böylece İkinci Yasa dinamik yasalarından çıkarılamaz. Çünkü eğer entropi herhangi bir özel yönde artıyorsa (yere düşen yumurta örneğindeki gibi) bu İkinci Yasanın sonucudur; ancak diğer yandan ters yönde entropinin *azalması* gerekiyorsa (dağılan yumurta parçalarının tekrar birleşmesi) bu da İkinci Yasanın tamamen çiğnenmesi anlamına gelir. Oysa her iki süreç de Newton mekaniğiyle uyumludur ve bu yüzden İkinci Yasayı basitçe dinamiğin yasalarının bir *sonucu olarak* göremeyiz.

1.2 Durum Hesabı Olarak Entropi

Peki fizikçilerin İkinci Yasasındaki entropi kavramı, 'rastgeleliği' ne şekilde nicelendirir, yumurta parçalarının kendiliğinden bir araya gelme olasılığının imkânsıza yakın olduğunu nasıl ortaya koyar ve dolayısıyla bu olasılığı nasıl reddeder? Entropi kavramını biraz daha açık olarak görebilmek için, İkinci Yasanın aslında neyi ileri sürdüğünün daha iyi bir tanımını yapmalıyız; bunun için kırılan yumurta örneğinden daha fiziksel bir örnek verelim. Örneğin İkinci Yasa bize, elimizdeki kaba biraz kırmızı biraz da mavi boya döküp iyice karıştığına emin olacak kadar karıştırırsak, homojen bir mor rengin oluşacağını söyler. Öyle görülüyor ki, karışımın temelinde yatan mikroskobik fiziksel süreçlerin zamanda tersinebilir olmalarına rağmen, ne kadar karıştırırsak karıştıralım tekrar mavi ve kırmızı renkleri ayrı ayrı elde edemeyiz. Gerçekten, karışımı karıştırmasak bile yalnızca aynı kaptaki boyaları biraz ısıtmamız mor rengin kendiliğinden ortaya çıkması için yeterli olacaktır. Fakat karıştırırsak çok daha hızlı mor rengi oluşur. Entropi cinsinden anlatmaya çalışırsak, entropisi son duruma göre oldukça küçük olan, mavi ve kırmızının ayrı ayrı durumları, sonuçta mor oluşturarak entropisi ilk duruma göre oldukça büyük olan yeni bir duruma dönüşmüştür. Gerçekten bütün karışım süreci, yalnızca İkinci Yasayla uyumlu olmakla kalmaz, aynı zamanda bu yasanın neyle ilgili olduğuna dair bir fikir verir.

Burada ne olduğunu açıkça görebilmek için, entropi kavramı hakkında daha net bir örnek verelim. Gerçekte bir sistemin entropisi nedir? Aslında oldukça temel bir kavramdır, bazı belirgin ve karmaşık kavramlar içermesine rağmen, başlıca katkıyı yapan büyük Avusturyalı fizikçi Ludwig Boltzmann sayesinde, farklı durum olasılıklarının *hesaplanmasına* dayanır. Basitleştirmek açısından, kırmızı ya da mavi boya moleküllerinin her birinin konumunu çok büyük fakat sonlu sayıda olasılığa sahip olduğunu varsaydığımız, kaptaki boya örneğimize geri dönelim. Bu moleküllerin kırmızı ya da mavi olduğunu düşünelim. N^3 adet kübün içerisinde yer alan bu moleküller sadece kendilerine ait konumları doldurabilsinler ve bu küplerden oluşan N x N x N boyutlarındaki kabımızın içerisinde üst üste, yan yana kümelensinler. Her bir bölüm yalnızca ya mavi ya da kırmızı molekül içersin (bkz. Şekil 1.2).



Şekil. 1.2 Her parçası yalnızca bir kırmızı ya da bir mavi top içeren *NxNxN* adet kübik sandık.

Aynı renkteki boyaların kapta aynı yerlerde olup olmadıklarına karar verebilmek için, kırmızı topların görece yoğunluklarının, komşularındaki mavi toplara göre bir çeşit ortalamasını alacağız. Bunu yapabilmek için, kabımızın çok sayıda

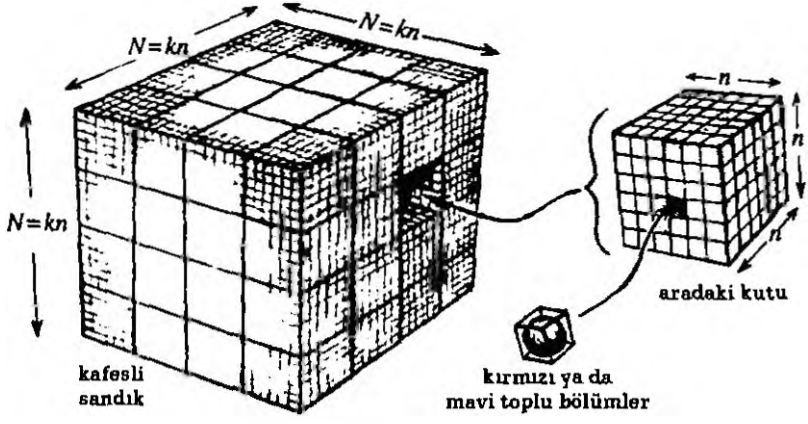
küçük küplerden oluştuğunu ve bu küplerin kabın tamamıyla karşılaştırıldığında oldukça küçük olduğunu varsayacağız. Ayrıca büyük kabımızın daha küçük alt kutulardan oluştuğunu ve inceleyeceğimiz topun da bu alt kutuların en küçük birimi olduğunu farz ediyoruz. Şimdi de bu alt kutuların her birinin kenar uzunluğu n olsun; her bir kutuda $n \times n \times n = n^3$ adet kübümüz olur. Burada n çok büyük olmasına rağmen N'le karşılaştırdığımızda oldukça küçüktür:

$$N >> n >> 1$$

Daha düzenli olarak anlatırsak; N kabımızın (kutulardan oluşan) her bir kenarının uzunluğunu ve her bir kenardaki kutunun sayısını verdiğini düşündüğümüz k sayısı cinsinden;

$N = kn$ olarak yazılabilir.

Böylece bütün kabımız içerisinde; $k \times k \times k = k^3$ adet orta-ölçekli kutuya sahip oluruz.



Şekil 1.3. Her bir boyutunun uzunluğu $n \times n \times n$ olan k^3'lük kutular içinde gruplanmış bölümler.

Böylelikle, bu küçük topların her birinin ayrı ayrı bu orta ölçekli kutulardan çok çok küçük olduğunu varsayarak, bahsettiğimiz orta ölçekli kutuları "rengin" bir ölçüsü olacak şekilde değerlendirebiliriz. Bu yolla, kutuların içindeki kırmızı

ve mavi topların "ortalama" rengini verecek şekilde, her bir kutunun rengi veya renk tonu belirlenebilir. Yani eğer "*r*" bu koşullar altında kırmızı topların sayısıysa ve "*b*" de mavi topların sayısıysa ($r+b=n^3$), bu konuma ait renk tonu "*r*" nin "*b*"ye oranı şeklinde verilir. Buna ek olarak; eğer *r/b* oranı 1'den çok büyükse rengin tonunu daha kırmızı ve eğer *r/b* 1'den çok küçükse rengin tonunun daha mavi olduğunu düşünebiliriz.

Şimdi, $n \times n \times n$ adet kutuların her biri için *r/b* oranının 0,999 ile 1,001 arasında değiştiğini varsayalım (binde birlik bir hata oranıyla kırmızı ve mavi kutuların adedinin aynı olduğunu varsayalım); bu durumda karışımın rengi homojen mor olur. Bu ilk bakışta oldukça keyfi olarak görülebilir (bu varsayımı her bir $n \times n \times n$ kutuya uygulama anlamında). Fakat *n* çok büyükse, çok sayıdaki top kümesinin bu koşulu sağladığı görülür. Ayrıca moleküllerin bir boya kafesinde olduğunu göz önünde bulunduralım, standartlarına uygun olarak, sayıları bizi sersemletecek kadar da çok olsun. Örneğin 10^{24} molekülü içeren bir boya kafesimiz olsun; bu durumda *N* değerini N^{10} olarak seçmek hiç de mantıksız olmayacaktır. Ayrıca piksel boyutu sadece 10^{-2} cm olan dijital bir fotoğraf makinesi yardımıyla renkleri oldukça iyi görebildiğimizi düşünürsek "*k*" değerini bu modelde $k = 10^3$ olarak seçmek oldukça uygundur. Buradan hareketle, bütün bu sayılar ($N = 10^8$ ve $k = 10^3$, dolayısıyla $n = 10^5$), $1/2N^3$ mavi top ve $1/2N^3$ kırmızı topun mor rengi vermesi için $10^{23\,570000\,000\,000\,000\,0}$ $^{00\,000.000}$ farklı kombinasyon bulunmaktadır. Bunlardan yalnızca $10^{46\,500.000.000.000}$ farklı durum mavinin tamamıyla üstte, kırmızınınsa tamamıyla altta olduğu orijinal konfigürasyona aittir. Bu yüzden topların dağılımının tamamen rastgele olduğu bir durumda, homojen mor rengin ortaya çıkma olasılığı neredeyse kesindir. Bununla beraber tüm mavi topların üst tarafta bulunma olasılığıysa yaklaşık olarak $10^{-23\,570\,000\,000\,000\,000\,000\,000\,000}$ gibi bir sayıdır (ayrıca, şayet ilk durumda bütün mavi topların değil, örneğin yüzde doksan dokuzunun üstte olmasını şart koşarsak da bu sayı pek fazla değişmez).

Entropiyi, bir tür olasılıkların ölçüsü ya da farklı sayıdaki durumların "bütün görünümü" olarak düşünürüz. Aslında çok büyük olduklarından dolayı, bu sayıları kullanmak fazlasıyla

başa çıkılamayacak bir duruma yol açar. Neyse ki, çok yerinde kuramsal sebeplerden dolayı bu sayıların doğal logaritmasını almak "entropi" ölçümü için daha uygundur. Logaritma kavramına (özellikle doğal logaritmaya) yabancı olan okurlarımız için 10 tabanında logaritmayı $\log_{10}$olarak gösteririz (bundan farklı olarak 'doğal algoritma' yerine kısaca "log" diyeceğiz). $\log_{10}$ ifadesini anlamamız açısından temel denklemleri hatırlatalım:

$$\log_{10}1=0,\ \log_{10}10=1,\ \log_{10}100=2,\ \log_{10}1000=3,\ ..\text{vb gibi}$$

Diğer bir deyişle, 10'un bir kuvveti cinsinden $\log_{10}$ değerini elde edebilmek için, basit olarak 0'ları sayarız. Pozitif ve 10'un katı şeklinde ifade edilemeyen bütün sayılar için, $\log_{10}$'un tamsayı kısmı (ondalık noktasından önceki) bütün rakamların toplam sayısı hesaplanıp 1'den çıkararak elde edilir (tamsayı kısmı kalın olarak gösterilmiştir). Her durumdaki kalın harfli olarak gösterilmiş olan rakam $\log_{10}$ teriminin aldığı rakamların sayısından bir eksiktir.

$$\log_{10} 2 = 0{,}30102999566\ ...$$
$$\log_{10} 53 = 1{,}72427586960\ ...$$
$$\log_{10} 9140 = 3{,}96094619573\ ...$$

$\log_{10}$'un (ya da "log"un) en önemli özelliği çarpımı toplamaya dönüştürmesidir.

$$\log_{10}(ab) = \log_{10}a + \log_{10}b$$

(a ve b nin 10'un katları olması durumunda zaten bu açıktır: $a=10^A$ ile $b=10^B$'nin çarpımı $a\,b = 10^{A+B}$'yi verir.)

Yukarıda bahsettiğimiz log kavramının entropi açısından önemini şöyle açıklayabiliriz: Tamamen birbirinden bağımsız bileşenlerden oluşmuş ve iki ayrı durumdan oluşan bir sistemin entropisini, her iki durumun ayrı ayrı entropisini toplayarak elde edebiliriz. Bu durumda, entropinin "toplanabilir" olduğunu söylüyoruz. Gerçekten, eğer ilk bileşen P, ikinci bileşen Q'dan farklı yolla oluşuyorsa, bütün sistem –her iki bileşeni birlikte içeren– PQ'nun çarpımı kadar farklı yolla oluşur (İlk bileşeni veren her P düzenine karşılık, *ikinci* düzeni verecek olan kesin Q düzenleri vardır). Böylece, herhangi bir

sitemin entropisini, sistemin oluşabileceği farklı yolların *logaritmasıyla* orantılı olduğunu ve bağımsız sistemler için eklenebilirlik özelliğini uygulayarak, hesaplayabiliriz.

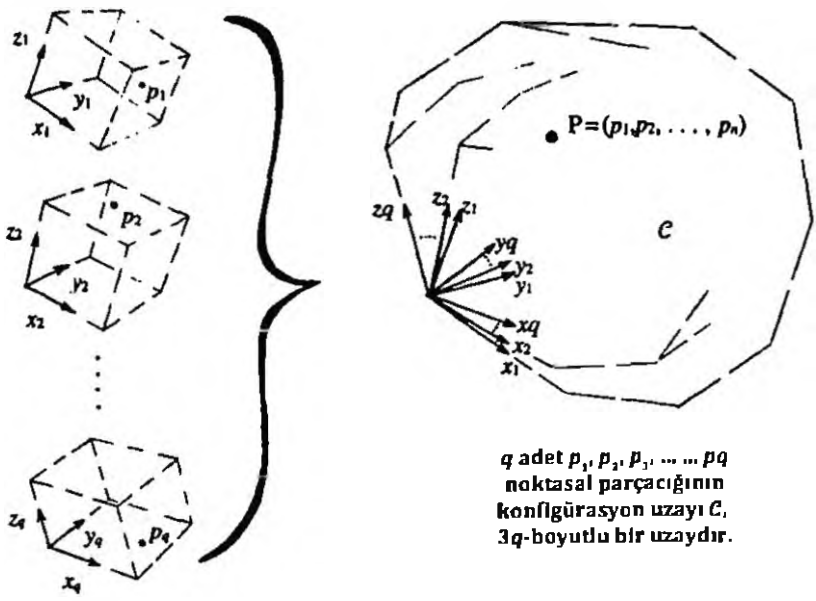
Şimdiye dek biraz belirsiz kalmış olan, 'bir sistemi oluşturan durumların sayısıyla' neyi kastettiğimi anlatayım. İlk olarak, moleküllerin konumlarını modellediğimizde (boyalı bir kabı, farz edin), Newton Kuramını kullandığımız için, normal olarak ayrık parçaları gerçekçi bir şekilde ele almıyoruz, çünkü yeterince ayrıntılı bir modelde, her biri molekülün sadece sonlu bir sayıda konumundan ziyade, her bir molekülün sonsuz sayıdaki farklı olası konumlarından bahsetmemiz gerekir. Ek olarak, ayrı ayrı her bir moleküllerin bazıları simetrik olmayan bir şekilde, uzayda farklı yollara yönelmiş olabilir. Ya da şeklinin biçiminin bozulmasında olduğu gibi, uygun bir şekilde hesaba katmamız gereken farklı iç serbestlik derecelerine sahip olabilir. Buna benzer her bir şekil bozukluğu ya da yönelim, sistemin farklı bir konfigürasyonuna sahip olmamızı sağlar. Bütün bu noktalarla ilgili olarak bahsettiğimiz, bir sistemin *konfigürasyon* uzayının, ne olduğunu daha sonra tanımlayacağım.

Serbestlik derecesi d olan bir sistem için, konfigürasyon uzayı d-boyutlu bir uzay olacaktır. Örneğin p_1, p_2,..., p_q şeklinde q adet nokta parçacık içeren bir sistemin (iç serbestlik derecelerinin olmadığını varsayıyoruz), konfigürasyon uzayı $3q$ boyutlu olacaktır. Çünkü ayrı ayrı her bir parçacık konumunu belirleyecek olan sadece üç koordinata sahiptir ve böylece tüm uzay üzerinden $3q$ adet koordinata sahip olur. Ancak konfigürasyon uzayındaki tek bir P noktası bütün p_1, p_2,..., p_q noktalarının konumu tanımlar (Şekil 1.4). İç serbestlik derecelerinin de olduğu karmaşık durumlarda, her bir parçacık daha fazla serbestlik derecesine sahip olur, fakat genel fikir aynıdır. Elbette okuyucunun, bu kadar yüksek boyuta sahip bir uzayda neler olup bittiğini kafasında canlandırabilmesini beklemiyorum. Ancak bu önemli değil. Çünkü, örneğin 2-boyutlu bir uzayda (bir çift kâğıt üzerine çizilmiş bir bölge gibi) ya da sıradan 3-boyutlu bir uzayın bazı bölgelerinde neler olup bittiğini, buna benzer canlandırmaları kafamızda yapmaya

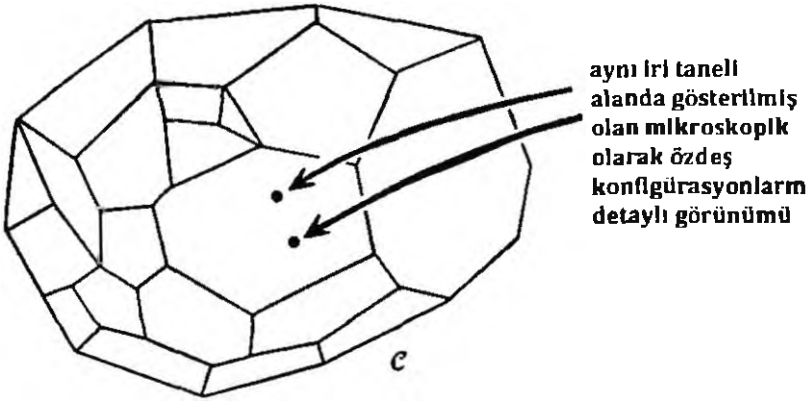
çalışırken kaçınılmaz bir şekilde her zaman için kesin sınırlamalar olacağını göz önünde tutmak kaydıyla, kısa zamanda öğrenebileceğimiz yeteri kadar iyi bir fikre sahibiz. Elbette bu uzayların saf soyut matematiksel uzaylar olduğunu, 3-boyutlu *fiziksel* uzayla ya da sıradan deneyimlerimizin 4-boyutlu *fiziksel* uzayıyla karıştırılmaması gerektiğini göz önünde tutmamız gerekir.

Entropi tanımımızda bir noktanın daha açıklığa kavuşturulması gerekiyor: bu tam olarak neyi saydığımızla ilgili olan bir meseledir. Sonlu sayıda durum içeren modelimizde, kırmızı ve mavi toplar için sonlu sayıda farklı düzene sahiptik. Fakat şu an sonsuz sayıda düzene sahibiz; bu bizim ayrık şeyleri hesaba katmak yerine, *boyutu* uygun şekilde ölçebilmemizi sağlayacak olan, konfigürasyon uzayındaki yüksek boyutlu *hacimleri* göz önünde tutmamızı gerektirecektir.

Yüksek boyutlu uzaydaki bir 'hacim' hakkında fikir elde edebilmek için, ilk olarak düşük boyutları anlamak iyi bir fikirdir. Örneğin, 2-boyutlu eğri yüzeydeki bir alan için 'hacim-ölçümü,' bu bölgedeki alanın yüzeyinin ölçülmesidir. 1-boyutlu uzay içinse, basitçe, bir eğrinin bazı kısımları boyunca olan *uzaklıktır*. *n*-boyutlu bir konfigürasyon uzayında, n-boyutlu hacmi, sıradan 3-hacimli bir bölgenin hacmi cinsinden düşünebiliriz. Peki konfigürasyon uzayındaki hangi hacim, entropi tanımıyla ilgili olarak ilgilendiğimiz, ölçmemiz gereken hacimdir? Basitçe, konfigürasyon uzayında ilgilendiğimiz bölgenin bütün hacmi, göz önüne aldığımız hacme *'benzeyen'* tüm durumlardan oluşan uzayın özel bir hacmidir. Elbette, 'benzer olma' oldukça belirsiz bir ifadedir. Sistemi oluşturan her atomun kesin konumu gibi detaylı konularla ilgilenmeden, yoğunluk dağılımı, renk, kimyasal bileşim gibi ölçülen bazı *makroskopik parametreler* gerçekte neyi anlatırlar? 'Birbirlerine benzeyen' alt bölgelere bölünmüş olan *C* konfigürasyon uzayını, *C*'nin 'iri bir tanesi' olarak düşünebiliriz. Böylece bu 'iri-taneli bölgenin,' makroskopik ölçümler yapıldığında birbirlerinden ayırt edilemeyen durumları gösteren noktalardan oluştuğunu söyleriz.



Şekil 1.4 q adet p_1, p_2,..., pq noktasal parçacığın konfigürasyon uzayı C, $3q$-boyutlu bir uzaydır.



Şekil 1.5 İri taneli C

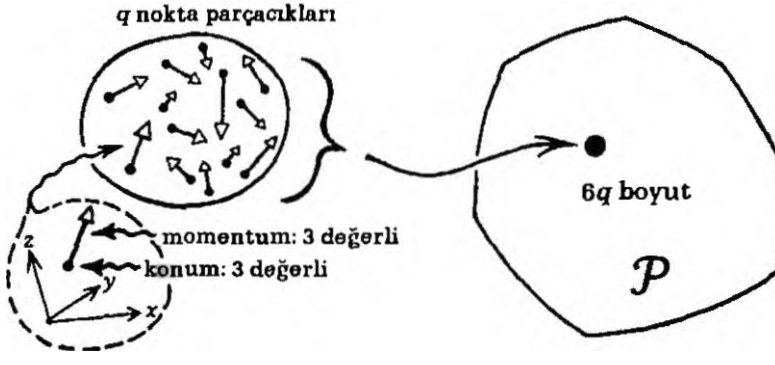
Elbette 'makroskopik' ölçümün ne anlama geldiği, hâlâ oldukça belirsiz, fakat kafesteki boya için yukarıda ilgilendiğimiz basitleştirilmiş sonlu modeldeki 'renk tonuyla' karşılaştırılabilecek bazı şeyler arıyoruz. Kuşkusuz 'iri tane' modelinde bazı belirsizlikler var; fakat entropi tanımı için ilgilendiğimiz

bu hacim ya da buna benzer bir iri taneli alanın hacminin *logaritması*, konfigürasyon uzayındaki *hacimdir*. Evet, hâlâ bir belirsizlik mevcut, fakat entropi kavramının nasıl bu kadar güçlü bir kavram olduğu, iri-taneli hacimlerin sahip olması gereken muhteşem kesinlikte hacim oranlarını sayesinde, anlaşılıyor.

1.3 Faz Uzayı ve Boltzmann'ın Entropi Tanımı

Entropi tanımını henüz bitirmedik, bununla birlikte, şu ana kadar konunun yalnızca *yarısı* üzerine düşündük. Şimdiye kadar ele aldığımızdan çok az farklı bir örnek alarak, tanımımızın yetersiz olduğunu göreceğiz. Kırmızı ve mavi boyanın doldurduğu bir kabı düşünmek yerine, yarı yarıya su ve zeytinyağıyla dolu bir kutuyu düşünelim. Kutuyu istediğimiz kadar kuvvetli bir şekilde karıştırıp, çalkalayabiliriz. Birkaç dakika sonra, zeytinyağı ve su ayrılarak, sonunda zeytinyağı kabın üst tarafında, suysa alt tarafında konumlanacaktır. Yine de bu ayrılma süreci boyunca entropi artar. Burada yeni bir durum ortaya çıkmaktadır. Zeytinyağı molekülleri arasındaki karşılıklı kuvvetli bir çekim sayesinde moleküller tekrar bir araya toplanarak, suyu zeytinyağı molekülerinin içinden dışarı atmaktadır. Bu gibi durumlarda konfigürasyon uzayı kavramı entropi artışını hesaba katmak için yetersiz kalır, parçacıkların konumlarına ek olarak, ayrı ayrı moleküllerin/parçacıkların *hareketlerini* de hesaba katmamız gerekir. Newton yasalarına uygun olarak tanımlanan durumun geleceğe doğru evriminin herhangi bir anında ne olduğunu anlamamızda, moleküllerin/parçacıkların hareketleri bizim için önemli olacaktır. Zeytinyağı moleküllerindeki karşılıklı çekim, moleküllerin hızlarını artırarak birbirlerine yakınlaşmalarına neden olur (birinin diğeri etrafındaki büyük yörünge hareketleri) ve ilgili uzayın 'hareket' kısmı, zeytinyağının toplanarak, ihtiyacımız olan ekstra hacmi (böylelikle ekstra entropiyi) sağlar.

İhtiyacımız olan uzay, yukarıda tanımladığımız ve $\mathcal{C}$'yle gösterdiğimiz konfigürasyon uzayı yerine, *faz uzayı* olarak tanımladığımız uzaydır. $\mathcal{P}$ faz uzayı, $\mathcal{C}$'nin içerdiği boyutun *iki kat* kadar boyuta (!) ve her bir parçacığın (ya da molekülün) koordinat uzayı, konum koordinatına ek olarak 'hareket koordinatı'na sahip olmalıdır (Şekil 1.6). Buna uygun bir koordinatın *hızın* muhtemel bir ölçümü (ya da uzaydaki yönelimi tanımlayan açısal koordinatlar söz konusu olduğunda açısal hızın bir ölçümü) olabileceğini düşünebiliriz. Bununla beraber (Hamilton kuramının[11] formalizmiyle olan derin bağlantısından dolayı), hareketi tanımlamak için *momentum* (ya da açısal koordinatların varlığında açısal momentuma) daha uygundur. Genelde 'momentum' kavramı, *kütle ve hızın çarpımıyla* betimlenir (daha önce §1.1'de belirttiğimiz gibi). Şimdi $\mathcal{P}$ uzayındaki tek bir p noktasında, sistemdeki parçacıkların konumlarına ek olarak, (ani) hareketleri de tanımlanmaktadır. Sistemimizdeki *durumu*, $\mathcal{P}$ uzayındaki p noktasının konumu yardımıyla betimlenir.

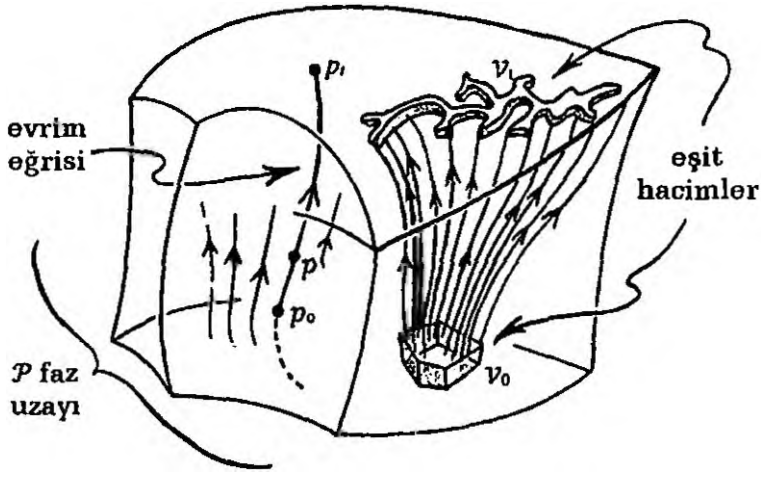


Şekil 1.6 $\mathcal{P}$ faz uzayı $\mathcal{C}$'nin içerdiği boyutun iki katı kadarına sahiptir.

Newton'ın hareket yasalarını, sistemimizin davranışını yöneten temel dinamik yasaları olarak ele alabiliriz ya da daha genel durumlarda (Maxwell elektrodinamiğinin sürekli alan-

[11] Hamilton kuramı bütün standart klasik fiziği kapsayan bir çerçevedir ve klasik fiziği kuantum mekaniği ile ilişkilendirir. R. Penrose (2004) *Road To Reality*, Random House [*Gerçeğin Yolları*, çev: Mahir Akkaya, Alfa Bilim Dizisi, 2015, 20. Bölüm].

ları gibi; *bkz.* §2.6, §3.1, §3.2 ve Ek 1A) yukarıda bahsettiğimiz Hamilton formalizmini uygulayabiliriz. Bu yasalar *belirlenimcidir*, çünkü sistemin bir andaki durumu daha önceki veya daha sonraki bir andaki durumunu belirleyebilir. Diğer bir deyişle, sistemimizin P faz uzayındaki –eğrinin *evrimi* olarak tanımlanan– bir eğri boyunca hareket eden p noktasının evrimini açıklayan bu yasalar yardımıyla, sistemimizin dinamik evrimini tanımlayabiliriz. Bu evrim, dinamik yasaları uyarınca, $\mathcal{P}$ faz uzayındaki herhangi bir p_0 noktasının ilk andan başlayarak *kendine özgü* evrimini gösterir (Şekil 1.7). Gerçekte bütün $\mathcal{P}$ faz uzayı, $\mathcal{P}$'nin her noktasının belli bir evrim eğrisinin (saman balyasına benzeyen) üzerinde olacağı, evrim eğrileriyle (teknik olarak *yapraksı*) doludur. Bu eğrilerin *yönelimli* olduklarını unutmayalım: Eğriye bir *yön* atarız ve bunu bir *ok* çizerek belirtiriz. Dinamik yasalarına göre sistemimizin evrimi, evrimleşen bir eğri boyunca –bu örneğimizde özel bir p_0 noktasından başlayan– ve ok yönünde hareket eden bir p noktasıyla betimlenir. Bu bize sistemin gelecekte herhangi bir zamandaki evriminin p noktasıyla temsil edilmesini sağlar. Aynı şekilde, p_0 noktasının zıt yönündeki ok yönü zamanın-tersi yönündeki evrimi verir; bu da bize p_0 ile temsil edilen durumun geçmişte hangi durumdan kaynaklandığını gösterecektir. Dinamik yasaları gereği bu evrim *özgün* olmalıdır.



Şekil 1.7 Bir p noktası $\mathcal{P}$ faz uzayında evrimleşen bir eğri boyunca hareket eder.

Faz uzayının en önemli özelliklerinden birisi, kuantum mekaniği devreye girdiğinde *doğal bir ölçüye* sahip olabilmesidir. Böylelikle faz uzayındaki *hacimleri* boyutsuz sayılar olarak ele alabiliriz. Bu durum önemlidir, çünkü birazdan göreceğimiz Boltzmann'ın entropi tanımı faz uzayının hacimleri cinsinden verilir; böylelikle biri diğerinden büyük oranda farklı boyutlara sahip olabilen, yüksek boyutlu hacimleri birbirleriyle karşılaştırabiliriz. Bu sıradan klasik fizik için (kuantum olmayan) çok sıra dışı bir durumdur, çünkü bir eğrinin uzunluğunu ele alırsak (bir-boyutlu 'hacim'), her zaman bir yüzeyden (2-boyutlu 'hacim') daha küçük bir ölçüye ve bir yüzey alanının da 3-boyutlu bir hacimden daha küçük bir ölçüye sahip olması gerekir. Fakat kuantum kuramı, faz uzayı hacimlerinin sadece *sayılar* cinsinden verilmesi gerektiğini söyler. Kuantum mekaniğinde kütlenin ve mesafenin birimi gibi nicelikler $\hbar = 1$ [hbar] şeklinde ifade edilir ki, burada

$$\hbar = \frac{h}{2\pi}$$

ifadesi Planck[12] sabitinin Dirac versiyonudur (bazen 'indirgenmiş' Planck sabiti olarak adlandırılır). Standart birimlerde $\hbar$ oldukça küçük bir değere sahiptir:

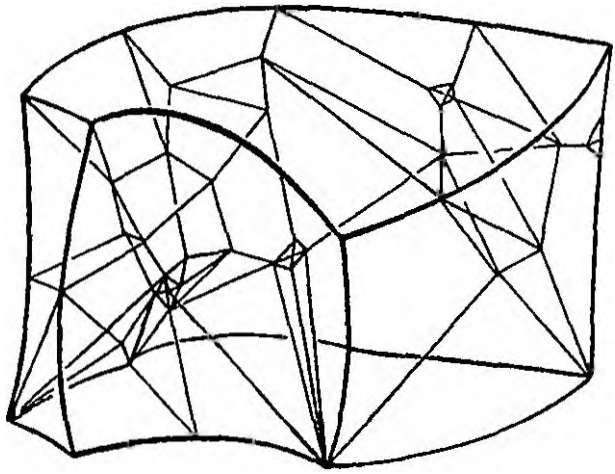
$$\hbar = 1{,}05457\ldots \times 10^{-34} \text{ Joule saniye.}$$

Bu yüzden faz uzayı ölçüleri, bizi sıradan durumlarda bile fazlasıyla büyük sayısal değerlerle karşı karşıya bırakır.

Bu sayıları *tam sayılar* olarak düşünürsek faz uzayına 'tanecikli bir yapı' kazandırırız ve bu durum bize kuantum mekaniğinin kesikli 'kuanta' yapısını gösterir. Fakat çoğu durumlarda bu sayılar öylesine büyüktür ki, tanecikli ve kesikli olma durumu fark edilmez. Bir istisna bölüm 2.2'de göreceğimiz gibi (Şekil 2.6 ve Not 1.2) Planck kara-cisim spektrumundan dolayı ortaya çıkar. 1900 yılında Max Planck'ın kara-cisim ışıması olgusunun kuramsal incelemesi, kuantum devriminin ortaya çıkmasına yol açmıştır. Burada eşzamanlı olarak işin içine katılan farklı sayıdaki fotonların denge durumuna gel-

[12] Planck denklemi: $E = h\nu$. Sembollerin bir açıklaması için *bkz.* Not 2.18.

melerini ve dolayısıyla farklı boyutlarda faz uzaylarını hesaba katmak gerekir. Bu konuya ait tartışmalar kitabın kapsamı dışındadır[13] ama kuantum mekaniğinin temellerine bölüm 3.4'te tekrar döneceğiz.



Şekil 1.8 Yüksek boyutlarda iri taneli bir zerreciğin gösterimi.

Madem ki bir sistemin faz uzayı kavramına sahibiz, o zaman İkinci Yasayla olan ilişkisini de anlamaya ihtiyacımız var. Yukarıdaki, konfigürasyon uzayı için yapılan tartışmada olduğu gibi, iri taneli bir bölge üzerinde aldığımız iki noktanın makroskopik niceliklerinin (sıcaklık, basınç yoğunluğu, bir sıvının akışının yönü ve büyüklüğü, renk, kimyasal bileşim vb) 'ayırt edilemez' olduğunu varsayacağımız, $\mathcal{P}$'nin *iri taneli* haline ihtiyacımız olacak. $\mathcal{P}$ üzerindeki bir p noktasıyla temsil edilen bir sistemin S *entropisi*'nin tanımı, p noktasını içeren iri taneli bölgenin hacmi V olmak üzere, Boltzmann'ın ünlü denklemiyle gösterilir:

$$S = k' \log_{10} V$$

Çok küçük bir değere sahip olan k' sabiti (doğal logaritma kullansaydık Boltzmann sabiti denebilirdi), gerçek k Boltzmann sabitiyle şu şekilde tanımlanır:

[13] Erwin Schrödinger (1950), *Statistical Thermodynamics*, İkinci baskı, Cambridge Üniversitesi Yayınları.

$$k' = k \log 10 \quad (\log 10 = 2{,}302585\ldots)$$

Burada k değeri:

$$k = 1{,}3805 \ldots \times 10^{-23} \text{ Joules/Kelvin'dir.}$$

Dolayısıyla $k' = 3{,}179 \ldots \times 10^{-23}$ JK^{-1} olarak hesaplanır (Şekil 1.8). Gerçekte bu tanımın fizikçiler tarafından kullanılan tanıma uygun olması için bundan sonra *doğal* logaritmaya dönerek, Boltzmann entropi denklemini,

$$S = k \log V$$

şeklinde yazabiliriz. Burada $\log V = 2{,}302585 \ldots \times \log_{10} V$ olarak tanımlanmıştır.

Bu zarif tanımı makul bir şekilde geliştirmeden ve İkinci Yasayla olan bağlantısının nasıl olduğunu göstermeden önce, bir konuyu açıklığa kavuşturalım. Bazen insanlar (oldukça haklı olarak) bir sistemde entropinin düşük olmasının, gerçekte o sistemin 'özgünlüğünün' göstergesi olmadığını söylerler. Bölüm 1.1'deki düşen yumurta örneğinde, yumurta yere düşüp yerde parçalandığında hâlâ özgün bir durumda ve göreceli olarak daha yüksek bir entropi seviyesindedir. Özgündür çünkü, 'dağınıklılığı' oluşturan parçacıkların hareketleri arasında özel bir ilişki vardır: öyle ki, dağılan parçaların hareketlerini 'ters' çevirirsek, çok özel bir özelliğe sahip olurlar ve hızlıca mükemmel bir yumurta oluşturmak üzere masanın üzerine doğru hareket ederler. Bu çok özel bir durumdur çünkü; ilk anda masanın üzerinde duran yumurtanın düşük-entropi konfigürasyonundan daha az özel değildir. Yerdeki dağınıklılığı içeren durum 'özel'di, fakat 'düşük entropi' durumuna gönderme yapması anlamında özel *değildi*. Makroskopik parametrelerin özel değerlerinde görülen düşük entropi, özel olma durumunu *açıkça gösterir*. Parçacık hareketleri arasındaki çözümü zor olan ilişkilerin, bir sistemin durumu için entropiden bahsettiğimiz anda, hiçbir önemi kalmaz.

Gördüğümüz gibi göreceli olarak daha yüksek entropiye sahip olan *bazı* durumlar (dağılan yumurtanın, zamanı ters yönde çevirdiğimiz durumdaki entropisi) İkinci Yasayla çelişerek *daha düşük* entropili durumlara doğru evrimleşebilseler de,

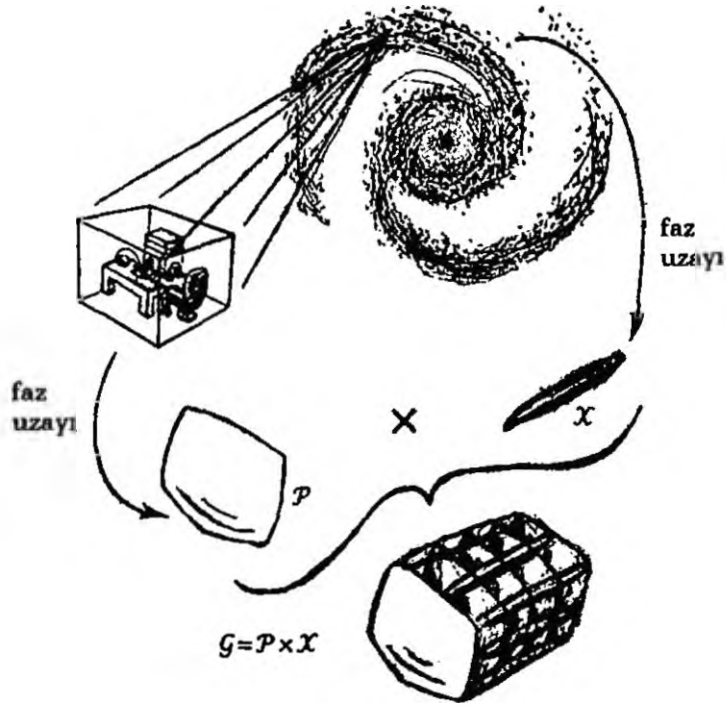
bu durum tüm olasılıklar içinde çok küçük bir yüzdeyi kapsar. İkinci Yasanın ve entropi kavramının 'temel noktası' budur. İri tanelilik açısından Boltzmann'ın entropi tanımı, çok doğal ve uygun bir yolla düşük entropi gereksindiği bir 'özgünlükle' ilgilidir.

Burada bir adım daha ileri gidelim. *Liouville Teoremi* olarak bilinen önemli bir matematiksel teorem, fizikçilerin incelediği klasik normal tipli dinamik sitemlerde (yukarıda standart *Hamiltoncı* sistemler olarak bahsetmiştik), faz uzayındaki *hacimlerin* zamanla değişmediğini ileri sürer. Bu durum Şekil 1.7'nin sağ tarafında resmedilmiştir. Eğer $\mathcal{P}$ faz uzayındaki V hacmine sahip $\mathcal{V}_0$ bölgesi, t zaman sonra, evrim eğrileriyle $\mathcal{V}_t$ bölgesine taşınırsa, $\mathcal{V}_t$ bölgesinin hacmi de V olur. Bu durum İkinci Yasayla çelişmez, çünkü iri taneli bölgeler evrim sırasında korunmazlar. Eğer ilk $\mathcal{V}_0$ bölgesi bir iri taneli bölgeyse, $\mathcal{V}_t$ bölgesi zamanla çok daha büyük iri taneli bir bölgeye, hatta birçok bölgeye doğru, dağınık bir şekilde yayılarak genişleyecektir.

Bu kısmı bitirirken, Boltzmann'ın formülasyonunda önemli bir yere sahip olan ve Bölüm 1.2'de kısaca değindiğimiz, *logaritmanın* kullanılmasına geri dönelim. Bu konu daha sonra, özellikle Bölüm 3.4'te, bizim için özel bir öneme sahip olacaktır. Yerel laboratuarımızda yaptığımız fizik üzerine düşünelim ve gerçekleştirdiğimiz deneylerdeki entropi tanımının bazı özelliklerini inceleyelim. Deneyimizle Boltzmann'ın entropi tanımının nasıl bir ilgisi olabilir? Laboratuarda ilgilendiğimiz olguların tüm serbestlik derecelerini hesaba katmamız gerekir ve bunları $\mathcal{P}$ faz uzayını tanımlamak için kullanırız. $\mathcal{P}$ içindeki V hacmine sahip iri taneli V bölgesi Boltzmann entropisi $k \log V$'yi verir.

Bununla birlikte, laboratuarımızı çok büyük bir sistemin parçası olarak düşünmemiz gerekir, örneğin olağanüstü sayıda serbestlik derecesine sahip olan içinde yaşadığımız tüm Samanyolu galaksisi. Eğer bütün serbestlik derecelerini hesaba katarsak, faz uzayımız olağanüstü büyük bir hale gelir. Bununla beraber, laboratuardaki entropi hesaplarımızda ele aldığımız iri taneli bölge ilk durumdakinden çok daha büyük

olacaktır, çünkü sadece laboratuardakileri değil aynı zamanda galaksideki tüm serbestlik derecelerini içerecektir. Bu doğal çünkü entropi değerimizi şimdi bir bütün olarak galaksiye uygulamış oluruz ve bunun sonucunda deneyimizdeki entropi, bunun sadece küçük bir parçası haline gelir.



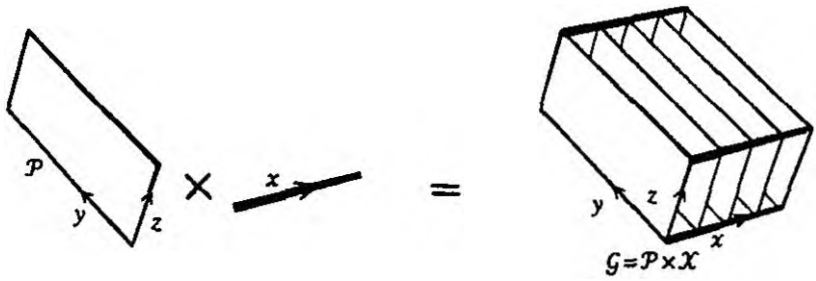
Şekil 1.9 Deneyciye ait olan faz uzayı, galakside bulunan tüm dış serbestlik derecelerini içerdiğinden oldukça küçüktür.

Dış serbestlik derecelerini tanımlayan parametreler (laboratuar dışında, galaksinin durumunu tanımlayan parametreler), çok daha büyük bir $\mathcal{X}$ 'dış' faz uzayını tanımlar ve laboratuar dışındaki galaksinin durumunu karakterize eden $\mathcal{X}$ içinde, iri taneli $\mathcal{W}$ bölgesi olacaktır (Şekil 1.9). Bütün galaksinin $\mathcal{G}$ faz uzayı, dış ($\mathcal{X}$ uzayı) ve iç ($\mathcal{P}$ uzayı) faz uzaylarının yardımıyla, tanımlanır. Matematikçilerin $\mathcal{G}$ olarak tanımladığı uzay, $\mathcal{P}$'nin $\mathcal{X}$'le *çarpım uzayı*[14] aşağıdaki gibi yazılır.

[14] 'Çarpım' terimi sıradan tam sayıların bir m-nokta uzayının çarpım uzayı ile bir n-nokta uzayının çarpımının bir mn-nokta uzayı olması ile uyumludur.

$$\mathcal{G} = \mathcal{P} \times \mathcal{X}$$

Boyutuysa $\mathcal{P}$ ile $\mathcal{X}$'in boyutlarının *toplamı* kadar olacaktır. (Çünkü $\mathcal{G}$'nin koordinatları, $\mathcal{X}$'in koordinatlarını izleyen $\mathcal{P}$'nin koordinatlarıdır.) Şekil 1.10'da çarpım uzayı fikri, $\mathcal{P}$ bir düzlem, $\mathcal{X}$ bir çizgi olacak şekilde resmedilmiştir.



Şekil 1.10 $\mathcal{P}$'nin bir düzlem, $\mathcal{X}$'in bir çizgi olduğu çarpım.

Eğer dış serbestlik derecelerini, iç serbestlik derecelerinden tamamen bağımsız seçersek, $\mathcal{G}$ içindeki iri taneli bölge, $\mathcal{P}$ içindeki $\mathcal{V}$ ile $\mathcal{X}$ içindeki $\mathcal{W}$ iri taneli bölgelerin çarpımına eşit olur (Şekil 1.11):

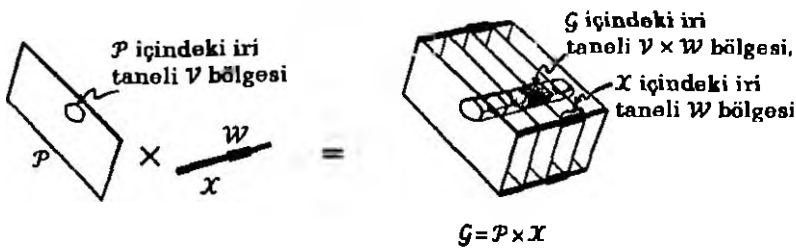
$$\mathcal{V} \times \mathcal{W}$$

Ayrıca, bir çarpım uzayındaki hacim elemanları, her bir bileşen uzayın hacim elemanlarının çarpımı olacaktır. Sonuç olarak $\mathcal{G}$ içindeki $\mathcal{V} \times \mathcal{W}$ iri taneli bölgenin hacmi, $\mathcal{P}$'deki $\mathcal{W}$ iri taneli bölgesinin $\mathcal{V}$ hacmi ile, $\mathcal{X}$'deki $\mathcal{W}$ iri taneli bölgesinin W hacminin çarpımına, VW'ye eşittir. Böylece, logaritmanın 'çarpımdan-toplama' olan özelliği yardımıyla, Boltzmann entropisi, laboratuardaki entropiyle laboratuara göre dış entropinin *toplamı* olacak şekilde elde edilir.

$$k \log (VW) = k \log V + k \log W$$

Bu bağıntı bize bağımsız sistemlerin entropilerinin *toplanabilir* olduğunu, diğer bir deyişle sistemin geri kalanından bağımsız olan, herhangi bir *parçasına* uygulanabileceğini gösterir.

Bu durumda göz önüne aldığımız, laboratuarla ilgili olan serbestlik derecesini $\mathcal{P}$ ve ilgili dış galaksinin serbestlik derecesini $\mathcal{X}$'le ifade edersek, deneycininin göz önüne alacağı



Şekil 1.11 Çarpım uzayındaki iri taneli zerre bölgesinin, iri taneli bölgelerin katsayılarının çarpımı şeklinde yazılması.

entropi değeri dış serbestlik dereceleri ihmal edildiğinde $k \log V$ olarak bulunur. Oysa dış serbestlik dereceleri hesaba katıldığında, $k \log W$ değeri dış galaktik serbestlik derecelerini gösterdiğinden, bu değer $k \log (VW)$ olarak hesaplanır. Dış serbestlik derecesi deneyci için bir rol oynamaz ve bu yüzden laboratuarda İkinci Yasanın kendi rolünü anlamak için güvenle ihmal edilebilir. Ancak, Bölüm 3.4'te *bir bütün olarak* evrenin entropi dengesini göz önüne aldığımızda, özellikle kara deliklerin katkısından dolayı, bunları ihmal edemeyeceğiz ve dış serbestlik dereceleri temel bir öneme sahip olacak!

1.4 Entropi Kavramının Sağlamlığı

Bütün evrenle ilgili olan entropi durumlarını şimdilik bir kenara bırakalım. Şu an için, bir fiziksel sistemin entropisinin ne şekilde tanımlanabildiğinin mükemmel bir anlatımını sağladığı için, Boltzmann formülasyonunun anlamını kavramaya çalışalım. Daha önce yapılmış olan çalışmalardan çok daha büyük bir ilerlemeyi ifade eden Boltzmann'ın bu tanımı 1875 tarihlidir.[15] Bu yolla, söz konusu sistem durağan durumların çeşitli formlarını içerse bile, herhangi bir varsayım yapmadan, entropi kavramını tamamen genel durumlara uygulama olasılığı doğmuştur. Bununla beraber tanımın çeşitli yönleri için hâlâ belirsizlikten bahsedebiliriz, özellikle de 'makroskopik parametre' konusunda. Örneğin, bugün 'ölçülemez' olarak kabul etsek bile, gelecekte bir akışkanın durumunun çok sayıdaki parametrelerini ölçebildiğimizi hayal edelim. Akışkanın basıncının, yoğunluğunun, sıcaklığının ve hızının değişik noktalarda ne olacağını tahmin edebilmemizin ötesinde, varsayalım ki, gelecekte akışkandaki her bir molekülün hareketini detaylı bir şekilde ölçebiliyoruz. Böylece, iri taneli faz uzayını önceki durumdan çok daha ayrıntılı olarak oluşturabiliriz. So-

[15] 1803'te matematikçi Lazare Carnot *Denge ve hareketin temel ilkeleri* isimli, 'moment etkisinin' kaybolmasını belirttiği kullanışlı kitabını yayımladı. Bu entropi ya da enerji dönüşümü kavramının ilk olarak incelendiği kitaptı. Sadi Carnot, mekanik işlerde 'ısı her zaman kaybolur' önermesini kullandı. 1854'te Clausius 'cismin atomlarının birinin diğerinden söktüğü iç iş' fikrini, ve 'açık cisimlerin üzerine yabancı etkilerin etki etmesi sonucu ortaya çıkan dış iş' fikrini geliştirdi.

nuç olarak akışkanının özel bir durumunun entropisi, bu yeni ilerlemenin ışığında, önceki hesaplamalara nazaran daha küçük hale gelir.

Bazı bilim insanları[16] bir sistemin daha ayrıntılı görünümünü araştıracak buna benzer bir teknolojiyi kullanmanın, *ölçüm yapan cihazlarda* entropi artışına neden olacağını ve bunun, sistemde meydana gelen etkin entropi azalmasından daha fazla olacağını ileri sürerler. Diğer bir deyişle, bir sistemin bu kadar ayrıntılı olarak ölçülmesi, bir entropi artışına neden olacaktır. Bu oldukça akla yatkın saptamayı kabul etsek bile, bir sistemin 'makroskopik parametreler'inin nelerden oluştuğunun nesnel bir tanımını vermediği için Boltzmann'ın entropi tanımında hâlâ bir bulanıklık vardır.

Benzer bir durumun çok daha uç örneği, 19. yüzyılın büyük matematiksel fizikçisi olan James Clerk Maxwell (daha önce elektromanyetik kuramın temel denklemlerini oluşturduğunu Bölüm 1.1 ve 1.3'te söylemiştik) tarafından ortaya atılmıştı. Maxwell, açılan ve kapanan küçük kapılar yardımıyla her bir gaz molekülünü yönlendirecek ve gazın tümüne uygulandığında İkinci Yasayının ihlal edilmesine yol açacak çok küçük bir 'cin' tasarlamıştı. Yine de, Maxwell'in bu küçük cininin kendisini de içeren bütün sistemi göz önüne alırsak, cinin mikroskopla görülemeyecek kadar küçük olan bileşenlerini de hesaba katmak zorunda kalırız ve bunu bir kez yaptığımızda İkinci Yasa tekrar geçerlilik kazanır.

Daha gerçekçi terimlerle anlatmaya çalışırsak, cinin mekanik cihazlarla yer değiştirdiği ve İkinci Yasanın hâlâ bütün sistem için geçerli olduğu bir örneği düşünelim. Bir makroskopik parametrenin nelerden oluştuğu konusu, bu koşullar altında adamakıllı olarak çözülememiş olarak görünüyor ve bu karışık sistemin entropi tanımı hâlâ gizemli kalıyor. Gerçekten de, akışkan örneğinde olduğu gibi, iyi tanımlanmış fiziksel bir niceliğin entropisinin, aynı zamanda teknolojik aygıtın spesifik durumuna bağlı olması çok anlaşılır bir durum değil.

---

[16] Claude E. Shannon, Warren Weaver (1949), *The mathematical theory of communication*, Illinois Üniversitesi Yayınları.

Buna benzer teknolojik gelişmelerin, entropide yaratacağı küçük değişimlerinin sisteme olan etkisinin ne olacağı önemli bir konudur. İlerleyen teknolojinin de yardımıyla iri taneli bölgenin smırlarının yeniden yaratılmasının sonucunda ortaya çıkan çok küçük değişimler, sistemin tamamının entropisine katkı koyar. Bir sistemin entropisinin ölçüsünde her zaman, ölçüm cihazlarının hassaslığından kaynaklanan bir öznel yargının bulunduğunu aklımızdan çıkarmamalıyız; ama bu durum, entropinin çok faydalı bir fizik kavramı olduğu gerçeğini değiştirmez. Normal koşullarda bu öznellik çok küçük bir rol oynar. Çünkü iri taneli bölgelerin hacimleri birbirlerinden olağanüstü farklılık gösterir ve bunların sınırlarının yeniden çizilmesinden doğan entropi farklılıkları ihmal edilebilir derecede küçüktür.

Bu durumla ilgili bazı şeyleri açıklığa kavuşturmak için, içinde 10^{24} kutu barındıran, toplam mavi ve kırmızı top sayısını da eşit varsaydığımız, kırmızı ve mavi boya karışımı örneğine geri dönelim. Mavi topların $10^5 \times 10^5 \times 10^5$'lik kübik bölgedeki oranı 0,999 ile 1,001 aralığındaysa, değişik konumların renginin mor olma durumunu incelemiştik. Bunun yerine daha iyi bir araç kullanarak, mavi ile kırmızı topların oranının ne olduğuna daha ayrıntılı bir ölçekte karar verebildiğimizi varsayalım. Kırmızı topların mavi toplara oranının 0,9999 ve 1,0001 olması kaydıyla, karışımın şimdi daha homojen olduğunu farz edelim (bu durumda kırmızı ve mavi toplar yüzde 0,01 oranda eşittir). Şimdi eskisine oranla 10 kat kadar kesinliğe sahibiz ve daha önce renk tonunu tanımlamak için gerekli olan boyutun yarısı kadarına –ve hacmin sekizde birine– ihtiyacımız var. Bu durum kesinliği oldukça artırmasına rağmen, 'homojen mor' durumunun entropisi (durumların sayısının logaritması olan 'entropi'), daha önceki değerden çok az farklılık gösterir. Sonuçta, 'ilerlemiş teknolojimiz,' entropi değerinde pek bir farklılık yaratmaz.

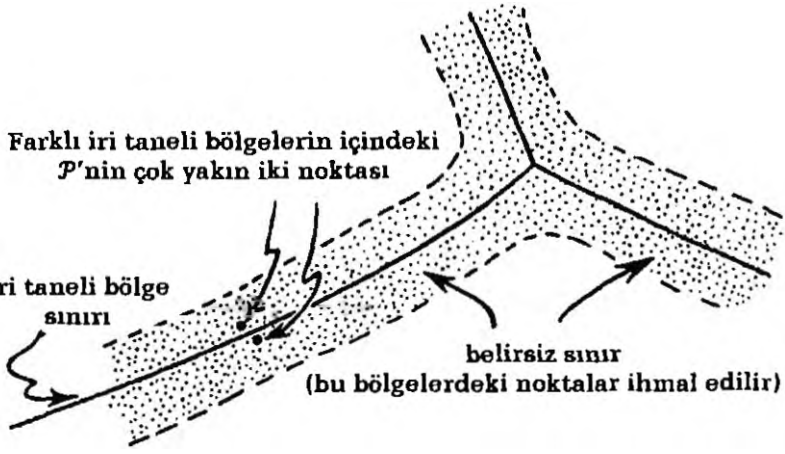
Bu sadece bir 'oyuncak model'dir (ayrıca faz uzayının oyuncak modelinden ziyade konfigürasyon uzayının oyuncak modelidir); bununla beraber 'iri taneli bölge'yi tanımlayan 'makroskopik parametrelerimizin' hassaslığında oluşacak değişimle-

rin, entropide çok fazla değişiklik yaratmayacağını da gösterir. Entropideki bu sağlamlılığın temel nedeni basitçe, iri taneli bölgelerin olağanüstü boyutları ve özel olarak, farklı bölgelerin oranlarının devasa büyüklükleridir. Daha gerçekçi bir durumu ele almak için, sıradan bir banyodaki entropi artışını göz önüne alalım! Basitleştirmek için, temizlenme süresince ortaya çıkan entropi artışlarını hesaba katmayalım, sadece sıcak ve soğuk musluğundan çıkan suların karışımına (küvetteki ya da küvete su veren karıştırıcı bir musluğun içindeki suya) yoğunlaşalım. Sıcak su musluğundan çıkan suyun 50°C ve soğuk su musluğundan çıkan suyun 10°C olduğunu ve küvette yaklaşık olarak 150 litre suyun olduğunu düşünmek gerçekçi olacaktır (küvetin yarısı sıcak yarısı da soğuk suyla dolu olsun). Bu durumda entropi yaklaşık olarak 21.407 J/K artar ve bu faz uzayımızdaki iri taneli bir bölgeden 10^{27} kez büyük olan diğerine geçen noktamıza eklenir. İri taneli bölgenin sınırlarının değişmesi, bu ölçeğin sayılarının üzerine kayda değer bir etki yapamaz.

Burada sözü edilen konuyla ilgili diğer hususu da belirtelim. Burada sanki iri taneli bölgenin sınırlarını kesin olarak belirlediğimizi söylediğimiz anlaşılmasın. Tersine, açıkça konuşmak gerekirse, hangi 'makroskopik parametreler' ele alınırsa alınsın, durum öyle değildir. Gerçekten, iri taneli bölgeyi oluşturan bölgenin sınırları nerede karışırsa karışsın, şayet faz uzayında birbirlerine çok yakın, sınırın her iki yanında bulunan, iki noktayı göz önüne alırsak, bu iki parçacığın durumu neredeyse aynıdır[17] ve bu yüzden makroskopik olarak da özdeştir. Fakat, farklı iri taneli bölgeye ait olduklarından, 'makroskopik olarak ayırt edilebilir' oldukları varsayılır. Bu problemi, bir bölgeyi diğer bölgeden ayıran sınırların 'karışmış' olduğunu kabul ederek çözebiliriz ve bir 'makroskopik parametreyi' gerçekte neyin kesin olarak belirlediği hakkında öznel davranabildiğimizden, basitçe bu 'karışmış bölgenin' içinde bulunan faz uzayına ait noktalarla ilgilenmeksizin seçim yapabiliriz (Şekil 1.12). Buna benzer noktalar, iri taneli

[17] Matematiksel olarak problem, A ile B durumları ayırt edilemiyorsa ve B ile C durumları da ayırt edilemiyorsa bile, A ile C durumlarının ayırt edilebileceğini belirten, makroskopik ayırt edilemezliğin *geçişken* olmadığına ilişkindir.

bölgenin oldukça büyük iç kısımlarıyla karşılaştırdığımızda faz uzayında çok küçük bir hacme sahip olduklarından fazla etki yapmazlar. Bu nedenle, bir bölgenin sınırlarına çok yakın bir noktayı, hangi bölgenin içinde değerlendireceğimiz, normalde bir durum için atadığımız entropi değerinde etkin bir farklılık yaratmayacaktır. Burada yeniden, çok büyük iri taneli bölgelere sahip olan ve boyutları arasında muazzam dengesizlikler barındıran bir sisteme ait entropi kavramının sağlamlığını görürüz.



Şekil 1.12 Bir iri taneli bölgeyi diğerinden ayıran sınırlardaki 'karışıklık.'

Bütün bunları söyledikten sonra, aslında buna benzer kaba 'makroskopik ayırt edilemezlik' kavramının uygunsuz *kaçtığı* ve bize entropi hakkında oldukça yanlış cevaplar veriyor gibi göründüğü, incelikli özelliklere sahip durumların olduğunu hatırlatalım. Böyle bir durum, (Erwin Hahn'ın 1950'de ilk olarak ortaya attığı) *spin yankısı* olarak adlandırılan ve nükleer manyetik rezonanstan (NMR) faydalanılmasını sağlayan durumdur. Bu olguya göre, nükleer spinlerin[1.8] hemen hemen

[1.8] Bir atom çekirdeğinin 'spini'ni uygun bir şekilde anlamak için kuantum mekaniğinin göz önüne alınması gerekmektedir, fakat uygun fiziksel bir resim için, beyzbol ya da kriket topu gibi, çekirdeğin bazı eksenler etrafında 'döndüğünü' hayal etmek işe yarayabilir. Bu 'spinin' toplam değeri bileşen proton ve nötronların ayrı ayrı spinlerinden ve birinin diğeri etrafında yaptığı yörünge hareketinden oluşur.

aynı yönde hizalanmış olduğu özel bir ilk mıknatıslaşmaya sahip bazı maddeler, dışarıdan uygulanan bir değişken elektro-manyetik alanla mıknatıslaşma özelliklerini kaybedebilir ve nükleer spinler daha sonra, değişik oranda meydana gelen yalpalanmalarından dolayı karma karışık konfigürasyonlara sahip olur. Eğer dış alan dikkatlice ters çevirilirse, nükleer spinler dikkat çekici bir şekilde eski hallerine geri döner, orijinal mıknatıslaşma durumunu geri kazanır. İlgilendiğimiz makroskopik ölçümler dikkate alındığında, bu ara aşamaya geçişte entropi artmış görünür (karmaşık nükleer spinlerle) –İkinci Yasayla uygun olarak– fakat nükleer spinler ters dış manyetik alanın uygulanması sonucunda, kaybettikleri düzeni tekrar kazandıklarında, son süreç boyunca entropi *azalmasından* dolayı, İkinci Yasa fena halde çiğnenmiş görünmektedir.[1.9]

Aslında olay şudur: Ara geçişte spin durumları çok düzensiz görünmesine rağmen, gerçekte spinlerin karmakarışık düzenlemelerinde oldukça kesin bir 'gizli düzen' ortaya çıkar. Bu, gerçekte dış manyetik hareketlerin ters çevrildiği durumlarda ortaya çıkan bir düzendir. Bu durumu CD ya da DVD'lerde ortaya çıkan bir durumla anlatalım. Herhangi sıradan işlenmemiş bir 'makroskopik ölçüm,' disk üzerinde depolanmış oldukça büyük bir bilgiyi büyük bir olasılıkla ortaya çıkaramaz, halbuki, diski okumak için dizayn edilmiş uygun bir aygıt yardımıyla depolanmış bilgi sıkıntısız bir şekilde ortaya çıkartılabilir. Bu gizli düzeni saptayabilmek için, çoğu durumda yeterli olabilen 'sıradan' makroskopik ölçüm yerine, daha 'gelişmiş' bir ölçüme ihtiyacımız vardır.

Aslında bu türden genel 'gizli düzenleri' bulabilmek için, ufacık manyetik alanları çözümlemek gibi çok gelişmiş tekniklere ihtiyacımız yoktur. Benzer şeyi çok daha basitçe yapan sade-görünümlü cihazlar vardır[1.10] (*bkz.* Şekil 1.13). Bu cihaz, birisi diğerinin içinde oldukça sıkı bir şekilde monte edilmiş ve bu yüzden aralarında çok dar bir bölüm oluşan, iki silindir

[1.9] E. L. Hahn (1950), 'Spin echoes' *Physical Rewiev* 80, 580-594.

[1.10] J.P. Heller (1960), 'An unmixing demonstration' *Am J Phys* 28 348-53.

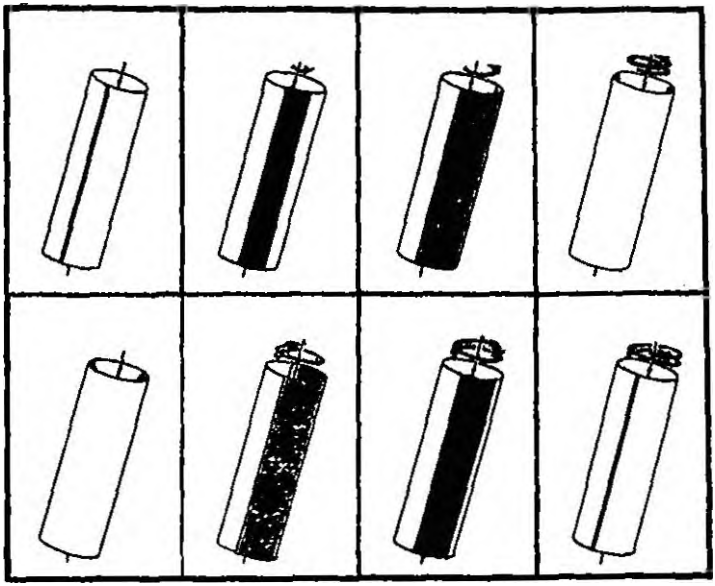
cam tüpten meydana gelir. Bir ağdalı akışkan (örneğin gliserin) iki silindir arasındaki bu ince bölgeye doldurulur ve dıştakinin sabit kalması koşuluyla iç silindire, dönebilmesi için uygun bir şekilde kol takılır. Daha sonra, silindirin eksenine paralel olacak şekilde parlak ince uzun bir kırmızı boyanın akışkana eklenmesiyle deney düzeneği kurulmuş olur (Şekil 1.14). İlk başta ince bir çizgi şeklinde görülebilen orijinal konsantrasyonunun izinin yok olması için, boyanın homojen dağılmasını gözleyinceye kadar, silindir kol etrafında birkaç kez döner ve sonunda akışkan çok donuk pembemsi bir ton kazanır. Ne tür bir 'makroskopik parametre' seçilirse seçilsin, boya akışkanın içinde homojen olarak yayıldığından, entropinin yükseldiği kabul edilir (bu durum Bölüm 1.2'de göz önüne aldığımız, kırmızı ve mavi boya kombinasyonunun karıştırıldığı anda ortaya çıkan duruma benzer). Bununla beraber, şayet kol, daha önce döndürülmüş olduğu kadar, ters yöne doğru döndürülürse, oldukça mucizevi olarak, neredeyse ilk durumda tanımlanan özelliklere sahip olacak şekilde, bu kırmızı çizginin tekrar ortaya çıktığını görürüz. Eğer entropi, ilk dolanımda arttıysa ve silindirin yeniden dolanımı sonucunda elde edilen görünüm, ilk görünüme benzerse, yeniden dolanım sürecinin sonucu olarak, İkinci Yasa oldukça ağır bir darbe almış demektir!



Şekil 1.13 İki adet kolay geçebilen tüp ve aralarında ince kırmızı boyalı yapışkan akışkan.

Her iki durumda da, genel görüş, İkinci Yasanın, gerçekten, *çiğnenmediği*, yönündedir; ancak bu durumlar için entropi tanımı yeterince ayrıntılandırılmış değildir. Benim görüşüme göre, eğer İkinci Yasanın evrenselliğinin geçerli olabilmesiyle

ilgili olarak, *bütün* durumlara uygulanabilen, kesin nesnel bir fiziksel entropi tanımı talep edilirse, ortada 'içinden çıkılması zor bir durum' oluşur.



Şekil 1.14 Kol, boya çizgisini birkaç kez dönerek yayar. Daha sonra kol geriye doğru aynı sayıda döndürülür ve İkinci Yasayı çiğnermiş gibi görünen kırmızı çizgi tekrar ortaya çıkar.

'Entropi' kavramının her zaman geçerli olacak, fiziksel olarak kesin sonuçlar verecek bir tanımının niye talep edildiğini, doğada neden böyle mutlak anlamda, zamanla ilerledikçe hep artacak 'nesnel bir entropi' olması gerektiğini anlamıyorum.[11] Silindirlerin arasındaki hafifçe renklendirilmiş ağdalı akışkana ya da tamamen düzensizmiş gibi *görünen* ama aslında önceki düzeninin 'hafızasını' sürdüren nükleer spin konfigürasyonlarına uygulanabilen *asli* bir entropi kavramı olmalı mı? Böyle bir şeye ihtiyacımız olmasını anlamıyorum. Entropi aşırı derecede kullanışlı fiziksel bir kavramdır, ama fizikte temel ve nesnel bir rol oynaması gerektiğini düşünmüyorum. Fizikte entropi kavramının faydasının, *asli evrendeki* sistemleri ince-

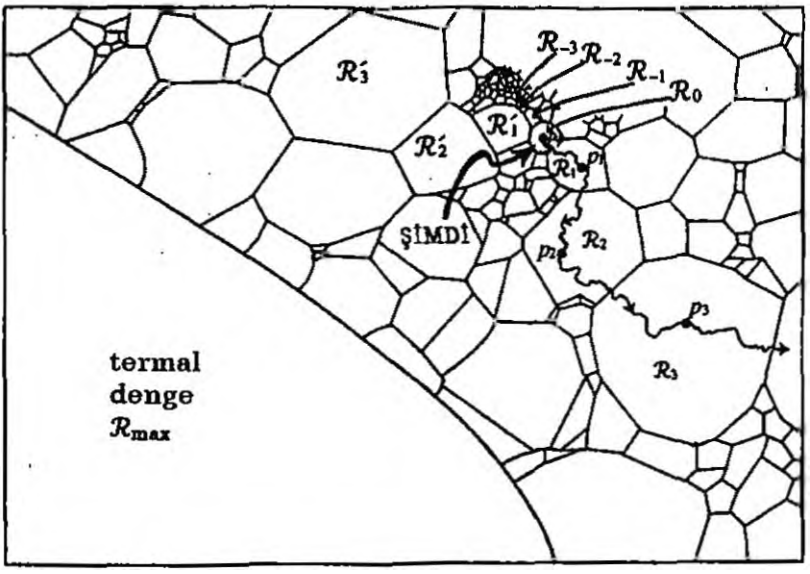
[11] Bununla birlikte, kara deliklerin içeriğinde entropi özgün bir nesnellik kazanabilir. Bu konuyu §2.6 ve §3.4'te inceleyeceğiz.

lerken, 'makroskopik' niceliklerin ölçeklerinin, birbirlerinden olağanüstü farklı boyutlarda hacimlere sahip iri taneli bölgeleri ortaya koymasından kaynaklandığını söylemek akla yatkın görünüyor. Ayrıca, *niye* bildiğimiz evrende bunlar devasa boyutlarda farklılıklar gösterir sorusunu sorarsak, mesele daha da derinleşir. 'Entropi' kavramımızda var olan ve bu harika fizik kavramının altında yatan temel gizemi gölgeleyen kafa karıştırıcı öznelliğe karşın, bu olağanüstü boyut farklılıkları, *görebildiğimiz* evrenle ilgili açıkça nesnel olarak görülebilen bir gerçeğe –ilerde bu noktaya tekrar değineceğiz– işaret eder.

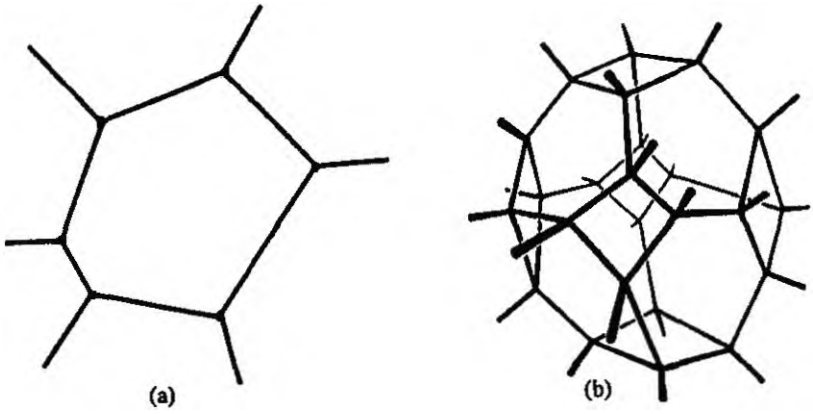
1.5 Gelecekte Entropinin Engellenemez Artışı

Bir sistemin, İkinci Yasanın gösterdiği gibi neden geleceğe doğru evrildiğini ve neden entropisinin artması gerektiğini anlamaya çalışalım. Sistemimizi, kabul edilebilir düşüklükte entropiye sahip, oldukça küçük iri taneli $\mathcal{R}_0$ bölgesindeki bir p_0 noktasından başlayarak, $\mathcal{P}$ faz uzayında hareket eden p noktası olarak düşünelim (Şekil 1.15). Yukarıda belirttiğimiz gibi, farklı iri taneli bölgelerin boyutlarında oldukça büyük farklar olduğunu göz önünde tutmalıyız. Ayrıca, olağanüstü yüksek boyutlu $\mathcal{P}$ faz uzayımızda, birbirine komşu çok sayıda ve farklı hacimlerde iri taneli bölgeler bulunacaktır (alışık olduğumuz iki ve üç boyutlu uzaylarla bu durumu anlamak zordur, ama boyut sayısı arttıkça komşu bölgelerin sayılarının arttığını Şekil 1.16'da görebiliriz: 2 boyut için altı, 3 boyut için on dört komşu bölge). Böylece, p olarak tanımladığımız evrim eğrisinin, $\mathcal{R}_0$ iri taneli bölgesindeki p_0 noktasından başlayıp, yakınındaki $\mathcal{R}_1$ iri taneli bölgesine girdiğinde, bu $\mathcal{R}_1$ bölgesinin hacminin daha büyük olma olasılığı yüksektir. Aynı şekilde, p'nin daha küçük hacimden geçme ihtimali, p'nin eyleminin çok küçük bir olasılığını oluşturur ve böyle bir şansın olma olasılığı, samanlıkta iğneye rastgelmek gibidir.

Ayrıca, farkı fiili hacim farkından az da olsa, $\mathcal{R}_1$'in hacminin *logaritması*, $\mathcal{R}_0$'ın hacminin logaritmasından büyük olacaktır; böylece entropi bir miktar artmaktadır (*bkz.* Bölüm 1.2). Daha sonra p'nin komşu $\mathcal{R}_2$ iri taneli bölgesine girdiğini varsayalım;



Şekil 1.15 Sistem oldukça küçük bir $\mathcal{R}_0$ bölgesindeki p_0 noktasından harekete başlar.



Şekil 1.16 Boyut sayısı arttığında komşu iri taneli bölgelerde hızlı bir şekilde artar. (a) Tipik olarak n=2 için 6 komşu (b) tipik olarak n=3 için 14 komşu.

Burada da $\mathcal{R}_2$ bölgesinin hacminin $\mathcal{R}_1$ bölgesinin hacminden daha büyük olma olasılığı yüksektir; sonuçta entropi yine bir miktar artmış olur. Bundan sonraysa p, daha önce sahip olduğu hacimden mümkün olduğunca daha büyük bir hacme,

örneğin $\mathcal{R}_3$ bölgesine girer; böylece entropi de artmış olur ve bu durum böyle sürüp gider. Bununla birlikte, iri taneli bölgelerinin hacimlerinin gitgide artması nedeniyle, p daha büyük bir bölgeye girdiğinde, tekrar çok daha küçük, daha önce sahip olduğu değerden çok daha küçük bir bölgeye girerek entropinin azalma olasılığı çok küçük –pratikte olanaksız– olacaktır. Böylece zaman ileri doğru ilerlediğinde, entropide, gerçek hacimde olandan daha az, ama yine de engellenemez şekilde bir artma meydana gelecektir.

Elbette bu yolla, daha küçük bir entropi değeri elde edebilmek tamamen imkânsız değildir; ancak entropinin azalma olasılığı olağanüstü küçüktür. Elde ettiğimiz entropi artışı, basit olarak olayların normal durumlarını, diğer bir deyişle evrim çizgisinin faz uzayındaki iri taneli bölgelerden geçerken bu bölgelerden bazılarından özel olarak etkilenmediğini ve evrim tamamen belirlenimci Newton mekaniğine uyarken, p'nin faz uzayında izlediği yolun rastgele olduğunu varsaymamızın sonucudur.

Neden p'nin *doğrudan* en büyük $\mathcal{R}_{\max}$ iri taneli bölgesine gitmeyip, yukarıda tanımladığımız gibi art arda daha büyük iri taneli bölgelerden geçmesi gerektiği sorulabilir. Burada $\mathcal{R}_{\max}$ genel olarak kabul edilen haliyle *termodinamik dengeye* işaret eder ve hacmi, bütün diğer iri taneli bölgelerinin hacimlerinin toplamından daha büyüktür. Gerçekten p'nin *sonuçta* $\mathcal{R}_{\max}$'a ulaşacağını bekleriz ve ulaştığında, nadiren daha küçük bir hacme doğru sapsa da (termal dalgalanma), genel olarak $\mathcal{R}_{\max}$'ın içinde kalır. Fakat evrim eğrisinin, bir önceki andaki durum ile bir sonraki anın durumunun birbirinden farklı olmadığı sürekli bir çizgi izler. Bu yüzden, evrim eğrisi ne kadar farklı hacimlerden geçerse geçsin, iri taneli bölge hacimleri, olası komşu bölgenin hacimlerinden $\mathcal{R}_{\max}$'a doğrudan geçişte karşılaşılacağı kadar farklı olmayacaktır. Entropinin kesikli sıçramalar yapmayacağını, gittikçe büyüyen değerlere yumuşak aşamalarla geçeceğini bekliyoruz.

Bu görüş bütünüyle tatmin edici bir şekilde olayları açıklar ve geleceğe doğru aşamalı bir entropi artışının, matematiksel sadeliği sağlamak için aşılması gereken detaylardaki güçlük-

ler dışında, daha derinlemesine tartışmalara hemen hemen hiç ihtiyaç olmaksızın, tamamıyla doğal bir beklenti olduğunu belirtir. Daha önceki bölümde belirttiğimiz üzere, yumurta, şu anda **ŞİMDİ**, masanın köşesine yerleştirilmiş olması sayesinde gelecekteki evriminde, masadan düşmesiyle ve yere çarpmasıyla uygun olarak, olası bir entropi artışına sahip olur. Bu durum yukarıda gösterdiğimiz gibi, tamamen faz uzayı hacimlerinin büyük miktarda artışına dayanmaktadır.

Bununla beraber, yumurtanın gelecekte beklenen davranışından farklı bir soruyu tartışalım. Yumurtanın *geçmişteki* olası davranışının ne olduğunu sorarak işe başlayalım. Bunun yerine aslında 'yumurtanın kendini masanın köşesinde bulmasının olasılığı nedir?' sorusunun cevabını bilmek istiyoruz.

Bu konuyu, daha önce **ŞİMDİKİ** zamandan başlayan sistemimizin en olası gelecek evrimini sorduğumuzda izlediğimiz yola benzer şekilde ele alabiliriz, fakat bu kez sistemimizin **ŞU ANKİ** durumunun *zeminini* hazırlayan en olası *geçmiş* evrimini sorarak işe başlayacağız. Newton yasaları zamanda ters yönde de çalışır ve belirlenimci bir geçmiş evrimi verir. Dolayısıyla, $\mathcal{P}$ faz uzayında, p_0 noktasına varan bir yol izleyen evrim eğrisi bulunmaktadır ve bu eğri, yumurtanın masanın kenarına gelene kadar izlediği yolu temsil eden bir geçmiş evrimini betimler. Yumurtamızın bu 'en olası' geçmiş tarihini bulmak için, tekrar $\mathcal{R}_0$ bölgesine komşu iri taneli bölgeleri araştırırız ve yine boyutlarındaki büyük farklılıkları gözleriz. Aynı şekilde, $\mathcal{R}_1$'e benzer $\mathcal{R}_0$'dan daha büyük bölgelerden $\mathcal{R}_0$'a girerek p_0 noktasında sonlanan evrim eğrileri, $\mathcal{R}_0$'ın hacminden küçük bölgelerden gelen eğrilerden çok daha fazla sayıda olacaktır. Farz edelim ki, evrim eğrisi $\mathcal{R}_0$'dan çok daha büyük bir $\mathcal{R}_1'$ bölgesinden $\mathcal{R}_0$ bölgesine giriyor. Bundan önce de çok farklı boyutlarda komşu bölgeler var olacaktır ve $\mathcal{R}_1'$ bölgesine giren eğri, $\mathcal{R}_1'$ bölgesinin hacminden daha büyük bir iri taneli bölgeden gelecektir. Dolayısıyla, $\mathcal{R}_1'$ bölgesine giren geçmiş evrim eğrisi daha büyük hacimli bir $\mathcal{R}_2'$ bölgesinden, $\mathcal{R}_2'$ bölgesine giren geçmiş evrim eğrisiyse daha büyük hacimli bir $\mathcal{R}_3'$ bölgesinden gelmelidir (Şekil 1.15).

Daha önceki tartışmada yaptığımız akıl yürütmemizin bizi getirdiği nokta budur, ancak bu durum anlamlı mıdır? Bu tür evrim eğrileri, İkinci Yasaya uygun olarak zaman ilerledikçe, örneğin $\mathcal{R}_{-3}$, $\mathcal{R}_{-2}$, $\mathcal{R}_{-1}$, $\mathcal{R}_0$ gibi hacimleri daha küçük olan ve gitgide artan bölgelerden gelip p_0'da sonlanan evrim eğrilerinden daha mı fazla olacaktır? Bu akıl yürütme bizi, İkinci Yasaya uygun olmak yerine, yasanın açık *ihlaline* yol açan tamamen *yanlış* bir sonuca götürmektedir.

Yukarıdaki akıl yürütme örneğin, masanın tabanında darmadağın olan yumurta kabuğunun, tahta zemin tarafından kısmen emilen yumurta akı ve yumurta sarısının beraberce çalkalanıp yumurta kabuğunun içine dolması ve masanın köşesinde orijinal formuyla tekrar kendi kendini bulması olasılığının çok yüksek olduğuna inanmamız gerektiğini söyler. Darmadağınık olan bu kabuk, zeminden tamamen kalkacak, karışmış olan yumurta akı ve sarısı da birbirlerinden ayrılarak, mucizevi bir şekilde tam bir yumurta oluşturmak için, uygun hızlarda kendi kendini sürükleyerek, masanın köşesinde incelikli bir şekilde tekrar birleşecektir. Böylesine bir davranış, 'olası' evrim eğrisinin $\mathcal{R}_3$,' $\mathcal{R}_2$,' $\mathcal{R}_1$,' $\mathcal{R}_0$ şeklinde gittikçe azalan hacimlere sahip bölgelerden geçmesini yansıtır. Oysa bu gerçekte olmuş olanla, dikkatsiz bir insanın yumurtayı masanın kenarına yerleştirmiş olmasıyla tamamen *çelişki* içindedir. $\mathcal{P}$ faz uzayı içindeki *bu* evrim eğrisi, $\mathcal{R}_{-3}$, $\mathcal{R}_{-2}$, $\mathcal{R}_{-1}$, $\mathcal{R}_0$ gibi hacimleri gitgide *artan* bölgelerden geçmiş olsaydı İkinci Yasayla *uyum* içinde olurdu. Geçmişe yönelik uyguladığımızda akıl yürütmemiz bizi *yanlış* bir sonuca götürdü.

1.6 Geçmiş Neden Farklı?

Neden akıl yürütmelerimiz bizi yanlış yola sevk etti; oysa aynı akıl yürütme sıradan bir fizik sisteminin gelecekteki evrimini incelerken, İkinci Yasayla uyum içindeydi. Akıl yürütmemizdeki problem daha önce ortaya koyduğum şekliyle iri taneli bölgelerle ilgili olarak evrimin etkin bir biçimde 'rastgele' olduğunu varsaymamızdan kaynaklanıyor. Elbette dinamik yasalar tarafından (örneğin Newton yasaları) kesin olarak belirlenebildiği sürece, bunlar yukarıda bahsetmiş olduğum üzere, rastgele değildir. Fakat, bu dinamik davranışta iri taneli bölgelerden herhangi birine doğru özel bir eğilim yoktur ve bu varsayım gelecek evrimi için yeterli görünmektedir. Bununla beraber, geçmiş evrimi hesaba kattığımızda, açıkça böyle bir durumla karşılaşmayız. Bir tarafa doğru, örneğin, dağınık halde bozulmuş olarak duran yumurtanın –zamanın geri çevrildiği durumları göz önüne alırsak– her ne kadar dinamik kurallara göre fevkalade imkânsız etkilerin yardımıyla da olsa, değiştirilemez niteliğinde olan ve ayarlanması fazlasıyla imkânsız durumların bir araya gelerek masanın üzerinde eksiksiz ve kırılmamış tam bir yumurta oluşturduğu, geçmişe doğru evrimli davranış yönünde eğilim vardır. Şayet böyle bir davranış *gelecek* yönelimli davranışında da gözlenirse, bu durum teleoloji ya da sihrin imkânsız bir formu olarak görünür. Geçmişe doğru odaklandığımızda mükemmel derecede makul gibi görünen, bununla beraber geleceğe doğru yöneliminde bilimsel olarak kabul edilemez görünen ve reddedilen, böyle bir davranışı neden dikkate almalıyız?

Yanıt, basit olarak 'fiziksel tanım' yapmak oldukça zor olsa da, 'geçmiş teleolojinin' genel bir durum; fakat buna benzer bir 'gelecek teleolojinin' daha önce hiç karşılaşmadığımız bir durum olmasıdır. Böyle bir 'gelecek teleolojisiyle' karşılaşmamamız, gözlenen evrenin bir *gerçeğidir*. İkinci Yasayı sadece gözlemsel gerçekler doğrular. Bildiğimiz evrende, dinamiğin yasaları herhangi bir gelecek amacına rehberlik etmezler ve iri taneli bölgelerle tamamen ilgilisizdirler; oysa geçmişe yönelik evrim eğrisinin buna benzer bir 'rehberliği' tamamen olağandır. Eğer evrim eğrisinin geçmiş davranışını incelersek, küçük ve daha küçük iri taneli bölgeleri 'kasten' arıyormuş gibi görünür. Bu bize garip gelmez; günlük deneyimimizde eşyanın doğası gibi görünür. Yumurtanın masanın köşesinden yuvarlanması ve yere çarpması bize garip olarak görünmez, halbuki zamanın-tersi yönünde oynatılan buna benzer bir olayın filmi, bize oldukça acayip görünür ve zaman yönündeki bazı şeylerin fiziksel dünyadaki deneyimlerimizin basit bir parçası olmadığını gösterir. Böyle bir 'teleoloji' geçmişe doğru baktığımızda mükemmel derecede kabul edilebilir, fakat geleceğe uygulandığında deneyimlerimizin bir özelliği olmaktan çıkar.

Aslında, evrenimizin başlangıcını olağanüstü incelikte iri taneli bir bölgenin bulunduğu faz uzayıyla temsil ettiğimizde, dolayısıyla evrenimizin ilk durumunda çok küçük bir entropiye sahip olduğunu söylediğimizde, olayların geçmiş telolojisinin bu görünümünü anlayabiliyoruz. Evrenin entropi davranışının yukarıda gösterdiğimiz şekilde uygun bir süreklilik gösterdiğini hesaba katarak dinamik yasalarını ele alırsak, evrenin *Büyük Patlama* olarak adlandırdığımız ilk durumunda olağanüstü küçüklükte bir entropisi (diğer bölümde göreceğimiz gibi küçüklük, anlaşılması oldukça zor bir karaktere sahiptir) olduğunu varsaymalıyız. Entropinin sürekliliği, evrenin entropisinin (normal zaman yönünde) aşamalı olarak artmasını içerir ve İkinci Yasanın doğrulanmasını sağlar. Bu yüzden asıl mesele, Büyük Patlamanın özgünlüğü ve bu ilk özel durumun doğasını gösteren iri taneli $\mathcal{B}$ bölgesinin olağanüstü küçüklüğüdür.

Büyük Patlamanın özgünlüğü meselesi bu kitabın temel konularından biridir. Bölüm 2.6'da, olağanüstü özellikteki Büyük Patlamanın gerçekte nasıl olması gerektiğini ve bu ilk durumun çok özel doğasını inceleyeceğiz. Bunun getireceği derin bilmece, bizi daha sonra, bu kitabın kendine özgü temel içeriğini sağlayacak olan düşünce çizgisine götürecektir. Fakat şimdilik, bu olağanüstü özel durumun, bildiğimiz evrenin kökeni ve gözlediğimiz formda İkinci Yasanın bunun doğal bir sonucu olduğu gerçeğini kabul edeceğiz. Evrenimizin *mutlak* bir düşük entropi durumu olmadığı ya da evrenin evrim eğrisinin 'gelecekte' $\mathcal{P}$ uzayının olağanüstü küçük bir $\mathcal{F}$ bölgesinde sona ereceğine dair teleolojik bir zorlama bulunmadığı sürece, zamanın geleceğe doğru akışındaki entropi artışı tamamen akla uygun olur. İlk durumdaki düşük entropi kısıtlaması evrim eğrisinin bu olağanüstü küçük $\mathcal{B}$ bölgesinde başlamasını gerektirir; bu da evrenimizde gerçekten deneyimlediğimiz İkinci Yasa için kuramsal bir temel verir.

Büyük Patlama durumunun daha detaylı araştırılmasına (Bölüm 2) girmeden önce, birkaç noktayı açıklığa kavuşturalım. Daha önce birkaç yerde, zamanın akışındaki deneyimlerimizin ve zamanın akışı sırasında bilinçli olarak hissettiklerimizin entropi artışına bağlı olması anlamında, İkinci Yasanın varoluşu için herhangi bir gizeme ihtiyaç olmadığını söyledik. Diğer bir deyişle, zamanın akışının hangi yönde olduğunu düşünürsek düşünelim, 'gelecek' entropinin arttığı yerde olmalıdır. Bu açıklamaya göre, t zaman parametresiyle *azalan* entropi durumunda, zaman akışı hakkındaki bilinçli duyumlarımız bize ters yönde yansıyacaktır ve dolayısıyla küçük entropi değerlerinin bize göre 'gelecekte,' büyük entropi durumlarının bize göre 'geçmişte' olduğunu söyleyeceğiz. O nedenle, bu durumda entropinin gelecekte artması için t zaman parametresini ters yönde almalıyız. Bu argümana göre, zamanın akışı sırasındaki psikolojik deneyimlerimiz, entropinin devamlılığındaki fiziksel yöne bakmaksızın, her zaman İkinci Yasayı doğrulayacaktır.

'Zamanın ilerlemesini deneyimlememize' dayalı bu argümanın, 'bilinçli tecrübe' için gerekli olan ön koşulların ne olduğu

hakkında neredeyse hiçbir şey söylememesi nedeniyle oldukça şüpheli doğasını bir kenara bıraksak bile, entropi kavramının faydasının evrenimizin termal dengeden çok uzakta olmasına bağlı olduğunu ve dolayısıyla günlük deneyimlerimizin $\mathcal{R}_{\max}$ bölgesinden çok küçük iri taneli bölgeler içinde geçtiğini görmezden geldiğini vurgulamalıyız. Buna ek olarak, çok küçük iri taneli bir bölgeyle sınırlandırılmış olan faz uzayında entropi, evrim eğrisinin uçlarından birisine doğru (ama her ikisine değil) düzgün olarak artar veya düzgün olarak azalır ve bu olası evren tarihlerinden birinin çok küçük bir parçasıdır. Açıklanması gereken asıl mesele, evrim eğrimizin karşılaştığı iri taneli $\mathcal{B}$ bölgesinin küçüklüğüdür ve bu mesele yukarıdaki argümanda tamamıyla göz ardı edilmektedir.

Kimi zaman, önceki argümana ek olarak, İkinci Yasanın yaşam için gerekli bir önkoşul olduğu ve yaşamın ancak İkinci Yasanın doğru olduğu bir evrende ortaya çıkabileceği, doğal seçilimin ancak bu yasa sayesinde var olabileceği gibi argümanlar öne sürülür. 'Antropik* önerme' örneği olan bu tür akıl yürütmeleri Bölüm 3.2'nin sonunda ve 3.3'te tekrar inceleyeceğiz. Bu tür argümanların içeriği burdaki tartışmanın bağlamında geçerli değildir. Aynı şekilde, ne yaşam ne de bilinç için söz konusu olan fiziksel gereklilikleri tam olarak anladığımızdan, bu argümanda çok kuşkulu bir yan vardır. Ayrıca, bütün bunlar bir yana, doğal seçilim yaşam için mutlaka gerekliyse ve bunun için İkinci Yasaya gereksinim varsa bile, bugünkü dünyada geçerli olan aynı İkinci Yasanın gözlenebilen evrenin her yerinde, örneğin milyarlarca ışık yılı uzaklıktaki galaksilerde ve dünyada hayatın başlangıcından çok önceki zamanlarda geçerli olduğuna dair bir açıklamamız yoktur.

Daha ileri bir noktayı göz önünde tutalım. Şayet İkinci Yasayı ya da evrenin olağanüstü koşullarda meydana geldiğini ya da buna benzer bir varsayımı *kabul etmezsek*, günümüzden çok önceleri de yürürlükte olan İkinci Yasanın çıkarımı için yaşamın varoluşunun 'imkânsızlığı' argümanını kullanamayız. Her ne kadar tuhaf ve sezgi dışı görünürse de (eğer İkinci Yasayı ön koşul olarak kabul etmezsek) yaşamın başlangıcı-

* *Anthropic*: insan-merkezli –çn.

nın, doğal süreçler yardımıyla oluşması –doğal seçilim ya da görünüşteki diğer 'doğal' süreçler– bileşen parçacıkların rastgele 'mucizevi' çarpışmasından daha *az* olasıdır! Bunu, $\mathcal{P}$ faz uzayındaki evrim eğrimizi inceleyerek açıklayabiliriz. Eğer içinde yaşam dolu şimdiki dünyamızı gösteren iri taneli $\mathcal{L}$ bölgesini göz önüne alırsak ve bu durumun en olası şekilde nasıl meydana geldiğini sorarsak –yukarıda Bölüm 1.5'te göz önüne aldığımız art arda büyük oranda azalan $\mathcal{R}_3$,' $\mathcal{R}_2$,' $\mathcal{R}_1$,' $\mathcal{R}_0$ bölgelerinde olduğu gibi– $\mathcal{L}$ bölgesine ulaşmanın 'en olası' yolu, art arda büyük oranda hacimleri azalan $\mathcal{L}_3$,' $\mathcal{L}_2$,' $\mathcal{L}_1$,' $\mathcal{L}$ iri taneli bölgelerinden geçmektir. Oysa böyle tamamen rastlantısal görünümlü bir teleolojiye dayalı bir şekilde hayatın ortaya çıkması, İkinci Yasayı kanıtlamaktan ziyade, onu açıkça *ihlal* eder. Bu nedenle, yaşamın varoluşu, İkinci Yasanın doğrulanması için herhangi bir argüman sunamaz.

Burada, *gelecekle* ilgili son bir noktayı değerlendirmemiz gerekir. İlk durumda olağanüstü bir başlangıç koşulu gerektiren İkinci Yasanın evrenimizde geçerli olmasının, gözlemsel bir olgu olduğunu belirtmiştik. Benzer şekilde, çok uzak gelecekle ilgili herhangi bir sınırlama ortaya *çıkmaması da* gözlemsel bir olgudur. Peki bu son söylediğimizden *gerçekten* emin miyiz? Çok uzak geleceğin neye benzeyeceğine ilişkin çok sayıda detaylı doğrudan kanıta sahip değiliz (sahip olacağımız kanıtları Bölüm 3.1, Bölüm 3.2 ve Bölüm 3.3'te tartışacağız). Uzak bir gelecekte İkinci Yasanın tersine çevirileceğine ve entropinin azalmaya başlayacağına dair herhangi bir kanıt olmadığını kesin olarak söyleyebiliriz. Yine de, içinde yaşadığımız evrende böyle bir olasılığın gerçekleşemeyeceğini söyleyemeyiz. Her ne kadar Büyük Patlamanın üzerinden $\sim 1{,}4 \times 10^{10}$ yıl gibi çok uzun bir süre geçmesine rağmen (*bkz.* Bölüm 2.1), İkinci Yasanın tersine çevriminden kaynaklı bir etki görmemiş olsak da, bu zaman aralığı, evrenimizin öngörülmüş gelecek zaman aralığıyla (Bölüm 3.1'de göreceğimiz üzere) karşılaştırıldığında hiçbir şeydir! Çok küçük bir $\mathcal{F}$ bölgesi içinde *sona eren* bir evrim eğrisiyle sınırlandırılmış bir evrenin son dönemlerinde, parçacıklar arasında Bölüm 1.5'te söz ettiğimiz, şimdilik bize oldukça yabancı ve bir çeşit teleolojik davranış

olarak görünen kendi kendine birleşen yumurta örneğindeki gibi davranışlar görülebilir.

Çok küçük iri taneli bir $\mathcal{B}$ bölgesinde başlayan ve *ayrıca* bir diğer $\mathcal{F}$ bölgesinde sona eren $\mathcal{P}$ faz uzayındaki sınırlandırılmış evrenin evrim eğrisinde, dinamik yasaların (örneğin Newton) bir tutarsızlığı yoktur. Sadece $\mathcal{B}$ bölgesinden başlayan eğrilerden çok daha az sayıda başka eğriler mevcut olabilir, fakat yaşadığımız şu anki evrenin $\mathcal{B}$ bölgesinde başlamasının çok küçük bir olasılık olduğunu baştan kabul etmiştik. Evrim eğrisinin her iki ucunun da çok küçük bölgelerle sınırlandırılmış olma ihtimaliyse çok daha azdır, ama mantıksal olarak çok farklı değildir ve bu durumu göz ardı edemeyiz. Bu tarz bir evrim için, evrenin erken dönemlerinde İkinci Yasa işbaşında olmalıdır, ancak entropinin zamanla *azaldığı*, evrenin son dönemlerinde *ters* çevrilmiş bir İkinci Yasanın olması gerekir.

Sonuç olarak, tersine çevrilmiş bir İkinci Yasanın olması olasılığının çok hoş bir durum yarattığını söylemiyorum ve ayrıca, bu olasılık elinizdeki kitabın ana tezinde önemli bir rol oynamayacaktır. Yine de, deneyimlerimiz herhangi bir belirti göstermese bile, bu tür bir olasılık gerçekten saçma değildir. Buna benzer egzotik olasılıkların göz ardı edilemeyeceği konusunda açık bir fikirle devam etmeliyiz. Bu kitabın 3. Kısmında farklı bir öneri getireceğim ve açık fikirli olmak, söylediğimin kavranmasında, bize oldukça yardımcı olacak. Yine de evren hakkındaki bu fikirler, akla uygun bir biçimde emin olabildiğimiz bazı dikkate değer gerçeklere dayanmaktadır. Öyleyse 2. Kısımda Büyük Patlama hakkında gerçekte ne bildiğimizle başlayalım.

BÖLÜM II

BÜYÜK PATLAMANIN ACAYİP DOĞASI

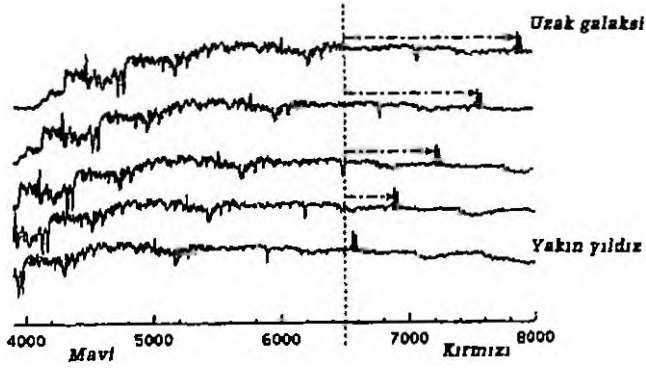
2.1 Genişleyen Evrenimiz

Büyük Patlama: Gerçekte ne olduğuna inanıyoruz? Bildiğimiz tüm evrenin ortaya çıktığı, başlangıçta var olan bir patlamanın gerçekten meydana geldiğine dair gözlemsel kanıt var mı? Ayrıca, 1. Kısımda ortaya çıkan merkezi roldeki soru: Müthiş derecede aşırı sıcaklığa sahip bunun gibi bir olay, nasıl olur da olağanüstü küçük bir entropi durumuna sahip olur?

İlk olarak; evrenin bir patlamayla oluştuğuna dair inancın ana nedeni, Amerikalı astronom Edwin Hubble tarafından, evrenin *genişlemesine* dair yaptığı ikna edici gözlemlerden kaynaklanmaktadır. Evrenin genişlediğinin ilk belirtileri 1917 yılında Vesto Slipher tarafından gösterilmesine rağmen, Hubble'ın gözlemi 1929 yılında gerçekleşti. Hubble'ın gözlemsel kanıtları oldukça ikna edici bir şeklide, galaksilerin bizden temel olarak uzaklıklarıyla orantılı olarak uzaklaştığını gösterir ve eğer geriye doğru hesaplarsak, her şeyin az ya da çok aynı anda bir arada bulunması gerektiği sonucuna varırız. Bu olay, bütün maddenin kökenin ortaya çıktığı tek muhteşem patlamayla –'Büyük Patlama' olarak adlandırdığımız– meydana geldi. Çok sayıda yapılan sonraki gözlemler ve çok sayıda yapılmış olan detaylı özel deneyler (bazılarına birazdan değineceğiz), Hubble'ın ilk sonuçlarını büyük oranda kanıtlamaktadır.

Hubble'ın fikri, uzak galaksilerden yayılan ışığın spektrum çizgilerindeki *kırmızıya kaymayı* gözlemlemesine dayanmaktaydı. 'Kırmızıya kayma' terimi dünyadan görebildiğimiz uzak

bir galaksideki farklı atomların yaydıkları spektrum çizgilerinin, *Doppler Kaymasıyla* uyumlu bir şekilde, gözlenen nesnenin bizden oldukça hızlı bir şekilde uzaklaşması durumunda frekansının düzgün olarak azalmasını ve bunun sonucunda renginin kırmızıya kaymasını anlatmak için kullanılır.[2.1] Kırmızıya kayma, çok daha uzak galaksiler için çok daha büyük olarak ortaya çıkar ve görülebilir uzaklıklarda Hubble'ın evrenin düzgün uzaysal genişlemesi resmiyle uyumludur.



Şekil 2.1 Doppler kaymasının uyumlu olarak uzak bir galaksideki atomlardan yayılan spektrumun 'kırmızıya kayması.'

Gözlemlerde ve gözlemlerin yorumlanmasında ilerleyen yıllarda birçok gelişim meydana geldi. Sadece Hubble'ın orijinal iddiaları doğrulanmakla kalmadı, aynı zamanda, son zamanlarda oldukça detaylı olarak yapılan çalışmalar sayesinde, şu anda (bazı ayrıntılı meseleler söz konusu olduğunda, hâlâ muhalif bazı sesler olsa da)[2.2] evrenin zamanla hangi oranda genişlediğini biliyoruz. Özellikle, 'Büyük Patlama'

2.1 Kırmızıya kaymanın diğer olası yorumları dönem dönem ortaya çıkmaktadır. En popüler olanlarından biri 'yorgun ışık' önerisidir: fotonların basitçe bize doğru yol aldıklarında 'enerji kaybedeceklerini' ileri sürer. Başka bir yorumdaysa zamanın geçmişte daha yavaş ilerlediğini ileri sürülmektedir. Buna benzer açıklamalar ya diğer iyi-yapılandırılmış gözlem ve ilkelerle uyumsuzluk içindedirler ya da 'kullanışsızdırlar.' Çoğu yorum, uzay ve zaman ölçümleri için alışılmadık tanımlara sahiptir, ancak yeniden ifade edildiklerinde standart genişleyen evren resmiyle *eşdeğer* hale gelirler.

2.2 A. Blanchard, M. Douspis, M Rowan-Robinson, ve S. Sarkar (2003), 'An alternative to the cosmological "concordance model,"' *Astronomy&Astrophysics* 412 35-44, arXiv:astro-ph/0304237v2 7 Temmuz 2003.

olarak adlandırdığımız evrenin başlangıç noktası olan olayın yaklaşık olarak 1,37 x 10^{10} yıl önce meydana geldiği konusunda hemfikiriz.[23]

Büyük Patlamanın uzayın özel bir noktasında meydana geldiğini düşünmek yanlıştır. Kozmologlar, Einstein'ın genel görelilik kuramıyla uyumlu olarak, evrenin bütün uzaysal yayılımını çevrelediğini ve böylece sadece evrenin maddesel içeriğini değil, *fiziksel* uzayın bütün toplamını da kapsadığını düşünürler. Dolayısıyla Büyük Patlama zamanında uzayın kendisi de çok ufak bir noktaydı. Bu kafa karıştırıcı durumu anlamak için, Einstein'ın genel görelilik kuramının eğri-uzay-zamanda nasıl çalıştığı konusunda bazı fikirlere sahip olmamız gerekir. Bölüm 2.2'de, Einstein'ın kuramı üzerine oldukça ciddi bir şekilde eğileceğiz fakat şimdilik, sık kullanılan bir benzetmeyle, şişirilmekte olan bir balonla yetinelim. Evren, balonun yüzeyinin şişirilmesiyle birlikte genişlemesine benzer olarak, zamanla genişler, fakat bütün uzay onunla birlikte genişler ve bütün yönleriyle genişleyen evrenin merkez noktası yoktur. Elbette balonun içi, yüzeyine merkez olan bir nokta içerir, fakat bu noktanın kendisi, balonun yüzeyinin *parçası* değildir, çünkü bu benzetmede sadece balonun yüzeyi evrenin tüm uzaysal geometrisini göstermektedir.

Gözlemlerin ortaya çıkardığı, *gerçek* evrenin zamana bağlı genişlemesi, gerçekten Einstein'ın genel görelilik denklemleriyle çarpıcı bir biçimde uyumludur, fakat bu uyum kurama, şimdi şansız bir şekilde 'kara madde' ve 'kara enerji' olarak adlandırdığımız, iki beklenmedik parametre ekleyerek gerçekleşir.[24] Bu her iki bileşen de, okuyucuya kitap boyunca tanıta-

---

[23] Bu terim bir BBC radyo yayınında 28 Mart 1949'da, 'kararlı durum kuramının' güçlü bir destekçisi olan Fred Hoyle tarafından, aşağılayıcı bir tanım olarak kullanıldı. *Bkz.* §2.2. Bu kitapta 1,37x10^{10} yıl önce meydana gelmiş bu özel olaydan bahsettiğimde büyük harflerle 'Büyük Patlama' terimini kullanıyorum, fakat gerçekte ya da kuramsal modellerde meydana gelebilecek benzer olaylar için küçük harflerle 'büyük patlama' terimini kullanma eğilimindeyim.

[24] Kara madde 'karanlık değildir' (büyük görülebilir karanlık *toz* bölgeleri gibi, onları gizleyen etkilerin incelenmesiyle rahatlıkla görülebilirler), fakat daha uygun bir şekilde *görünmez* maddedir. Bununla birlikte 'kara enerji' olarak adlandırdığımız şey, diğer maddeler üzerinde *çekici* bir etkiye sahip olan ve Einstein'ın $E=mc^2$ denklemiyle uyumlu olan sıradan maddenin enerjisine

cağımız (*bkz.* Bölüm 3.1 ve Bölüm 3.2), önereceğimiz şeylerin çerçevesi için oldukça önemli bir yere sahip olacaktır. Alanın tüm uzmanları[25] tarafından bütünüyle kabul edilmemiş olmasına rağmen, şu anda modern kozmolojinin standart resmi budur. Kendi payıma ben, doğada görünmez ama evrenimizin ana maddesinin %70'ini oluşturduğu düşünülen bir madde türünün –kara madde– var olmuş olmasını ve ayrıca Einstein'ın genel görelilik denklemlerine (daha sonra vazgeçmiş olmasına rağmen) 1917 yılında küçük bir Λ kozmolojik sabit parametresini ('kara enerjinin' en uygun ifadesi) ekleyerek yaptığı *değişikliği* memnuniyetle kabul ederim.

Einstein'ın genel görelilik kuramının güneş sistemi ölçeğinde oldukça iyi bir şekilde test edildiğini (çok küçük bir Λ varken veya yokken) belirtmeliyiz. Şu an kullanımda olan oldukça pratik küresel yer belirleme cihazları, genel göreliliğin kayda değer kesinlikteki işlevselliğine bağlıdır. Einstein kuramının daha etkileyici bir diğer örneği, ikili pulsar[26] sistemlerinin davranışının modellenmesindeki hassasiyettir ki, bu da aşağı yukarı 10^{14} civarındadır. (Bu anlamda PSR-1913+16 çift sisteminden 40 yıllık bir dönemde gelen pulsar sinyalleri, yılda 10^{6} saniye civarında bir hassasiyet içeren bir doğrulukla modellenmiştir.)

Einstein'ın kuramına dayanan ilk orijinal kozmolojik model Sovyet matematikçi, Alexander Friedmann tarafından 1922 ve 1924 yılında ortaya kondu. Şekil 2.2'de evrenin sırasıyla pozitif, sıfır ve negatif[27] *uzay* eğriliğini yansıtan zaman evriminin üç durumu, bu modellerin gösterdiği (Λ=0 alınması kaydıyla)

---

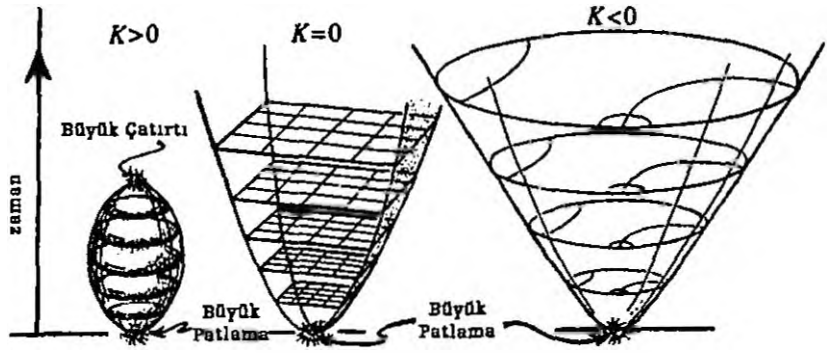
benzemez. Tersine *iticidir* ve etkileri, Einstein tarafından 1917 yılında ortaya atılan ve o tarihten itibaren bütün kozmolojik metinlerde bahsi geçen *kozmolojik sabite* benzemektedir. Bu terimin gerçekten *sabit* olması önemlidir, ve bu yüzden enerjiden çok farklı olarak bağımsız serbestlik derecelerine sahip değildir.

[25] Halton Arp ve *diğer 33 kişi*, 'Bilim topluluğuna açık bir mektup.' New Scientist, 22 mayıs 2004.

[26] *Pulsar* bir nötron yıldızıdır –güneşin sahip olduğundan çok daha büyük bir kütleyi 10 km'lik bir alana sıkıştırdığımızda ortaya çıkacak olağanüstü yoğunluğa sahip olan nesne– çok güçlü bir manyetik alana ve çok yüksek dönüş hızına sahiptir; dünya üzerinden algılanabilen tekrarlı elektromanyetik ışıma patlamaları gönderir.

[27] Garip bir biçimde, Friedmann'ın kendisi uzaysal eğriliğin *sıfır* olduğu en basit duruma gerçekte atıfta bulunmamıştır: *Zeitschrift für Physik* 21 326-32.

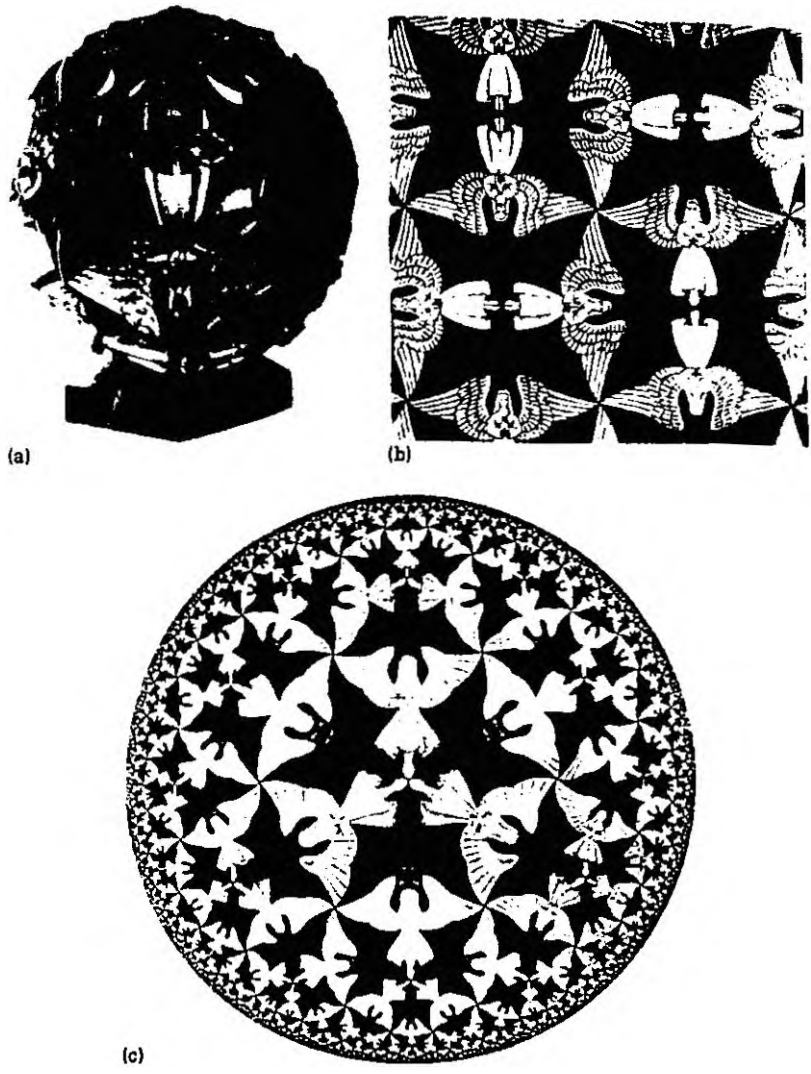
uzay-zaman tarihlerinde yer almaktadır. Bu şekilde olduğu gibi, bütün uzayzaman grafiklerinde dikey yön *zamanın evrimini* yatay yönse uzayın evrimini gösterecektir. Her üç durumda da geometrinin uzaysal kısmının tamamen düzgün (teknik olarak homojen ve yönden bağımsız) bir geometriye sahip olduğunu varsayıyoruz. Buna benzer bir simetriyi içeren kozmolojik model *Friedmann-Lemaitre-Robertson-Walker* (FLRW) modeli olarak adlandırılır. Orijinal Friedmann modeli, *basınçsız akışkan ya da* 'toz' olarak tanımlanış bir madde tipi için çözülmüş özel bir durumdur (Ayrıca *bkz.* Şekil 2.4).



Şekil. 2.2 Friedmann'ın kozmolojik modeline göre, evrenin uzaysal eğriliğinin pozitif, sıfır ve negatif olduğu durumdaki (soldan sağa) uzay-zamanın evrimi.

Temelde[28] bu üç durum da uzayın geometrisini tarif eder: $K>0$, küresel bir yüzeye benzer olan 3-boyutlu uzaysal geometrinin (yukarıda balon örneğinde belirttiğimiz gibi) pozitif uzaysal eğrilik durumunu tanımlar; benzer şekilde $K=0$ durumu, 3-boyutlu Öklitçi geometride olduğu gibi düz uzay geometrisini ve $K<0$ negatif eğrilikli durum, uzaysal *hiperbolik* 3-boyutlu geometriyi tanımlar. Şanslıyız ki, Hollandalı sanatçı Maurits C. Escher, bu üç farklı çeşit geometriyi melek ve şeytanların mozaikleri biçimde güzel bir şekilde göstermiştir (Şekil 2.3). Basitçe 2-*boyutlu* uzaysal geometriyle gösterilen bu üç farklı geometrinin aslında üç boyutlu uzaysal geometri olduğunu unutmamak gerekir.

[28] Burada değinmediğimiz olası topolojik tanımlamalardan farklı olarak



Şekil. 2.3 Değişmeyen düzlem geometrinin Maurits C. Escher tarafından resmedilmiş, 3 basit gösterimi. (a) Eliptik (pozitifi, $K>0$), (b) Öklitçi (düz, $K=0$), (c) hiperbolik (negatif, $K<0$). Telif hakkı M. C. Escher Şirketi (2004).

Bu üç model de, madde yoğunluğunun ve uzayzaman geometrisinin sonsuz olduğu bir 'Büyük Patlama' tekilliğiyle başlar; öyle ki, bu tekillikte Einstein denklemleri (ve bir bütün olarak bildiğimiz anlamda fizik) basitçe 'geçersiz' olmaktadır (daha ayrıntılı açıklama için *bkz.* Bölüm 3.2 ve Ek B10).

Bu modellerin zamansal davranışlarının, uzaysal davranışlarının yansıması olduğunu belirtmemiz gerekir. Uzaysal sonlu durum ($K>0$; Şekil 2.3 (a)), sadece başlangıçtaki bir Büyük Patlama tekilliği olmasından değil, aynı zamanda genelde 'Büyük Çatırtı' olarak adlandırılan bir *son* tekilliğin var olmasından dolayı, zamanda sonlu bir duruma sahiptir. Diğer iki durum ($K \leq 0$; Şekil 2.3 (b), (c)), hem uzaysal olarak sonsuz[2.9] hem de zamansal olarak sonsuzdur ve sonsuza doğru sürekli genişlerler.

Öte yandan, 1998'den bu yana, birinin grup lideri Saul Perlmutter ve diğerinin grup lideri Brian P. Schmidt olan, iki gözlem grubu çok uzak süpernova patlamalarına[2.10] ilişkin verilerini analiz etti ve evrenin daha sonraki dönemlerine ait Şekil 2.2'de gösterilen standart Friedmann kozmolojik modeliyle tahmin edilen genişleme oranlarının üzerine çıkmakta olduğuna dair güçlü gözlemsel kanıtlar elde ettiler. Evren, Einstein'ın denklemlerine küçük bir pozitif Λ kozmolojik sabiti eklediğimizde bulunacak değere benzer oranda, ivmelenerek genişlemektedir. Bu ve daha sonraki çeşitli gözlemler,[2.11] $\Lambda>0$ değerine sahip *üstsel olarak genişleyen* bir Friedman modeline ait oldukça akla yatkın kanıtlar sundu. Üssel genişleme sadece $\Lambda = 0$ olsa bile uzak bir geleceğe doğru sonsuz bir şekilde genişleyen $K\leq 0$ durumlarında değil, aynı zamanda Λ'nın kapalı Friedmann modelinin öngördüğü kendi üzerine çökmeyi aşmaya yetecek kadar büyük olduğu uzaysal olarak kapalı $K>0$ durumlarında da görülür. Elde edilen kanıtlar, Λ parametresinin, K'nın negatif ya da pozitif olmasının genişleme hızı açısından önemsiz hale geleceği kadar büyük değerlere sahip olduğunu ortaya koymaktadır; öyle ki, Einstein denklemlerinde yer alan

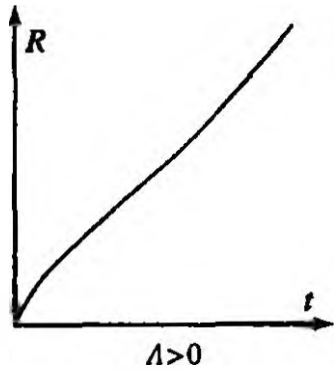
---

2.9 Her iki K=0 ve K<0 durumları için de, uzaysal geometrinin sonlu olduğu (birbirinin uzaysal geometrisinde yer alan ve kesin ayrı noktalarla ifade edilen) topolojik kapalılık versiyonu mevcuttur. Bununla birlikte, bütün bu durumlarda, global uzaysal izotropi kaybolur.

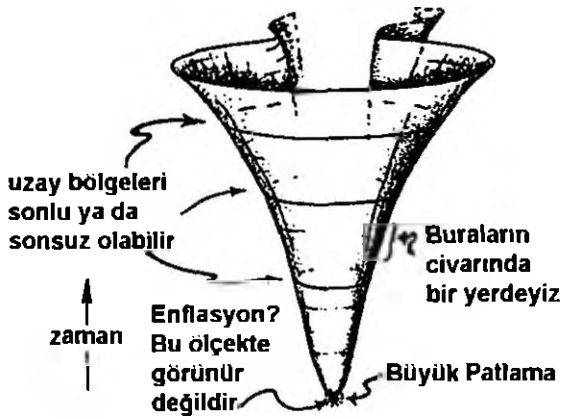
2.10 Bir süpernova (kütlesi güneşimizden çok daha büyük olan) ölmekte olan bir yıldızın olağanüstü şiddetli patlamasıdır, birkaç günlüğüne galaksinin geri kalanını oluşturan yıldızların toplam parlaklığından çok daha büyük parlaklığa sahip olur. *Bkz.* §2.4.

2.11 S. Perlmutter vd. (1999), *Astrophysical J.* 517 565. A.Reiss vd (1998), *Astronomical J.* 116 1009

pozitif bir Λ değeri, kabul edilebilir gözlem sınırları içinde K'nın değerinden bağımsız olarak üssel bir genişleme sağlayarak, evrenin geç dönem davranışına hâkim olur. Böylelikle, temel olarak Şekil 2.4'teki eğriyle uyumlu genişleme oranına ve Şekil 2.5'le uyumlu uzayzaman resmine sahip olduğumuz bir evren ortaya çıkar.



Şekil 2.4 Üssel olarak büyüyen pozitif Λ için evrenin genişleme oranı.



Şekil 2.5 Evrenin uzayzaman genişlemesi. Resim pozitif Λ değeri için çizilmiştir. (K'nın alacağı değere bağımlı olmayacak şekilde çizilmiştir.)

Bu görüş açısından, evrenin uzaysal geometrisi için bu üç olasılık arasındaki farka özel olarak değinmeyeceğim. Gerçekte, şu anki gözlemler, evrenin bütün uzay geometrisinin düz $K = 0$ durumuna oldukça yakın olduğunu göstermektedir. Bu

biraz şanssız bir durumdur çünkü, bize, evrenin bütün uzaysal geometrisinin neye benzediği sorusunun cevabını –evrenin uzaysal olarak kapalı olup olmadığını ya da örneğin uzaysal olarak sonsuz olup olmadığını– gerçekte bilmediğimizi gösterir; çünkü tersine inanmamızı gerektirecek güçlü kuramsal nedenlerin olmamasından dolayı, daima bütün evrenin eğriliğinin pozitif olarak küçük ya da negatif olma olasığı bulunmaktadır.

Öte yandan birçok kozmolog, uzaysal evrenin uzaysal geometrisinin gerçekte (görece düşük yerel sapmalar dışında), düz (K=0) olması gerektiğine dair olan inanca güçlü bir neden sağladığı için *kozmik şişme [enflasyon]* kuramının sağladığı bakış açısına sahiptir; böylece düz eğrilik için gerekli olan bu gözlem nedeniyle oldukça memnundurlar. Kozmik şişme kuramı, Büyük Patlamadan sonraki 10^{-36} ile 10^{-32} saniyeler arasındaki oldukça küçük zaman diliminde, evrenin doğrusal boyutlarının 10^{30} ya da 10^{60} (hatta 10^{100}) kat gibi olağanüstü üssel bir şekilde genişlediğini öne sürer. İleriki bölümlerde kozmik şişme hakkında daha çok şey söyleyeceğim (*bkz.* Bölüm 2.6), fakat şimdilik bu özel kurama, günümüz kozmologları arasında büyük oranda evrensel olarak geçerli kabul edilmesine rağmen, değinmeye çok hevesli olmadığım konusunda okuyucuyu uyarmak durumundayım. Herhangi bir durumda, evrenin tarihindeki erken bir şişme döneminin varlığı, Şekil 2.2 ve 2.5'teki grafiklere etki etmez, çünkü şişme etkisi, sadece Büyük Patlamayı takip eden çok erken durumlarda ortaya çıkmıştır ve bu grafiklerin ölçeğinde görünmezdir. Daha sonra, geçerli popüler kozmolojik şemaya bağımlı *görünen* gözlemsel olguları açıklamak için şişme kuramına *alternatif* daha sağlam fikirleri ileri süreceğim (*bkz.* Bölüm 3.5).

Buna benzer değerlendirmelerin dışında, bizim için daha sonra temel bir öneme sahip olacak olan bir noktayı ele aldığı için Şekil 2.3(c)'deki resmi göstermemdeki amaç farklıdır. Bu güzel Escher çizimi, İtalyan dâhi geometrici Eugenio Beltrami[2,12] tarafından 1868 yılında önerilen birçok hiperbolik düz-

[2,12] Eugenio Beltrami (1868), 'Saggio di interpretazione della geometria non-euclidea,' *Giornale di Mathematiche* VI 285-315. Eugenio Beltrami (1868), 'Teoria fondomentale delgi spazii di curvatura constante,' *Annali Di Mat., ser. II* 2 232-55.

lemden birisinin özel bir gösterimine dayanır. Yaklaşık 14 yıl sonra, benzer gösterim, adı genel olarak onunla anılan, Fransız matemetikçi Henri Poincaré tarafından yeniden keşfedilmiştir. Terminolojideki bu kafa karıştırıcı eklemelerden kaçınmak için, bu çizimi genel olarak hiperbolik düzlemin *konformal* gösterimi olarak adlandıracağım. Burada 'konformal' terimi, bu geometrideki *açıların* Öklitçi düzlemde betimlendiğinde doğru bir şekilde temsil edildiği geometriyi tanımlar. Konformal geometri fikri, Bölüm 2.3'te biraz daha detaylı bir şekilde tartışılacaktır.

Bu geometrideki bütün şeytanlar ve aynı şekilde melekler, temsil edildikleri hiperbolik geometride birbirlerine *uyumlu* olarak ortaya çıkar. *Boyutları*, Öklitçi ölçümün ardalanına göre, incelediğimiz dairesel sınırın yakınlarında daha ufak olarak gösterilir; fakat incelediğimiz sınırın yakınlarına gittikçe *açılar* ya da *sonsuz küçüklüğe sahip şekillerin* değişmeden kaldığını görürüz. Dairesel sınırlar bu geometri için *sonsuzluğu* belirtir ve sonlu düzgün bir *sınır* olarak *sonsuzluğun konformal temsilinin*, daha sonra değineceğimiz fikirlerde merkezi bir rol üstleneceği konusunda (özellikle Bölüm 2.5 ve 3.2) okuyucunun dikkatini çekmek isterim.

2.2 Her Yerde Mikrodalga Ardalan Işınımı

1950'lerde, evrenin popüler kuramından biri *kararlı durum modeli* olarak bilinen, ilk olarak Thomas Gold ve Hermann Bondi tarafından 1948 yılında ileri sürülen ve çok geçmeden o zamanlarda Cambridge Üniversitesinde çalışan Fred Hoyle[2.13] tarafından detaylandırılan kuramdı. Kuram, uzayın her noktasında sürekli olarak son derece düşük bir oranda madde yaratılmasını gerektiriyordu. Bu madde, yaklaşık olarak bir metre küpte her milyar yıl başına bir atom içerecek şekilde olağanüstü düşük bir oranda yaratılan –bir proton ve elektron çifti olarak vakumdan ortaya çıkan– hidrojen molekülü biçimindeydi. Bu oran, evrenin genişlemesinden kaynaklı madde yoğunluğundaki azalmayı yeniden doldurmak için yeterli bir miktardı.

Birçok bakımdan, felsefi olarak çekici ve estetik olarak memnuniyet verici bir modeldi, çünkü böyle bir evrenin zaman ve uzayda bir başlangıcının olmasına ihtiyaç yoktu ve kuramın çok sayıda özelliği kendiliğinden-yayılma koşulundan hareketle çıkarılıyordu. Bu kuramın ortaya atılmasından hemen sonra, 1952 yılında Cambridge'e genç bir öğrenci olarak girdim (saf matematikle ilgileniyordum fakat fizik ve

---

[2.13] H. Bondi, T. Gold (1948), 'The steady-state theory of the expanding universe,' *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 108 252-270. Fred Hoyle (1948), 'A new model for the expanding universe,' *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 108 372-382.

kozmoloji[2.14] konularında oldukça hevesliydim) ve 1956 yılında yine Cambridge'te araştırmacı oldum. Cambridge'teyken kararlı-durum kuramının üç fikir babasını da tanıdım ve bu modeli kesinlikle cazibeli ve oldukça ikna edici buluyordum. Bununla beraber, Cambridge'teki dönemimin sonuna doğru, uzak galaksilerin detaylı sayımıyla uğraşan Sir Martin Ryle'ın (yine Cambridge'te) Mullard Radyo Gözlemevinden elde ettiği veriler kararlı-durum modeline karşıt[2.15] gözlemsel kanıtlar içeriyordu.

Fakat gerçek öldürücü darbe, 1964 yılında Amerikalı Arno Penzias ve Robert W. Wilson tarafından, uzayda her yönden gelen elektromanyetik mikrodalga ışınımının tesadüfi olarak gözlemlenmesiyle vurulmuş oldu. Bu tür bir ışınımın varlığı 1940'lı yıllarda George Gamow ve Robert Dicke tarafından, evrenin genişlemesinin yarattığı ışınım yayılımdan dolayı gerçekleşen olağanüstü kırmızıya-kaymanın etkisiyle 4000 K'den mutlak sıcaklığın[2.16] birkaç derece üstüne kadar soğuyan 'Büyük Patlama Parlaması'ndan arda kalan ışınımın tanımı olarak, o zamanlar daha geleneksel bir 'Büyük Patlama Kuramı' lehine öne sürülmüştü. Penzias ve Wilson'un gözlemledikleri ışınımın (2,725K civarında) özgün olduğu ve derin uzaydan geldiği konusunda ikna olduktan sonra başvurdukları Dicke hemen bu şaşırtıcı gözlemin gerçekten kendisinin ve Gamow'un daha önce tahmin ettikleri ışınım olduğunu anlamıştı. Bu ışınım farklı isimler altında anılır ('kalıntı ışınım,' 3-derece ardalan vb gibi); günümüzde genel olarak basitçe, 'Kozmik Mikrodalga Ardalan' (Cosmic Microwave Background)[2.17] anlamına gelen, 'CMB' ışınımı olarak adlandırılır. 1978'de, Penzias ve Wilson keşifleri nedeniyle fizikte Nobel Ödülünü kazandılar.

[2.14] Fizik ve heyecanı hakkında pek çok şeyi o zamanlar kararlı-durum modelinin güçlü taraftarlarından biri olan yakın dostum Dennis Sciama'dan ve ek olarak ilham verici dersleri sayesinde Bondi ve Dirac'tan öğrendim.

[2.15] J.R. Shakeshaft, M. Ryle, J.E. Baldwin, B. Elsmore, J.H. Thomson (1995), *Mem* RAS 67 106-54.

[2.16] Temel fizikte sıcaklık ölçümü *mutlak sıfırın* üzerinde 'Kelvin' birimi cinsinden verilir. (Kısaca K harfiyle kısaltılır, santigrat (ya da Celsius) sıcaklık ölçüm birim sayısı olarak kullanılır.)

[2.17] CMBR, CBR ve MBR kısaltmaları da kimi zaman kullanılmıştır.

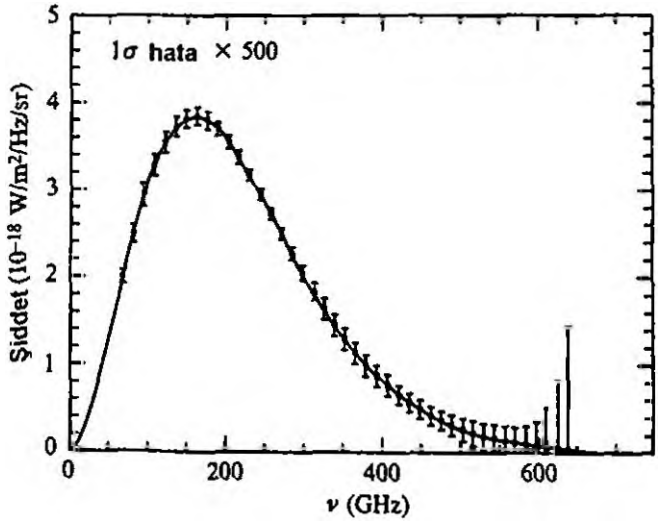
Bugün 'gördüğümüz' CMB'yi oluşturan fotonların kaynağı gerçekte 'Asıl Büyük Patlama' değildir. Bununla birlikte, bu fotonlar, Büyük Patlamayı takip eden 379.000 yıl sonra oluşmuş olan (evren şimdiki yaşının 1/36.000'i civarındaydı), 'en son saçılma yüzeyi' olarak adlandırılan evrenden gelmektedir. Bu zamandan daha önceki evren, elektromanyetik ışınımı geçirmez, çünkü birbirlerinin etrafında bağımsız bir şekilde dolanıp duran ve 'plazma' olarak adlandırılan durumu oluşturan, büyük miktarlarda yüklü parçacıklarla –başlıca proton ve elektronlarla– doludur. Fotonlar bu madde içinde durmadan soğurulmak ve yaratılmak üzere saçılırken, evren saydam olmaktan oldukça uzaktır. Bu 'sisli' durum, evrenin saydam olmaya başladığı (son 'saçılmanın' olduğu) zamanı belirten 'ayrışma' (dekuplaj) anına kadar devam etmiştir. Bu noktada evren saydamlaşır, çünkü elektronlar ve protonlar bir araya gelip birleşerek hidrojen ve helyum atomlarını oluşturacak kadar soğumuştur (%23 kadarını oluşturan Helyum atomunun α parçacığı olarak adlandırılan çekirdeği evrenin oluşumunun ilk birkaç dakikasında üretilmiştir). Böylelikle bu aşamadan sonra fotonlar bu nötral atomlardan ayrılabilmişler ve bozulmamış bir şekilde şimdi CMB olarak algıladığımız ışınımı oluşturmak üzere uzayda seyahat edebilmişlerdir.

1960'lardaki ilk gözlemlerden bu yana, çok sayıda deney CMB'nin dağılımı ve doğasına ilişkin gittikçe daha iyi veriler elde ettiğinden, kozmoloji –çok sayıda spekülasyondan ve bu spekülasyonların üzerinde çok az sayıdaki verilerden– artık tamamen *hassaslık bilimine* dönüşmüştür. Hâlâ çok sayıda spekülasyon olmasına rağmen, şimdi çok sayıda detaylı veriler sayesinde spekülasyonlar azalmıştır. En önemli kayda değer gözlemler, 1989 Kasımında NASA tarafından uzaya gönderilen COBE (Kozmik Ardalan Kaşifi) uydusundan gelmiştir. Değerli gözlemleri sayesinde, George Smoot ve John Mather 2006 Nobel fizik ödülünü kazandılar.

Özellikle COBE sayesinde kanıtlanan CMB'nin göze çarpan en önemli iki özelliği vardır ve bunların her ikisine de yoğunlaşmak istiyorum. İlki, gözlenen frekans dağılımıyla 'kara cisim ışınımı' olarak adlandırılan ve Max Planck tarafından

1900 yılında spektrumu açıklanan (ve kuantum mekaniğinin başlangıcını oluşturan) ışınımın frekansının olağandışı uyumudur. İkincisi, tüm uzayda CMB'nin son derece düzgün olarak dağılmasıdır. Her iki olgu da bize, Büyük Patlamanın doğası ve İkinci Yasayla olan ilginç ilişkisi hakkında çok temel bir şeyler söyler. Modern kozmoloji şimdi çoğu kez buradan hareket etmekte ve CMB'nin düzgün dağılımındaki küçük *dalgalanmalarla* ilgilenmektedir. Daha sonra bu konuya tekrar eğileceğiz (*bkz.* Bölüm 3.6), fakat şimdilik bizim için önemli sonuçları olduğunu göreceğimiz, bu iki apaçık olguya geri dönmeye ihtiyacımız var.

Şekil 2.6'da, ilk olarak COBE tarafından ölçülmüş olan, CMB'nin frekans spektrumu yer almaktadır. Daha sonraki ölçümlerde çok daha büyük hassasiyette veriler elde edilmiştir. Bu grafikte, dikey eksen ışınımın *şiddetini*, farklı frekansların bir fonksiyonu olarak gösterir ve yatay eksende yer alan frekans değerleri sağa doğru artar. Sürekli çizgi, özel bir denklemle tanımlanan Planck'ın 'siyah cisim eğrisidir' ve bu, kuantum mekaniğinin bize söylediği herhangi bir T özel sıcak-



Şekil 2.6 İlk olarak COBE yardımıyla gözlemlenmiş olan, fakat daha sonraki gözlemler yardımıyla tamamlanmış olan, CMB'nin frekans spektrumu. 'Hata çizgileri' normalinden 500 kat oranında abartılarak çizilmiştir. Bu durum Planck spektrumuyla uyumlu olduğunu gösterir.

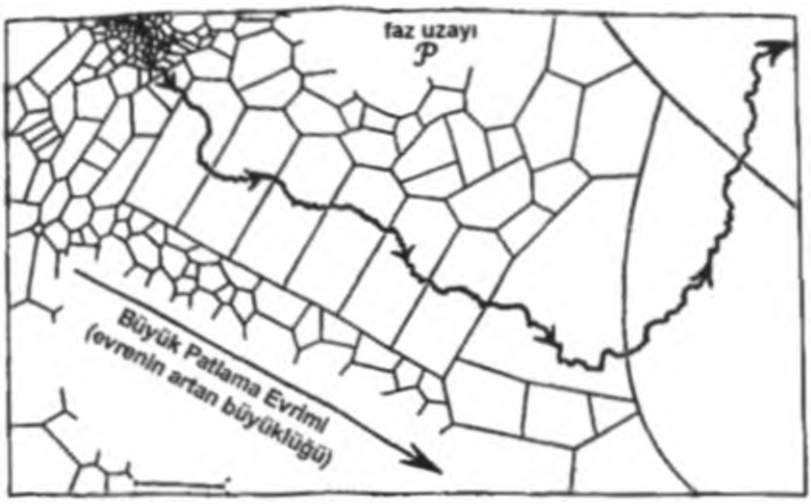
lığı için *termal dengedeki* ışımın spektrumudur.[2.18] Küçük dikey çizgiler *hata paylarıdır* ve kabaca gözlenen şiddetin aralığının ne olduğunu belirtir. Bununla birlikte, not edilmelidir ki, hata çizgileri normalinin 500 katı büyük bir oranda abartılarak çizilmiştir, yani *gerçek* gözlem çizgileri, görüldüğünden çok daha iyi bir şekilde, Planck eğrisi üzerine oturur. Gerçekte, CMB verileri, gözlenen bir şiddet spektrumuyla hesaplanan Planck kara-cisim enerjisi arasındaki en iyi uyumu verir.

Peki bu bize neyi söyler? Bu durum, gördüğümüz ışınımın termal dengede olması gereken bir durumdan geldiğini söylemektedir. Peki 'termal dengenin' gerçekteki anlamı nedir? Okuyucuya Şekil 1.15'e dönmelerini öneriyorum. Burada 'termal denge' olarak adlandırdığımız kelimenin, faz uzaymdaki aralarında en büyük olan (büyük farkla) iri taneli bölgeyi işaret ettiğini görürüz. Diğer bir deyişle, *maksimum* entropili bölgeyi gösterir. Fakat Bölüm 1.6'da verilen açıklamaları tekrar hatırlatmalıyız. Bu argümanlar, İkinci Yasanın bütün temelinin, evrenin ilk (makroskopik) durumunun olağanüstü *küçük* bir entropiye sahip olmasıyla açıklanması gerektiğini göstermişti. Oysa tam tersi bir durum, yani *maksimum* entropili (makroskopik) bir durum bulduk!

Burada önemli bir noktaya, yani evrenin *genişliyor* olması gerçeğine dikkat çekmeliyiz; dolayısıyla burada gerçek bir 'termal' denge durumu yoktur. Bununla birlikte, burada olan şey *adyabatik* genişlemedir. Adyabatik terimi, entropinin sabit kaldığı 'tersinir' (geri çevrilebilir) süreçleri anlatmak için kullanılır. R. C. Tolman[2.19] tarafından 1934 yılında gösterildiği gibi, bu tür bir 'termal durum,' erken evrenin genişlemesinde korunur. Tolman'ın kozmolojiye olan diğer katkılarını, Bölüm 3.3'te göreceğiz. Faz uzayı terimleriyle, bu tür bir genişleme, Şekil 1.5'ten çok, eşit hacimli en büyük iri taneli bölgelerin birbirini izlemesiyle gösterilen Şekil 2.7'ye benzer. Bu anlamda, genişleme bir çeşit termal denge olarak ele alınabilir.

[2.18] Verilen bir T sıcaklığı için, Planck'ın kara-cisim ışınımı denklemi, ν frekansı için, $2h\nu^3/(e^{h\nu/kT}-1)$ olarak verilir. Burada h ve k sırasıyla Planck ve Boltzmann sabitleridir.

[2.19] R.C Tolman (1934), *Relativity, thermodynamics, and cosmology*, Clarendon Yayınevi.



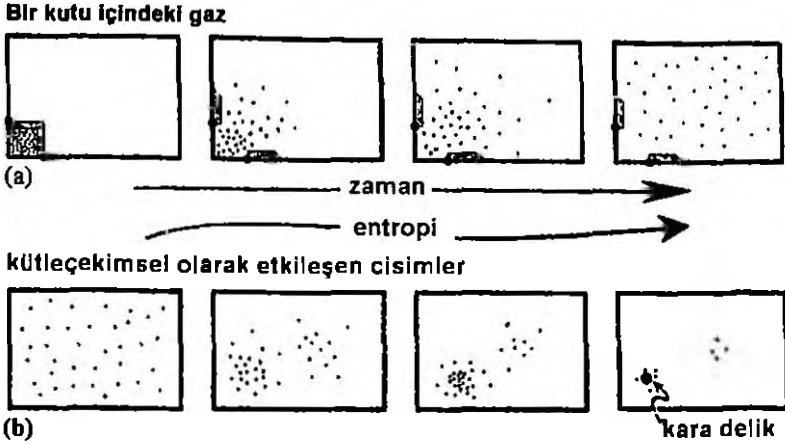
Şekil 2.7 Evrenin adyabatik genişlemesi, eşit hacimli en büyük iri taneli bölgelerin birbirini izlemesi şeklinde tasvir edilir.

Dolayısıyla hâlâ *maksimum* entropiyi görüyor gibiyiz. Bu argümanlarda bazı şeyler ciddi bir şekilde hatalı görünüyor. Evrene dair gözlemler bizim için sürpriz olmadı. Tersine, gözlemler umduğumuz sonuçlarla oldukça uyumludur. Büyük Patlamanın *olmuş* olması ve evrenin ilk durumunun genel görelilik kozmolojisinin standart resmiyle uyumlu *olması*, evrenin ilk durumunun sıcak ve düzgün olmasını gerektirir. Peki bu bilmecenin çözümü nerededir? Belki de oldukça sürpriz bir şekilde sorun, evrenin görelilik kozmolojisinin standart resmiyle uyumlu olduğu *varsayımındadır*. Gerçekten bu varsayımın ne anlama geldiğini çok dikkatli bir şekilde incelemeliyiz.

İlk olarak Einstein'ın genel görelilik kuramının neyi anlattığını kendimize hatırlatmalıyız. Her şeyden önce, *kütle çekimin* uzayzamanın eğriliği olarak tanımlandığı bu kuram olağanüstü kesin sonuçlar sağlar. Kitap boyunca bu kuramla ilgili oldukça fazla şey söyleyeceğim, fakat şimdilik, daha eski –ve hâlâ olağanüstü kesin sonuçlara sahip– olan *Newton*'ın kütleçekim kuramının terimleriyle düşünelim ve genel olarak kabaca *termodinamiğin* İkinci Yasasıyla nasıl uyumlu olduğunu anlamaya çalışalım (*Newton*'ın ikinci yasasını kastetmiyorum).

İkinci Yasa genellikle, kapalı bir kap içinde hapsedilmiş bir gaz göz önüne alınarak anlaşılmaya çalışılır. Bu yaklaşıma uygun olarak, kutunun bir köşesinde küçük bir bölme hayal edelim ve gazın ilk olarak bu bölümde hapsedilmiş olduğunu farz edelim. Bu bölmenin kapısı açıldığında ve gaz kutu içinde serbestçe hareket edebildiğinde, gazın kutu içinde yayılması gerektiğini ve bu süreç boyunca entropinin, İkinci Yasaya uygun olarak artmasını bekleriz. Gazın sınırlandırılmış bölgede durduğu hâline göre, kutunun içinde düzgün bir şekilde dağıldığı makroskopik durumunda entropi çok daha büyüktür (*bkz.* Şekil 2.8). Şimdi bu duruma benzer başka bir durumu göz önüne alalım, fakat kutunun galaksi boyutlarında olduğunu hayal edelim,ve ayrı ayrı yer değiştiren gaz molekülleri yerine bu kutu içinde yer değiştiren parçacıkların yıldızlar olduğunu farz edelim. Bu son örnek ile gaz örneği arasındaki fark sadece ölçek farkı değildir ve ortaya çıkan sonuçlarda boyutların önemli olmadığını belirtmem gerekir. Burada önemli olan, bitmek bilmeyen kütleçekim nedeniyle, yıldızların birbirini *çekmesi* gerçeğidir. *İlk durumdaki* yıldızların galaktik ölçekli kutumuz boyunca düzgün dağıldığını hayal edebiliriz. Fakat, zaman ilerledikçe yıldızların (genel olarak daha süratli bir şekilde hareket ederek) kümeler halinde toplanmaya eğilimli olduğunu görürüz. Düzgün dağılım, en büyük entropi durumlarından biri *değildir*, çünkü artan entropiyle birlikte kümeleşmeler de artar (*bkz.* Şekil 2.8(b)).

Şimdi, maksimum entropili durum olan termal denge benzetmesinin ne olduğunu sorabiliriz? Belirtmek gerekir ki, bu soru Newton kuramının sınırları içerisinde uygun bir şekilde çözülemeyebilir. Şayet birbirlerini Newton'ın ters kare yasasına göre çeken ağır parçacıklardan oluşan bir sistemi göz önüne alırsak, hareketlerinin süratinde ve oluşacak kümelerin derecesinde bir sınır olmadan parçacıkların gitgide artan süratlerle birbirlerine yaklaşacaklarını düşünebiliriz ve bu nedenle önerilen 'termal denge' durumunun oluşmayacağını söyleyebiliriz. Bu durum Einstein'ın kuramında çok daha tatmin edici bir şekilde ortaya çıkar, çünkü madde bir *kara delik* oluşturmak üzere yığıldığında, 'kümeler' *doygun* hâle gelirler.



Şekil 2.8 (a) Gaz ilk olarak kutunun köşesindeki küçük bir bölüm içinde yayılmadan önce hapsedilir ve kutu içinde düzgün olarak dağılmıştır. (b) Galaksi-ölçeğindeki bir kutuda, düzgün bir dağılım tek en büyük entropili durum değildir.

Kara deliklere detaylı olarak Bölüm 2.4'te değineceğiz. Bir kara delik oluşumunun entropide olağanüstü bir artışa denk geldiğini göreceğiz. Gerçekte, evrenin evriminin şu anki devrine, tıpkı Samanyolu galaksisinin merkezinde yer alan yaklaşık 4.000.000 güneş kütleli kara deliğin yaptığı katkıya benzer olarak, şu ana kadar en büyük entropi katkısı büyük kara deliklerden gelmektedir. Buna benzer nesnelerin entropileri, daha önce evrendeki entropiye baskın bir biçimde katkı sağlamış olduklarından, CMB verilerine tamamen dolmuştur. Böylece, entropi büyük ölçüde, CMB'nin yaratılmasına kaynaklık eden kütleçekimsel yoğunlaşma nedeniyle artmaktadır.

Bu yukarıda bahsettiğimiz, bütün uzayın düzgün dağılan bir sıcaklığa yakın olması durumu, CMB'nin *ikinci* özelliğiyle ilgilidir. Bu dağılım ne kadar düzgündür? Bir bütün olarak evrenin kütle dağılımına göre dünyanın tamamen hareketsiz olmamasından dolayı, Doppler kaymasından kaynaklanan oldukça küçük sıcaklık değişimleri mevcuttur. Dünyanın hareketi değişik katkılardan oluşur; örneğin dünyanın güneş, güneşin Samanyolu galaksisi etrafındaki ve galaksinin göreli olarak yakınında bulunan kütle dağılımlarının yerel kütleçekimsel etkileri nedeniyle yapmış olduğu hareketlerden

oluşur. Bütün bunlar birleşerek, dünyanın 'gerçek hareketini' oluşturur. Bu durum, CMB'nin uzaydaki yönüne doğru hareket ettiğimizde[220] görünür sıcaklığındaki çok küçük artışın, uzaydaki yönünden uzaklaştığımızda ortaya çıkan çok küçük sıcaklık azalmasının ve bütün uzaydaki küçük sıcaklık değişim modelinin kolay bir şekilde hesaplanabilmesini sağlar. Bu düzeltmeler yapıldıktan sonra, CMB'nin bütün uzayda sadece 10^5'te bir mertebe düzeyindeki sapmalarla, olağanüstü düzgün bir sıcaklık dağılımına sahip olduğunu söyleyebiliriz.

Bu bize evrenin, hiç değilse en son saçılma yüzeyi üzerinden, Şekil 2.8 (a)'nın *sağ* tarafındaki ve Şekil 2.8 (b)'nin *sol* tarafındaki grafiğe benzer olarak, düzgün bir şekilde dağılmış olduğunu gösterir. Bu nedenle akla uygun olarak, kütleçekimin etkilerini ihmal edebildiğimiz sürece, evrendeki *madde* içeriğinin (en son saçılan yerdeki) ilk durumda, kendi kendine ulaşılabilecek en yüksek entropiye sahip olduğunu farz edebiliriz. Öte yandan, kütleçekimsel etki düzgün dağılmış olma durumu *nedeniyle* küçük olmalıdır, fakat madde dağılımındaki düzgünlük, kütleçekimsel etkiler daha sonra etkili olduğunda, ilerdeki olağanüstü entropi artışı *potansiyelini* sağlar. Bu anlamda, Büyük Patlamanın entropi resmi kütleçekimsel serbestlik dereceleri işin içine girdiğinde tamamen değişir. Evrenin her yerinde uzaysal homojenlik ve izotropinin olduğu *varsayımı* –kimi zaman kozmolojik ilke[221] olarak adlandırılan bu varsayım, FLRW kozmolojisinin temelidir ve özel olarak Bölüm 2.1'de tartışılan Friedmann modelinde merkezi bir rol oynar– evrenin ilk durumundaki kütleçekimsel serbestlik derecelerini büyük oranda ortadan kaldırmayı içerir. Bu erken evrenin uzaysal düzgün dağılımı, evrenin olağanüstü düşük ilk entropi durumunu temsil eder.

Doğal bir soru soralım: Peki bu kozmolojik düzgün dağılım varsayımının, detaylı olarak çok sayıda şey bildiğimiz dünyanın fiziksel davranışına sızmış gibi görünen İkinci Yasayla

---

[220] Galaksinin yerel grubu (Galaktik kümeler güneş sistemimizin de içinde bulunduğu Samanyolu galaksisini de içeren yapılardır), CMB'nin referans sistemine göre yaklaşık 630 km/s'lik bir hızla hareket ediyor görünmektedir. A. Kogut *vd*, *Astrophysical J* 419 1.

[221] H. Bondi (1952), *Cosmology*, Cambridge Üniversitesi Yayınları.

ne ilgisi var? Erken evrende baskılanmış olan kütleçekimin serbestlik dereceleriyle bir ilgisi yokmuş gibi görünen İkinci Yasanın sıradan örnekleri çok sayıdadır. Fakat bağlantı tam da buradadır ve gerçekten erken evrendeki düzgün dağılımın, bu tür sıradan İkinci Yasa örnekleriyle ilişkisini görmek çok da zor değildir.

Bir örnek olarak, Bölüm 1.1'de verilen, bir masanın köşesine konmuş ve daha sonra düşerek kırılan yumurtayı ele alalım (*bkz.* Şekil 1.1). Yumurtanın masadan düşmesi süresince entropinin artması ve bu süreç sonunda kırılması büyük olasılık dahilinde ele alınıyorsa, bunun nedeni yumurtanın kırılmamış bir şekilde masanın köşesine yerleştirilip, çok düşük bir entropi seviyesinden hareket ettiğini *varsaymamızdan* dolayıdır. İkinci Yasanın gizemi, bu olayı takip eden süreçlerde entropinin artması değildir; gizem olayın kendisindedir. Diğer bir deyişle, asıl soru 'nasıl oluyor da yumurta kendini bu kadar olağanüstü düşük entropili bir ilk durumda buluyor' olmalıdır. İkinci Yasa bize, yumurtanın gerçekleşme olasılığı çok düşük olan bu durumdan önce diğer durumlara göre gerçekleşme olasılığı daha da düşük olan ve zamanda gitgide daha geriye gittikçe olasılığı daha düşen bir dizi olaylar dizisinden geçerek varması gerektiğini söylemektedir.

Temel olarak iki nokta açıklanmalıdır. Sorulardan biri, nasıl oluyor da yumurta masanın üzerinde duruyor ve diğeri nasıl oluyor da yumurtanın kendisinin düşük entropili yapısı ortaya çıkıyor. Gerçekten bir yumurtanın içeriği (diyelim ki bir tavuk yumurtası) civcivin uygun şekilde beslenmesi için mükemmel bir paket biçiminde organize edilmiştir. Fakat problemin daha kolay görünen kısımlarıyla, yani yumurtanın kendini masanın üzerinde bulmasıyla işe başlayalım. En olası cevap, bazı insanların, belki de biraz dikkatsiz bir şekilde, onu oraya koyduğu, dolayısıyla insanın etkisinin olası sebep olduğu şeklinde olabilir. İnsanoğlu işlevselliğinde, düşük entropili bir durumu gerektiren, çok sayıda yüksek derecede örgütlenmiş mekanizma yer alır ve yumurtanın masa üzerindeki yeri, etrafını çevrelemiş oksijen yüklü atmosferden oluşan ilgili sistemde iyi beslenmiş bir insanın, oldukça büyük miktardaki düşük entropi deposundan sadece çok az bir miktarını kullan-

masıyla sağlanabilir. Dünya üzerinde yaşamın devam etmesini sağlayan büyük çerçevenin çok sayıdaki parçası, embriyonun içinde filizlendiği bir yaşamı desteklemek üzere kendi kendine evrimleşen yüksek derecede organize olmuş yumurtanın yapısına az çok benzerdir. Dünyadaki yaşamın bütün dokusu, derin bir devamlılığı ve hiç şüphesiz entropinin düşük bir düzeyde tutulmasını sağlayacak karmaşık bir organizasyonu gerektirir. Detayında, sınırsız bir karmaşıklık, kimyanın çok detaylı konuları ve biyolojinin temel doğal seçilim yapısına göre evrimleşen birbiriyle bağlantılı yapılar mevcuttur.

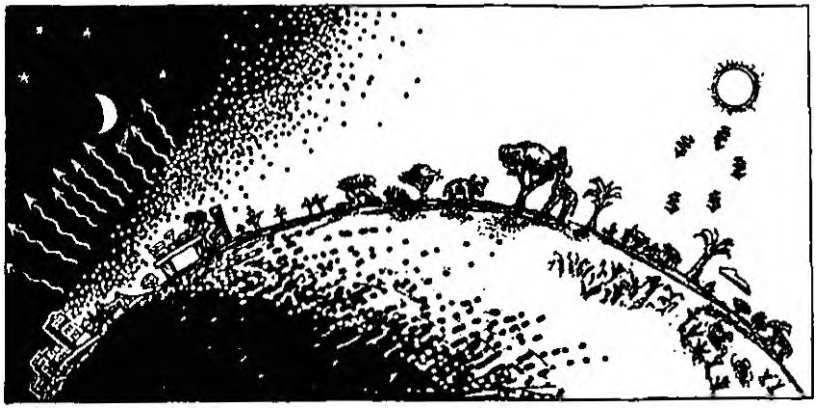
Sorabileceğiniz üzere, kimyanın ve biyolojinin buna benzer konuları erken evrenin düzenli dağılmış yapısıyla ilişkili midir? Biyolojinin karmaşık yapısı, örneğin enerjinin korunumu gibi temel fizik yasalarını çiğneyecek bir sisteme izin vermez; dahası İkinci Yasanın koyduğu sınırlamalardan da kaçamaz. Bu gezegendeki yaşam, bütün canlıların bağlı olduğu güneş[2 22] gibi düşük entropili bir kaynak ortada yoksa hızlı bir şekilde tükenir. Bazıları güneşin dünya için bir dış *enerji* kaynağı sağladığını düşünmeye eğilimlidir, fakat bu tamamen doğru değildir, gündüz güneşten dünyaya ulaşan enerji aslında dünyanın karanlık uzaya geri gönderdiği enerjiye eşittir![2 23] Eğer bu böyle olmasaydı, dünya bir denge durumuna ulaşıncaya dek ısınırdı. Aslında yaşam, güneşin karanlık uzaydan daha sıcak olmasına bağlıdır ve sonuç olarak güneşten gelen fotonlar dünyanın uzaya gönderdiği kızılaltı fotonlardan oldukça yüksek frekansa (sarı ışık) sahiptir. Planck'ın $E=h\nu$ denklemi (*bkz.* Bölüm 2.3) bize, güneşten gelen tek tek fotonların taşıdığı ortalama enerjinin, dünyanın uzaya geri gönderdiği fotonların taşıdığı enerjiden oldukça büyük olduğunu söyler. Bu yüzden,

---

[2 22] İlginç bir istisna, okyanus tabanındaki tuhaf yanardağ ağızlarında yabancı yaşam koloni formlarının bulunmasıyla ortaya çıkmıştır. Volkanik aktivite, çok uzak geçmişte güneş dışındaki yıldızlarda meydana gelen süreçlerle ve süpernova patlamalarıyla uzaya püskürtülmeleri sonucu ortaya çıkan radyoaktif maddelerin ısısından kaynaklanır. Bu durumda güneşin oynadığı düşük entropi rolünü diğer yıldızlar devralmış olur, fakat genel fikir aynı kalır.

[2 23] Diğer yandan, bu denkleme gelen ufak düzeltmeler önceki dipnotta bahsedildiği gibi radyoaktif materyaller nedeniyle az miktardaki sıcaklık artışından ve fosil yakıtların kullanımı ile küresel ısınmadan kaynaklanır.

güneşten gelen fotonlardan, çok daha fazla sayıda benzer enerjiyi taşıyan foton uzaya salınır (*bkz.* Şekil 2.9). Daha fazla foton daha fazla serbestlik derecesi ve çok daha büyük bir faz uzayı hacmi demektir. Bu nedenle, Boltzmann'ın $S=k\log V$ (*bkz.* Bölüm 1.3) denklemi gereği, güneşten gelen enerjinin taşıdığı entropi, uzaya geri dönen enerjinin taşıdığı entropiden daha düşüktür.



Şekil 2.9 Dünyanın yüzeyine güneşten gelen fotonlar, dünyanın uzaya yolladıklarından daha fazla enerjiye (daha kısa dalga boyu) sahiptir. Bütün enerji dengesi (dünya zaman geçtikçe daha çok ısınmadığından), gelen fotondan daha fazlasının ayrılması gerektiğini gösterir, dolayısıyla gelen enerji gidene göre daha az entropiye sahiptir.

Şu anda dünya üzerinde, güneşten gelen görece daha yüksek frekanstaki fotonları, fotosentez süreci yardımıyla daha düşük frekanstaki fotonlara çevirerek, havadaki CO_2'den karbonu çekip, geriye kalan oksijeni de havaya salarak kendi besinini oluşturmak için bu düşük entropili durumdan faydalanmanın bir yolunu bulan yeşil bitkiler mevcuttur. Hayvanlar bitkileri yediğinde (ya da ot yiyen hayvanları diğer hayvanlar yediğinde) bu düşük entropi kaynağını ve O_2'yi, kullanırlar ve kendi entropilerinin artmasını engellerler.[2.24] Bu, insanlara ve elbette tavuklara ve kırılmamış yumurtamızın yapısı için ihtiyacımız olan düşük entropi kaynağını sağlaması adına ve

[2.24] Bu genel noktayı ilk olarak Erwin Schrödinger 1944 tarihli ***Yaşam nedir?*** adlı önemli kitabında vurgulamıştır.

yumurtanın masa üzerinde konumlanabilmesi için gerekli koşullara uygulanabilir!

Dolayısıyla güneş bize sadece enerji kaynağı sağlamaz, ayrıca sahip olduğumuz entropinin artmasını (yeşil bitkiler yardımıyla) engelleyen, enerjinin düşük entropili bir formunu sağlar ki, bu durum güneşin *karanlık uzay içinde sıcak bir nokta* olmasından kaynaklanır. Bütün uzay güneşle aynı sıcaklığa sahip olsaydı, o zaman enerjisinin dünyadaki yaşam için bir faydası olmayacaktı. Ayrıca güneşin okyanuslardaki suları bulutların yukarılarına doğru kaldırabilmesi, tekrar önemli bir şekilde bu sıcaklık farkına bağlıdır.

Karanlık uzayda neden güneş sıcak bir noktadır? Pekâlâ, güneşin içinde her çeşit karmaşık süreç devam edip gitmektedir ve termonükleer reaksiyonlar sonucunda hidrojenin helyuma dönüşmesi, güneşin sıcak bir noktaya benzemesinde önemli bir rol oynar. Anahtar mesele güneşin her ne şekilde olursa olsun orada olmasıdır ve bu durum güneşi bir arada tutan kütleçekimsel etkilerden kaynaklanmaktadır. Termonükleer reaksiyonlar olmadan hâlâ parlamaya devam eder, fakat büzülerek daha sıcak bir hale gelir ve daha kısa bir yaşama sahip olur. Bizler dünyada bu termonükleer reaksiyonlardan faydalanırız, fakat bu termonükleer reaksiyonlar ilk etapta güneşi meydana getiren kütleçekimsel kümeler olmadan, var olma şansına sahip değildir. Dolayısıyla bu durum, yıldızların (her ne kadar az çok karmaşık süreçler yardımıyla uzayın uygun bölgelerinde oluşuyorlarsa da) düzgün dağılmış düşük entropili kütleçekim durumlarındaki ilk maddeden yola çıkarak, kütleçekimsel kümeleşmelerin sürekli entropiyi artıran süreçlerle yaratılmaları için bir potansiyeldir.

Bütün bunlar tamamen, kütleçekimsel serbestlik derecelerinin ilk anlarda etkinleşmemiş olması nedeniyle aşırı (görece) entropi *düşüklüğüne* sahip olan Büyük Patlamanın çok özel doğasından kaynaklanır. Bu dengesiz tuhaf bir durumdur ve bu durumu daha iyi anlamak için biraz daha derinlere, ileride üç bölümde anlatılacağı üzere, Einstein'ın kütleçekimin o güzel eğri uzayzaman tanımına inmeliyiz. Daha sonra Bölüm 2.6 ve 3.1'de, gerçekte Büyük Patlamanın doğasının bu olağanüstü özelliğine geri döneceğim.

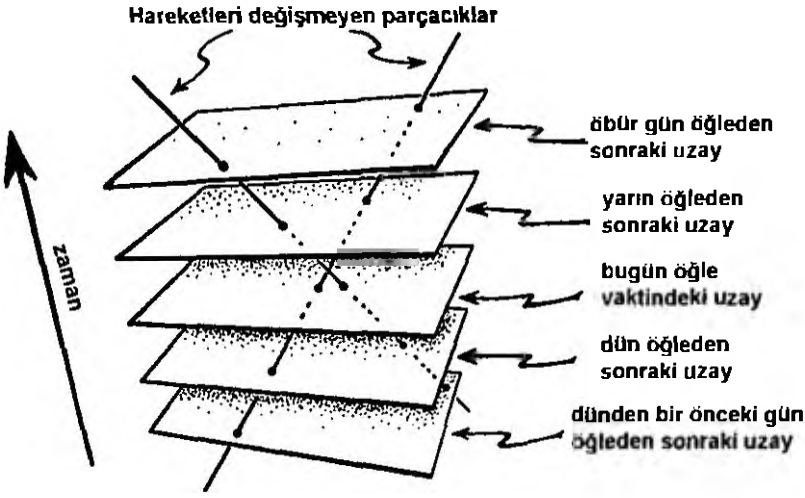
2.3 Uzayzaman, Boş Koniler, Metrikler, Konformal Geometri

1908 yılına gelindiğinde, tanınmış bir matematikçi olan Hermann Minkowski –ilginç bir rastlantıyla, aynı zamanda Einstein'ın Zürih Politeknik'teki öğretmenlerinden biriydi– özel göreliliğin temellerini alışılmadık bir yöntemle, 4-boyutlu bir geometriyle ifade etti. Önceleri Einstein'ın pek hoşuna gitmeyen bir fikirdi bu, fakat daha sonra Minkowski'nin geometrik *uzayzaman* yorumunun kritik önemini kavradı. Gerçekten, Minkowski'nin önerisinin genelleştirilmesi, eğri uzayzaman temelli *genel* görelilik kuramının oluşmasını sağlayacak başlıca malzemeyi sağlamıştır.

Minkowski'nin 4-boyutlu uzayı, standart 3-boyutlu uzay ile zaman akışını tanımlayan dördüncü bir boyutun birleşmesinden oluşur. Buna göre, her bir nokta uzayda hem zaman hem de mekân konumuna sahip olduğu için, 4-uzaydaki bu *noktalara, olaylar* denir. Aslında bu fikirde kendi içinde çok devrimci bir şey yoktur. Fakat Minkowski'nin düşüncesinin anahtar noktası –devrimsel yanı– 4-uzay geometrisinin, verilen herhangi bir anda, üç boyutlu uzaya ve (daha önemlisi) sıradan Öklitçi 3-boyutlu uzayın bir ailesine doğal yollardan ayrılmıyor olmasıydı. Bunun yerine Minkowski'nin uzayzamanı, Öklit'in eski geometri fikrinin tuhaf bir şekilde bükülmesini veren, farklı bir geometrik yapıya sahiptir. Uzayzamanın *tüm* geometrisini, Einstein'ın özel görelilik yapısını tamamen düzenleyen, bölünemez bir bütünlük içinde görmeyi sağlar.

Bu nedenle 4-boyutlu Minkowski geometrisinde, uzayzamanı şimdi, her birinin değişik anlardaki 'uzayı' gösterdiği

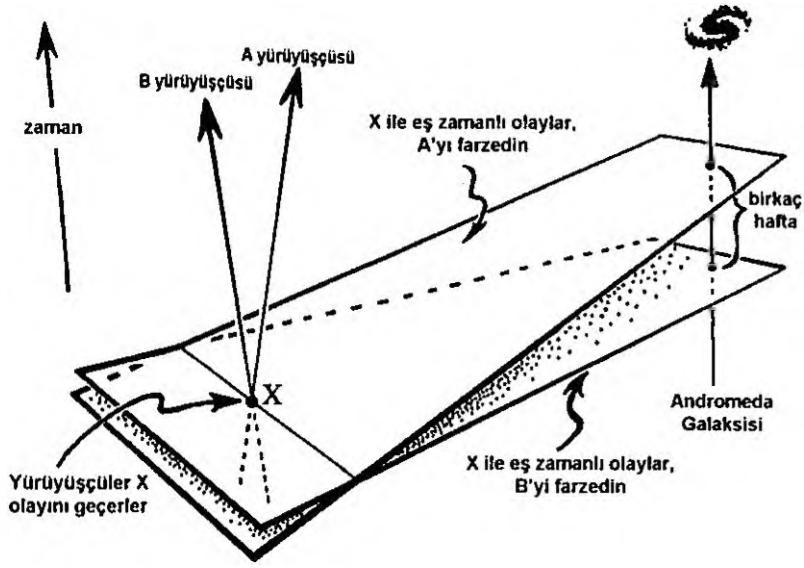
peş peşe gelen 3-boyutlu yüzeylerden oluştuğunu *düşünmüyoruz* (*bkz.* Şekil 2.10). Bu 3-boyutlu uzayda, yüzeylerin her biri, diğeriyle *eşzamanlı* olarak meydana gelen bütün olaylar ailesini tanımlar. Oysa özel görelilikte, uzaysal ayrık olaylar için 'eşzamanlılık kavramı' mutlak bir anlama sahip değildir. Bunun yerine eşzamanlılık, keyfi olarak seçilen bazı gözlemcilerin hızına bağlıdır.



Şekil 2.10 Minkowski öncesi uzayzaman.

Bu durum elbette, hızımızdan bağımsız olan ayrık olaylar için bir eşzamanlılık kavramına *sahipmişiz* gibi göründüğü için günlük deneyimlerimizle uyum içinde değildir. Fakat (Einstein'ın özel göreliliğine göre) ışık hızıyla karşılaştırılabilir hızlarda hareket edersek, bize eşzamanlı olarak görünen olaylar, farklı hızlardaki diğer gözlemcilere genelde eşzamanlı görünmez. Bununla beraber, eğer çok *uzaktaki* olaylarla ilgileniyorsak, hızların çok yüksek olması bile gerekmez. Örneğin eğer iki insan, bir çizgi üzerinde zıt yönlerde yol alırsa, birbirlerini teğet geçtikleri noktayla Andromeda Galaksisinde, meydana gelen olayların eşzamanlı olduklarını düşünebilirler; oysa aralarında bir hafta fark vardır (*bkz.* Şekil 2.11).[2.25]

[2.25] R. Penrose (1989), *Emperors New Mind* [*Kralın Yeni Usu*].

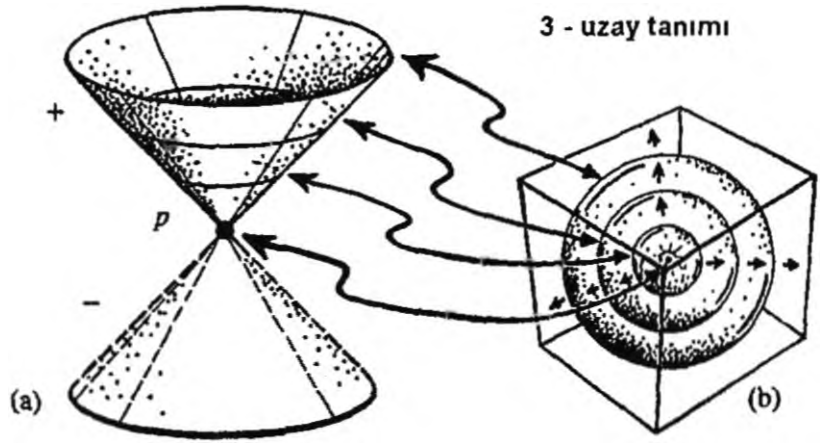


Şekil 2.11 Sallana sallana yürüyen iki yürüyüşçü X olayından geçerler, fakat geçtikleri X olayına, birkaç haftayla farklılaşan fakat eşzamanlı olarak değerlendirilen Andromeda galaksisindeki olaylara göre karar verilir.

Göreliliğe göre, birbirinden ayrı olaylar için 'eşzamanlılık' kavramı mutlak değildir, fakat tanımlanan gözlemcinin hızına bağlıdır; bu nedenle 3-boyutlu uzayın eşzamanlı ailesi cinsinden uzayzaman kesiti, elde ettiğimiz farklı bir kesitteki farklı bir hıza sahip gözlemci için *özneldir*. Minkowski'nin uzayzamanın *nesnel* bir geometriyi sağlaması için başardığı şey, dünyadaki keyfi bir gözlemcinin bakış açısına bağlı olmayacak ve bir gözlemci bir diğeriyle yer değiştirdiğinde değişmemesini sağlayacak şekilde oluşturmasıdır. Diğer bir deyişle, Minkowski özel görelilik kuramındaki 'göreliliği' çıkartır ve uzay-zaman etkinliğinin *mutlak* bir resmini sunar.

Fakat bu temsilin sağlam olması için, 3-boyutlu uzayların zamanda birbirlerini izleyebileceği bir 4-boyutlu uzay *yapısına* ihtiyacımız var. Peki bu yapı nedir? Minkowski'nin 4-boyutlu uzayı için $\mathbb{M}$ sembolünü kullanacağım. Minkowski'nin $\mathbb{M}$ için atadığı en temel geometrik yapı, $\mathbb{M}$'deki herhangi bir p olayında ışığın nasıl hareket ettiğini tanımlayan *boş bir ko-*

ni kavramıdır.[2.26] Boş koni –aslında, *p* noktasında birleşen bir *çift* koni– *p* olayında 'ışık hızının' herhangi bir yönde ne olduğunu söyler (*bkz.* Şekil 2.12(a)). Sezgisel olarak bir boş koni, ilk olarak *p*'deki olayın içine doğru odaklanan (geçmiş boş koni) ve daha sonra *p*'den başlayarak genişleyen (gelecek boş konisi) ışık parlamasına benzer. Böylece genişlemeyi takip eden uzay, ardışık eş merkezli kürelerin genişlemesi olarak tanımlanır (Şekil 2.12(b)). Diyagramlarda boş konilerin yüzeylerini, uzay ve zamanın *birimlerini* ışık hızının $c=1$ olacağı şekilde seçersek elde edeceğimiz üzere, dikeyle kabaca 45^0 yapacak şekilde eğilmiş olarak çizdim. Buna göre, zaman ölçeğimizi *saniye* cinsinden seçersek, uzaklık birimimiz bir *ışık-saniye* (299.792.458 metre), yıl cinsinden seçersek, uzaklık birimimiz bir ışık yılı ($\approx 9{,}46\times10^{12}$ km) olur.[2.27]

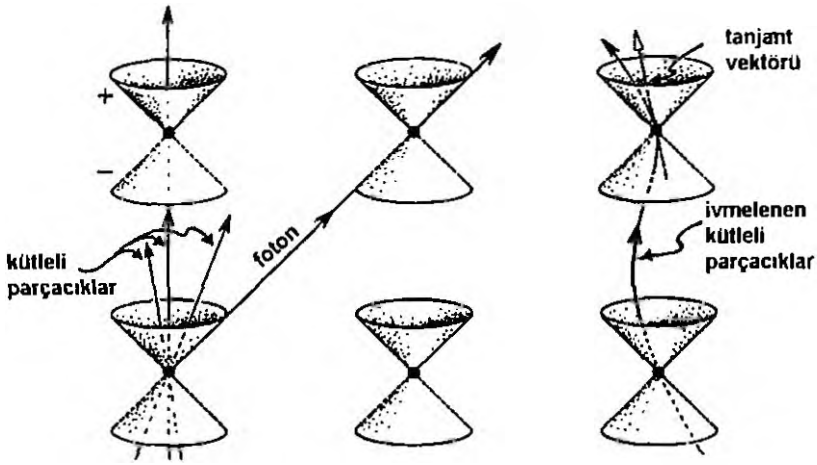


Şekil 2.12 (a) Minkowski 4-uzayında p'deki boş koni; (b) Gelecek konisinin 3-uzay tanımı, p'de oluşmuş olan ardışık merkezi kürelerin bir genişlemesi olarak yorumlanabilir.

[2.26] Bu boş koniyi 'ışık konisi' olarak adlandırmak oldukça genel bir terminolojidir, ancak *bu* terminolojiyi bir *p* olayı boyunca ışık ışınları tarafından baştan aşağı süpürülen uzay-zamanı betimlemek için kullanmayı tercih ediyorum. *Boş koni*, diğer yandan (burada kullanıldığı gibi) bir *p* noktasına *teğet uzayda* tanımlanan bir yapıdır (*p*'de *sonsuz küçük*).

[2.27] Minkowski geometrisi için, bir keyfi gözlemci durgun-sistemi ve gözlemcinin *t* zaman koordinatı ile olayın uzaysal konumunu tanımlamak üzere sıradan kartezyen koordinatları (x, y, z) seçmeliyiz. $c=1$ olacak şekilde uzay ve zaman ölçeğini ele aldığımızda, boş konilerin $dt^2-dx^2-dy^2-dz^2 = 0$ olarak verildiğini görürüz. Orijindeki ışık konisiyse $t^2-x^2-y^2-z^2 = 0$ olur.

Einstein'ın kuramı herhangi bir kütleli parçacığın hızının her zaman ışık hızından daha az olması gerektiğini söyler. Uzayzaman dilinde bunun anlamı, böyle bir parçacığın tarihini oluşturan bütün olayların konumunu temsil eden *dünya-çizgisinin*, her bir olayın kendi konisinin *içinde* yer almasıdır (*bkz.* Şekil 2.13). Bir parçacık dünya çizgisi boyunca bazı yerlerde *ivmelenen* bir harekete sahip olabilir, dünya çizgisinin düz olmasına gerek yoktur, bu anlamda uzayzaman dilinde *eğri* bir dünya-çizgisiyle gösterilir. Dünya çizgisinin eğri olduğu yer, boş koninin içine doğru uzanması gereken dünya çizgisinin *teğet vektörüdür*. Eğer parçacık, foton gibi *kütlesizse*,[2 28] her bir olay için hız ışık hızı olacağından, dünya çizgisi boş koni yüzeyinden geçer.



Şekil 2.13 $\mathbb{M}$ 'deki boş koni homojen olarak düzenlenmiştir. Kütleli parçacığın dünya-çizgisi konilerin içine doğru ve kütlesiz olanların konisi boyunca yönlendirilir.

Boş koni ayrıca, hangi olayların diğer olaylar tarafından etkilenebildiğini anlama konusunda, bize *nedensellik* hakkında bilgiler verir. Özel görelilik kuramının doktrinlerinden biri sinyallerin ışık hızından daha hızlı ilerlemelerinin olanaksız olduğu iddiasıdır. Bu nedenle, $\mathbb{M}$ geometrisine göre, şayet p'yi

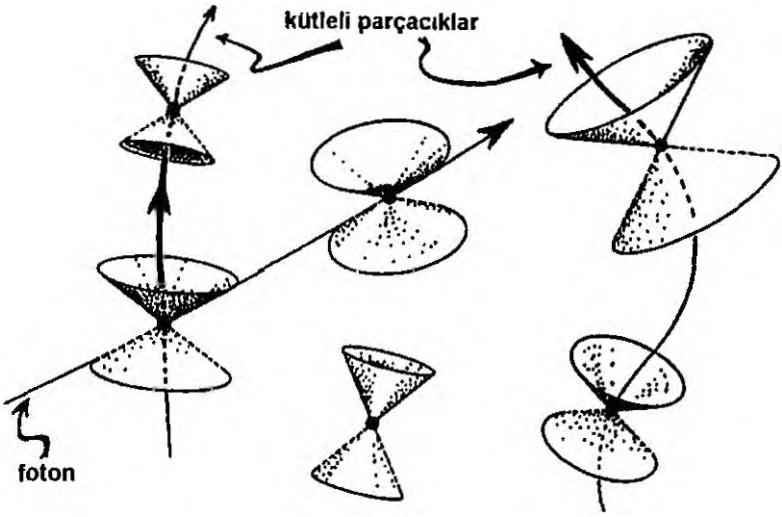
[2 28] Kütle ('kütleli,' 'kütlesiz') kavramıyla burada anlatılmak istenen *durgun-kütledir*. Bu konuya §3.1'de geri döneceğiz.

q'ya bağlayan, p'den q'ya doğru düzgün bir yol şeklinde, boş konilerin içinde veya yüzeyinde bir dünya-çizgisi varsa, bir p olayı, q olayı üzerine nedensel bir etkiye sahip olabilir. Bunun için, düzgün olarak geçmişten geleceğe doğru ilerleyen yolda bir *yönelim* (yola bir 'ok' iliştirilmesi yardımıyla gösterilen) tanımlamaya ihtiyacımız vardır. Bu da $\mathbb{M}$ geometrisine, her bir boş koninin 'geçmiş' ve 'gelecek' iki bileşenine uygun *zaman yönü* atanmasını gerektirir. Geçmiş bileşenini '−' işaretiyle ve gelecek bileşenini '+' işaretiyle belirttim. Geçmiş boş koni, kesikli çizgilerle şekil 2.12(a) ve şekil 2.12(b)'de gösterilmiştir. 'Nedenselliğin' normal terminolojisindeki nedensel etkiler, dünya çizgileri boyunca teğet vektörün yönü *gelecek* boş koninin içinde ya da yüzeyinde olmak üzere, geçmiş-gelecek yönünde yer alan olaylardır.[2.29]

$\mathbb{M}$'nin geometrisi tamamen düzgün dağılmıştır, her olay diğer her bir olaya eşit bir uzaklığa sahiptir. Fakat Einstein'ın *genel* görelilik kuramına geçtiğimizde, genel olarak bu düzgünlük kaybolur. Yine de, yeniden boş koniye bir zaman yönü atarız ve tekrar herhangi bir kütleli parçacık, teğet vektörü bütün bu gelecek konileri içine doğru uzanmış olarak (gelecek yönelimli) bir dünya-çizgisine sahip olur. Ayrıca, daha önce belirttiğimiz gibi, kütlesiz bir parçacık (foton), bütün teğet vektörleri boş koniler yüzeyinde yer alan bir dünya çizgisine sahiptir. Şekil 2.14'te, genel görelilikte artık düzgün bir şekilde düzenlenmemiş olan boş konilerin oluştuğu benzer bir olay gösterilmektedir.

Çizilmiş olan bu konileri, ideal bir 'lastik levha' üzerine çizilmiş boş koniler gibi düşünerek anlamaya çalışabiliriz. Bu lastiği hareket ettirdiğimizde ve düzgün bir şekilde biçimini bozduğumuzda, üzerine çizili olan boş koniler de uzar ya da kısalır. Boş konilerimiz olaylar arasındaki 'nedensellik yapısını' belirler ve lastik levhadaki deformasyonlar koniler arasındaki lişkileri etkilemez.

[2.29] Daha önce §1.3'te bahsedildiği gibi, mikroskobik bileşenlerinin hâkimiyetindeki bir fiziksel sistemin dinamik davranışını ele alan dinamiğin sıradan denklemleri zamanda tersinir, diğer bir deyişle nedensellik gelecekten geçmişe doğru ilerleyebilir. Ancak, bu metinde bahsettiğimiz 'nedensellik' kavramı, standart terminolojiyle uyumludur.



Şekil 2.14 Genel Görelilikte düzgün-olmayan boş koniler.

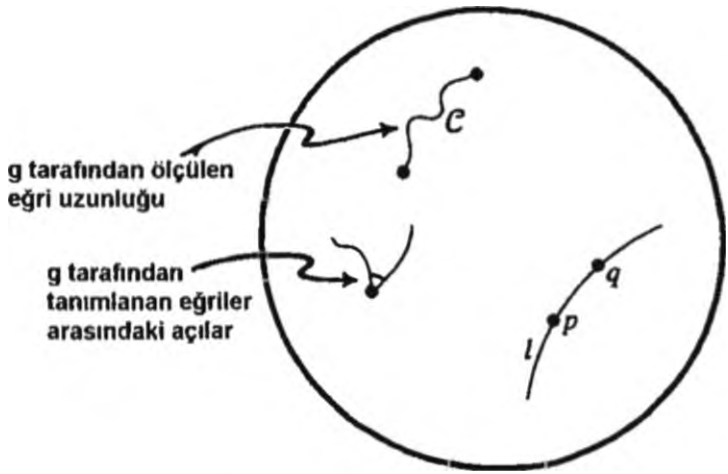
Az çok benzer bir durum, Escher'in Şekil 2.3(c)'deki ve Bölüm 2.1'de yer alan hiperbolik düzlemi resmettiği tasvirde de vardır. Escher'in resminin buna benzer ideal bir lastik levha üzerinde çizildiğini hayal edebiliriz. Sınıra çok yakın şeytanlardan birini seçebiliriz ve bunu, plastik levhayı düzgünce deforme ederek merkeze yakın bir konuma getirebiliriz. Bu hareket, bütün şeytanları diğer şeytanların doldurmuş olduğu konumlara taşımak için yapılabilir ve buna benzer bir hareket Escher'in resmi tarafından tasvir edilen hiperbolik geometrinin temelini teşkil eden bir simetriyi tanımlar. Genel görelilikte, benzer simetriler oluşabilir (Bölüm 2.1'de tanımlanan Friedmann modelinde olduğu gibi), fakat bu istisnai bir durumdur. Bununla beraber, buna benzer 'lastik levha' deformasyonu genel göreliliğin çok önemli bir parçasıdır ve 'diffeomorfizm' (ya da 'genel koordinat transformasyonu) olarak adlandırılır. Buna benzer bir deformasyon, hiçbir şekilde fiziksel durumu değiştirmez. Einstein'ın genel göreliliğinin köşe taşlarından biri olan 'genel eşdeğişkenlik [kovaryans] ilkesi,' buna benzer bir 'lastik levha' deformasyonuyla (diffeomorfizm) tanımladığımız fizik kuralların, uzayın ve içeriğinin fiziksel olarak anlamlı özelliklerini değiştirmediğini söyler.

Bu bütün geometrik yapının kaybolduğu anlamına gelmez; uzayımız için geriye kalan geometrinin yalnızca *topolojik* doğasıdır (aslında 'lastik levha geometrisi,' bir çay fincanının yüzeyinin halkaya özdeş olduğunu söyler). Fakat ne tür bir yapıya ihtiyacımız olduğunu tanımlama konusunda dikkatli olmamız gerekmektedir. Buna benzer bir uzay için kullanılan *manifold* terimi, sonlu sayıdaki belirli boyut sayısı yardımıyla tanımlanır (manifoldun n-boyutunu, n-monifold olarak tanımlayabiliriz). Bir monifold *düzgün* olarak var olur, fakat düzgünlüğü ve topolojisi ötesinde daha ileri herhangi bir yapıya ihtiyacımız yoktur. Hiperbolik geometride, uzaydaki herhangi bir pürüzsüz eğrinin uzunluğunu[230] tanımlamak için kullanılan manifolda atanmış güncel bir *metrik* kavramı mevcuttur (Bölüm 2.6'da gösterildiği gibi, matematiksel anlamda 'tensörel' bir nicelik olan metrik, genelde g harfiyle ifade edilir). Bu manifoldu oluşturan bir 'lastik levha' deformasyonu, p *ve* q noktalarını birleştiren herhangi bir C eğrisiyle ifade edilir (p *ve* q noktalarının deformasyon sonucu üzerinde hareket ettikleri eğri) ve p-q noktalarını birleştiren g metriğiyle tanımlanmış C eğrisinin uzunluğu bu deformasyonla değişmez (bu anlamda g metriği de deformasyon yardımıyla 'taşınmış' olur).

Uzunluk kavramı ayrıca, *jeodezik* olarak adlandırılan *düz çizgi* kavramını içerir. Buna göre, bir l çizgisi, birbirinden çok uzak olmayan, l üzerindeki herhangi iki p *ve* q noktası için, p'den q'ya l'nin pq kısmını gösterecek şekilde tanımlanmış *en kısa eğri* olarak karakterize edilir (bu anlamda, Şekil 2.15'te gösterildiği gibi bir 'jeodezik,' 'iki nokta arasındaki en kısa yolu' tanımlar). Ayrıca g atandığı anda, iki düzgün eğri arasındaki *açıları* (g verildiği anda tanımlanan açılar) bize uygun geometri kavramlarını tanımlamak için belirleyebiliriz. Bununla beraber, bu geometri alışıldık Öklit geometrisinden genelde farklıdır.

Bu nedenle, Escher'in hiperbolik geometri resmi (Şekil 2.3(c), Beltrami-Poincaré konformal gösterimi) kendi düz çizgilerine (jeodezik) sahiptir. Bunlar, dairesel sınırlarla dairesel

[230] Uzunluk $\int\sqrt{g_{ij}dx^i dx^j}$ *Bkz.* R. Penrose (2004), *The Road to Reality*, Random House, Şek. 14.20, s. 318.



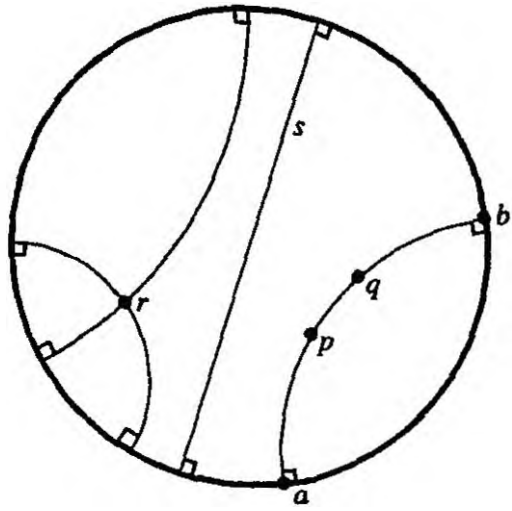
Şekil 2.15 Metrik g, eğriler ve açılar arasındaki uzunluğa atanır. Jeodezik *l*, g metriğindeki '*p* ve *q* arasındaki en kısa rotayı' tanımlar.

yayların dik açı yaptığı şekillerin tanımladığı ardalandaki Öklit geometrisi yardımıyla anlaşılabilir (*bkz.* Şekil 2.16). Verilen *p ve q* noktaları boyunca yayların bitiş noktalarını *a ve b* olarak gösterelim, *p* ve *q* arasındaki hiperbolik g-*uzunluğu*

$$C \log \frac{|qa||pb|}{|qb||pa|},$$

olarak verilir, Burada 'log' doğal logaritmayı (2,302585..çarpı Bölüm 1.2'deki '$\log_{10}$'), '$|qa|$' vb ardalandaki uzayın sıradan Öklitçi uzaklıkları ve *C*'de, hiperbolik uzayın *sözde-çapı* olarak adlandırılan pozitif bir sabiti gösterir.

Buna benzer bir g yardımıyla yapıyı tanımlamak yerine, başka türde geometriler de atanabilir. Burada en fazla ilgilendiğimiz türse, *konformal* geometri olarak bilinen geometridir. Bu yapı, herhangi bir noktada buluşan, iki düzgün eğri arasındaki *açıyı* ölçebilmemizi sağlar, fakat bir 'mesafe' ya da 'uzunluk' kavramı tanımlı *değildir*. Yukarıda belirttiğimiz üzere, açı kavramı gerçekten g'nin yardımıyla tanımlanır, fakat g'nin kendisi açıyla *belirlenmemiştir*. Konformal yapı uzunluk ölçüsünü belirlemezken, herhangi bir noktada farklı yönlerdeki

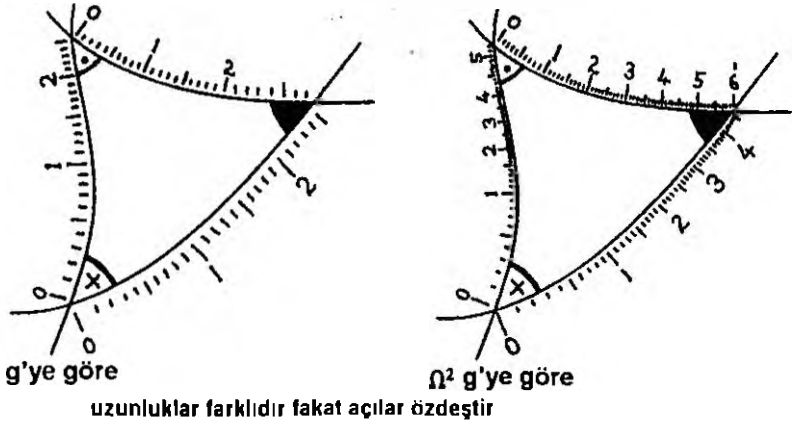


Şekil 2.16 Hiperbolik geometrinin konformal gösterimindeki 'Düz çizgiler' (jeodezikler), dik açıların dairesel sınırları ile dairesel yayları birleştirir.

uzunluk ölçüm *oranlarını*, dolayısıyla sonsuz küçük *şekilleri* belirler. Konformal yapıyı etkilemeksizin, farklı noktaların aşağısındaki veya yukarısındaki uzunluk ölçüsünü yeniden ölçeklendirebiliriz (*bkz.* Şekil 2.17). Uzayda düzgünce değişen, her bir noktada tanımlı pozitif bir Ω reel sayısı olmak üzere, yeniden ölçeklendirmeyi aşağıdaki gibi tanımlarız:

$$g \mapsto \Omega^2 g$$

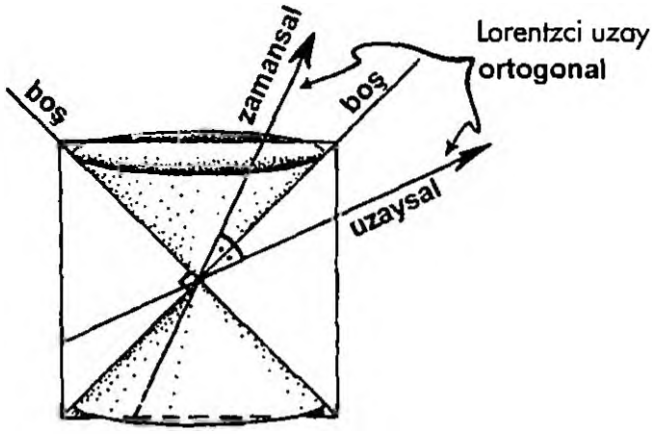
Bu yüzden, pozitif Ω'yı nasıl seçersek seçelim g ve $\Omega^2 g$ bize benzer konformal yapıyı vermekle birlikte, Ω ölçek değişikliği katsayısı olduğu için, g ve $\Omega^2 g$ bize (eğer $\Omega \neq 1$ ise) farklı metrik yapısı verir ($\Omega^2 g$ ifadesinde, Ω'nın 'karesinin' alınmasının nedeni, g tarafından tanımlanan uzaysal –ya da zamansal– doğrudan ölçümlerin ayrımlarının, *karekök* alınmasından elde edildiğindendir). Escher'in Şekil 2.3(c)'de yer alan figürüne dönersek, hiperbolik düzlemin konformal yapısının (ama metrik yapısının *değil*) gerçekte dairenin içinde sınırlanan Öklit uzayıyla özdeş olduğunu buluruz (öte yandan *bütün* Öklit düzleminin konformal yapısından farklıdır).



Şekil 2.17 Konformal yapı uzunluk ölçümünü belirlemez, fakat herhangi bir noktada farklı yönlerdeki uzunluk ölçümleri yardımıyla açılar belirlenir. Uzunluk ölçümü, konformal yapıyı etkilemeksizin yukarı ve aşağıdaki farklı noktaları yeniden ölçeklendirebilir.

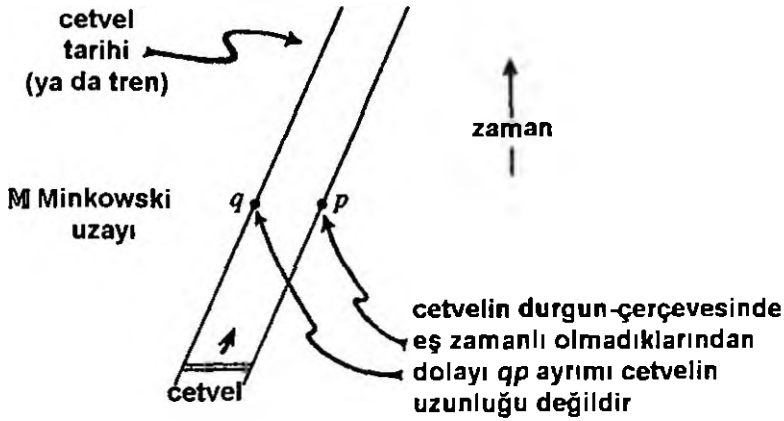
Uzayzamanın geometrisine geldiğimizde, bu fikirler hâlâ uygulanabilir, fakat Minkowski'nin Öklit geometrisine uyguladığı 'bükülmeden' dolayı bazı önemli farklar ortaya çıkar. Bu bükülme, matematikçilerin metriğin *işaretinin* değişimi olarak adlandırdıkları şeydir. Cebirsel olarak, basitçe birkaç + işaretin – işarete değişimini anlatır, fakat temel olarak, *n*-boyutlu bir uzay için, *n* adet karşılıklı birbirine dik yönlü kümelerin ne kadarının 'zamansal' (boş koninin içinde), ne kadarının 'uzaysal' (boş koninin dışında) olduğunu belirler. Öklit geometrisinde ve onun *Riemann* geometrisi olarak bilinen eğri versiyonunda, *bütün* yönlerin uzaysal olduğunu düşünürüz. Bildiğimiz 'uzayzaman' fikri, buna benzer bir dik küme içinde, yalnızca 1 yönün zamansal olduğunu, geri kalanınınsa uzaysal olduğunu belirtir. Şayet uzay düzse *Minkowski*, eğriyse *Lorentz uzayı* olarak adlandırılır. Burada ele aldığımız sıradan türde (Lorentz) uzayzamanda, n=4'tür ve karşılıklı olarak birbirine dik 4 yönü, 1 zamansal yönde ve 3 uzaysal yönde olmak üzere ayıran işareti '1+3'tür. Uzaysal yönler arasındaki (ve eğer 1'den fazla varsa zamansal olanlar arasındaki) 'diklik,' basit olarak 'birbirine dik olan' açılardır. Öte yandan uzaysal ve

zamansal yön arasındaki diklik durumu, geometrik olarak Şekil 2.18'de gösterildiği gibi, boş koniye göre simetrik durumları belirtir. *Fiziksel olarak,* dünya-çizgisi zamansal yönde olan gözlemciye göre, uzaysal dik yöndeki olaylar *eşzamanlıdır.*



Şekil 2.18 Lorentzci uzay-zamanında uzaysal ve zamansal yönlerdeki 'ortogonallik,' boş konilerin doğru (dik)-açılı olarak resmedildiği Öklitçi bir uzayda resmedilir.

Sıradan (Öklit ya da Riemann) geometride, belki de ölçmek için bir *cetvel* gibi bir şey kullandığımız için, uzunlukları, uzaysal mesafeler cinsinden düşünme eğilimindeyiz. Peki uzayzaman dilinde, (Minkowski ya da Lorentz) bir cetveli nasıl tanımlarız? Cetveli, *p ve q* olayları arasındaki uzaysal mesafeyi ölçmek için çok uygun bir araç olmasa da, bir *şerit* olarak düşünelim (*bkz.* Şekil 2.19). Şeridin bir kenarında *p*, diğer kenarında da *q* yer alır. Ayrıca, Einstein'ın (Lorentz geometrisi) genel göreliliğinin uzayzaman eğriliğinin etkilerinin ortaya çıkmaması ve özel göreliliğin yeterli olması için, bu cetveli dar ve ivmelenmemiş olarak varsayalım. Fakat özel görelilik kuramına göre cetvelin, *p ve q* arasındaki uzayzaman farkını doğru verebilmesi için, bu olayların cetvelin kendi eylemsizlik sisteminde *eşzamanlı* olarak gerçekleşmesi gerekir. Gerçekten bu olayların cetvelin eylemsizlik sisteminde eşzamanlı olduğunu nasıl garanti ederiz? Pekâlâ, bunun için, cetvel yerine

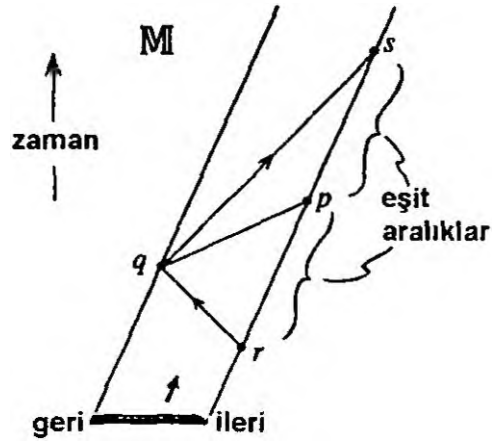


Şekil 2.19 M'de p ve q arasındaki uzaysal ayrımları 2-boyutlu bir şerit olan bir cetvel yardımıyla direkt olarak ölçemeyiz.

ivmesiz harekete sahip bir *tren* örneğini üzerinden düşünmüş olmasına rağmen Einstein'ın orijinal argümanını kullanabiliriz; yukarıda ifade edilenleri şimdi bu yoldan da ele alalım.

Trenin (cetvel) *ön tarafında p* olayını, *arka tarafında q* olayını içerdiğini düşünelim. Bir gözlemcinin ön tarafında konumlandığını, bir *r* olayından trenin arkasına doğru, *q* olayına aynı anda bir şekilde varmasını sağlamak üzere ayarlanmış olarak bir ışık yolladığını ve sinyalin derhal arkadan öne doğru yansıyarak *s* olayındaki bir gözlemci tarafından alındığını varsayalım (*bkz.* Şekil 2.20). Eğer, *p* olayı sinyalin gönderilmesi ve alınması arasındaki yarı yolda meydana gelirse, diğer bir deyişle eğer *r* ve *p* arasındaki zaman aralığı tamamen *p*'den *s*'ye olan zaman aralığıyla aynıysa, trenin kendi eylemsizlik sistemindeki gözlemci, *q* ile *p* olaylarının eşzamanlı olarak meydana geldiği kanısına varır. Trenin (cetvelin) uzunluğu, o zaman (ve ancak o zaman) *p ve q* arasındaki uzaysal mesafeyle aynı olur.

Burada yalnızca olaylar arasındaki uzaysal mesafeleri ölçmek için basitçe 'bir cetvel'den biraz daha karmaşık bir yol kullanmakla kalmadık, aynı zamanda, gözlemcinin ölçtüklerinin aslında *rp* ve *ps zaman* aralıkları olduğunu da belirtmiş olduk. Bu (eşit) zaman aralıkları, (*c* ışık hızının bire eşit olduğu



Şekil 2.20 Cetvel (ya da tren) *pq* arasındaki ayrımı sadece eşzamanlı olduklarında ölçer, yani cetvel yerine, ışık sinyaline ve saate ihtiyaç vardır.

birim sisteminde) *pq* arasındaki mesafenin *doğrudan* ölçümünü sağlar. Bu durum, uzayzamanın metriği hakkında anahtar gerçeği resmeder; gerçekte uzayzaman, uzaklıktan ziyade *zamanın* ölçülmesiyle ilgilidir. Eğrilerin *uzunluğunun* ölçülmesi yerine, *zamanın* dolaysız olarak ölçülmesini sağlar. Bununla birlikte, *bütün* eğriler zaman ölçüsü vermez: zaman ölçüsü verenler *nedesel* eğrilerdir. Örneğin parçacıkların dünya-çizgileri ya *zamansal* (kütleli parçacıkların sağladığı gibi, boş konilerin içine teğet vektörler) ya da *boş* (kütlesiz parçacıkların sağladığı gibi, boş koniler yüzeyindeki teğet vektörler) yönlere sahiptir. Uzayzaman metriği g, nedensel bir eğrinin herhangi bir sonlu parçasına zaman ölçüsünü kazandırır (boş eğrinin herhangi bir kısmının zaman ölçümüne katkısı sıfır olur). Bu bağlamda uzayzamanın sahip olduğu 'geometri' gerçekten, tanınmış İrlandalı görelilik kuramcısı John L. Synge'in önermiş olduğu gibi, 'kronometre' olarak adlandırılabilir.[2.31]

Bütün kuram doğal olarak tanımlanmış g metriğine[2.32] bağımlı olmasından dolayı, temel bir düzeyde, doğada olağanüstü kesin bir saatin var olması genel görelilik kuramının fizik-

[2.31] J. L. Synge (1956) ***Relativity: the general theory***, North Holland Basım.

[2.32] Bu doğal metriğin var olması gerçekte Poincare tarafından yapılan analizi tamamen geçersiz kılmaktadır. Hatırlanacağı gibi Poincare, uzayın geometrisinin temel olarak bir uzlaşım meselesi olduğunu ve Öklitçi geometrinin en basit geometri olarak fizikçiler için en iyi geometri olduğunu ileri sürmüştü. *Bkz.* Poincare *Science and Method* (çeviri Francis Maitland (1914)) Thomas Nelson.

sel temeli için önemlidir. Gerçekte, bireysel (kararlı) kütleli parçacıklar mükemmel bir sanal saat gibi davrandıklarından, zaman ölçüsü fizikte oldukça merkezi bir yere sahiptir. Eğer parçacığın kütlesi m ise (sabit olduğunu farz edin), sahip olduğu E *durgun* enerjisini,[2 33] Einstein'ın görelilik kuramının temeli olan ünlü denklemi yardımıyla buluruz:

$$E = mc^2$$

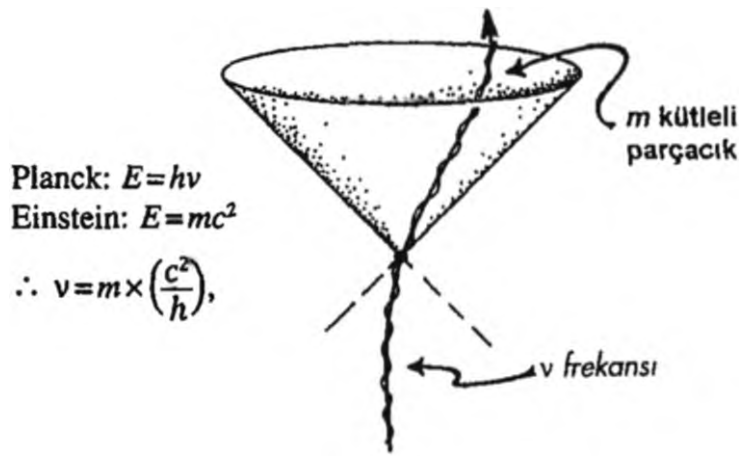
Diğeri neredeyse onun kadar ünlü –*kuantum* kuramının temeli olan– Max Planck denklemidir:

$$E = h\nu$$

Burada h Planck sabitidir ve bize parçacıkların durgun enerjisinin, kuantum salınımlarının özel bir ν frekansı yardımıyla tanımlanacağını söyler (*bkz.* Şekil 2.21). Diğer bir deyişle, bütün kütleli parçacıklar, kütleleriyle temel bir c^2/h sabitinin çarpımından elde edilmiş,

$$\nu = m\left(\frac{c^2}{h}\right),$$

frekansına göre 'tıkırdayan,' olağanüstü hassas bir kuantum *saati* gibidir.

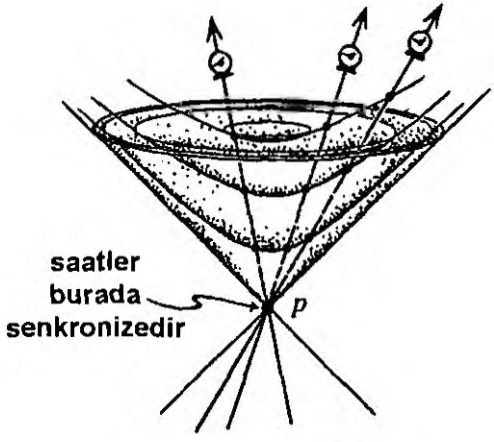


Şekil 2.21 Herhangi bir kararlı kütleli parçacık çok kesin bir kuantum saati gibi davranır.

[2 33] Bir parçacığın durgun enerjisi, parçacığın durgun-sistemindeki enerjisidir ve bu yüzden bu enerjiye parçacığın *hareketinden* kaynaklanan (*kinetik* enerji) enerji katkısı gelmez.

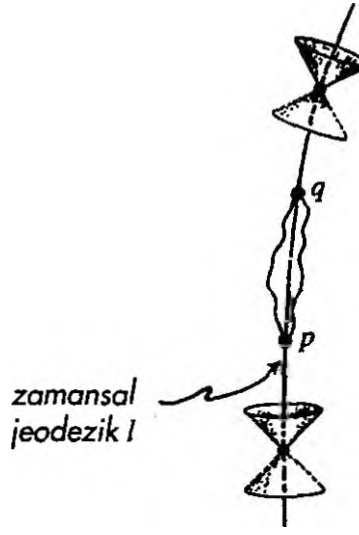
Gerçekte tek bir parçacığın kuantum frekansı olağanüstü büyüktür ve kullanışlı bir saat yapmak için doğrudan kullanılamaz. Pratik olarak kullanılabilecek bir saat için, çok sayıda parçacık içeren ve uyumlu bir şekilde hareket eden bir sistemi bir araya getirmeye ihtiyacımız var. Fakat anahtar nokta hâlâ, bir saat yapmak için *kütleye* ihtiyaç duyulmasıdır. Kütlesiz parçacıklar (örneğin foton) kendi başlarına bir saat yapmak için kullanılamazlar, çünkü frekansları *sıfır* olmalıdır; bir foton kendi iç 'saati'nin ilk 'tıkırtısı'nı yapmasından önce *sonsuza* kadar beklemelidir! Bu gerçek bizim için daha sonra büyük öneme sahip olacaktır.

Bütün bunlar, hepsi aynı p olayında konumlandırılmış olan, ışık hızıyla karşılaştırılabilir farklı hızlarda (fakat ışık hızından daha az hızlarda) hareket ettiğimiz için aynı saatleri farklı gördüğümüz Şekil 2.22'yle uyumludur. Kâse şekilli 3-boyutlu yüzeyler (sıradan bir geometrideki *hiperbolit*'ler) aynı saatlerin ardışık 'tıkırdamalarına' sınır çeker. (Bu 3-boyutlu yüzeyler, Minkowski geometrisindeki belli bir noktadan sabit 'uzaklıktaki' yüzeylerin oluşturduğu *kürelerin* benzerleridir.) Yukarıda belirttiğimiz gibi, kütlesiz bir parçacığın dünya çizgisi ışık konisinin yüzeyi boyunca hareket ettiğinden, ilk kâse-şekilli yüzeye bile asla ulaşamaz.



Şekil 2.22 Kâse şekilli 3-yüzeyler, aynı saatlerin ardışık 'tıklamalarını' sınırlar.

Son olarak, zamansal bir eğri için *jeodeziğin* anlamı, kütleçekim *altında serbest hareket* yapan kütleli bir parçacığın dünya çizgisidir. Matematiksel olarak, l zamansal jeodezik çizgisi (*zamanın* uzunluğu g tarafından belirlenmek üzere), l üzerinde birbirinden çok uzak olmayan herhangi bir p *ve* q noktası için p'den q'ya, l'nin bir parçası olan *en uzun eğri* yardımıyla karakterize edilir (*bkz.* Şekil 2.23): Öklit ya da Riemann uzay jeodeziğinin, uzunluğu *minimize etme* özelliğinin tuhaf bir ters çevrimi. Jeodezik kavramı ayrıca *boş* jeodeziklere de uygulanabilir; bu durumda 'uzunluk' sıfır olur ve uzayzamanın tek başına boş-koni yapısı onları tanımlamak için yeterlidir. Bu boş-koni yapısı gerçekte, bizim için daha sonra önemli olacak, uzayzamanın *konformal* yapısıyla aynıdır.



Şekil 2.23 Bir l zamansal jeodezik çizgisi, l üzerinde birbirinden çok uzak olmayan herhangi bir p ve q noktası için, l'nin bir parçası olan p'den q'ya çizilen en uzun eğri yardımıyla karakterize edilir.

2.4 Kara Delikler ve Uzayzaman Tekillikleri

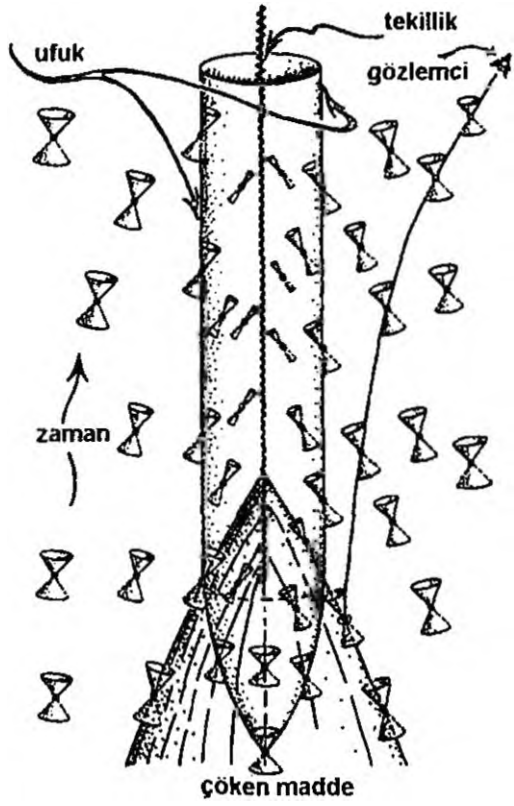
Kütleçekim etkisinin küçük olduğu çoğu fiziksel durumda boş koniler M Minkowski uzayındaki konumlarından çok az saparlar. Bununla beraber, bir *kara delik* için, Şekil 2.24'te göstermeye çalıştığım gibi, çok farklı bir durumla karşılaşırız. Bu uzayzaman resmi, iç (nükleer) enerji kaynağı tükenmiş olan büyük kütleli bir yıldızın (güneşin kütlesinden on kat ya da daha büyük kütleye sahip yıldızlar) durdurulamaz bir şekilde içe doğru çökmesini gösterir. Belli bir aşamada –yıldızın yüzeyinden kaçma hızının[2.34] ışık hızına ulaştığı zaman olarak tanımlanabilen bir aşamada– boş koninin içe doğru eğilimi o kadar artar ki, gelecek konisinin dış kısmı diyagramda dikey hale gelir. Bu özel konilerin dış kabuklarına baktığımızda, yıldızın kendi gövdesi üzerine doğru çöktüğü *olay ufku* denilen 3-boyutlu yüzey görürüz (elbette, çizdiğim bu resimde, uzaysal boyutlardan birini ihmal etmek zorunda kaldım, bu yüzden ufuk sıradan bir 2-yüzey olarak ortaya çıktı, fakat bu durum okuyucunun aklını karıştırmamalı).

Boş konilerdeki bu eğilme yüzünden, herhangi bir parçacığın dünya çizgisi ya da olay ufkunun içinde meydana gelmiş bir ışık sinyali, ufku geçmek için Bölüm 2.3'teki gereklilikleri çiğnemesi gerektiğinden, dışarı kaçamayacaktır. Ayrıca, deliğe güvenli bir uzaklıkta konumlanmış ve ona doğru bakan

---

[2.34] 'Kaçış hızı,' bir cismin diğer cismin yüzeyindeki kütleçekim kuvvetinden tamamen kaçması ve yüzeye geri düşmeden uzaklaşabilmesi için gerekli olan hızdır.

bir dış gözlemcinin gözüne ulaşan ışık ışınının izini zamanda geriye doğru takip edersek, bu ışının olay ufkunu aşıp geriye doğru geçemediğini, fakat ufkun gerisinde kaybolmadan sadece bir an yıldızın gövdesiyle buluşacakmış gibi, yüzeyin üzerinde havada asılı kaldığını görürüz. Bu kuramsal olarak, dış gözlemci ne kadar uzun süre beklerse beklesin gerçekleşir (gözlemcinin uzaklığından bağımsız olarak), fakat pratikte gözlemci tarafından algılanan görüntü, yüksek derecede kırmızıya kaymış olacak ve daha sonraki bir zaman diliminde konumlanmış olan gözlemcinin görüşünden çabucak silinecektir; öyle ki, yıldızın görüntüsü çabucak siyahlaşarak, adına yakışır bir şekilde 'kara delik' haline gelecektir.



Şekil 2.24 Büyük kütleli bir yıldızın kara deliğe doğru çökmesi. Gelecek konisi içine doğru eğilmeye başladığında, yıldızdan gelen ışığın bundan böyle kütleçekimden kurtulamadığı durumu gösteren resimdeki diklik ortaya çıkar. Konilerin bu dış kısmı olay ufkudur.

Burada doğal bir soru karşımıza çıkar: Yıldızın içine doğru çöken madde kütlesinin, ufku geçtikten sonraki kaderi nedir? Merkezin sınırına doğru yaklaştığı anda, belki de her şeyin merkezin etrafında girdap biçiminde döndüğü bir yerde, etkin bir biçimde dışarı doğru savrulmasına yol açacak arka arkaya meydana gelmesi olası bazı karmaşık aktivitelere izin verebilir mi? Şekil 2.24'te gösterildiği gibi, buna benzer bir çökmenin orijinal modeli 1939 yılında J. Robert Oppenheimer ve öğrencisi Hartland Snyder tarafından ileri sürüldü ve Einstein denkleminin kesin bir çözümü olarak sunuldu. Bununla birlikte, çözümlerini daha açık bir şekilde gösterebilmek için sadeleştirilmiş varsayımlara ihtiyaçları vardı. Bunların en önemlisi (ve sınırlayıcısı) asimetrik bir 'türbülansın' ortaya çıkmaması için, kesin bir *küresel simetrinin* varlığını varsaymasıydı. Ayrıca, kuramsal görelilik uzmanlarının 'toz' adını verdikleri (ayrıca *bkz.* Bölüm 2.1) yıldız maddesinin doğasının *basınçsız akışkan*'a yakın olduğunu varsaydılar. Bu koşullar altında Oppenheimer ve Snyder'ın buldukları şey, içe doğru çökmenin merkezdeki bir noktada madde yoğunluğunun *sonsuz* oluncaya dek sürmesi ve bu nedenle çökmeye eşlik eden eğriliğinde sonsuz olması gerektiğiydi. Çözümlerindeki bu temel nokta –Şekil 2.24'ün ortasında kıvrımlı dikey bir çizgi yardımıyla gösterilmiş olan– bu anlamda *uzayzaman tekilliği* olarak adlandırılır. Bu noktada Einstein'ın kuramı 'çöker' ve standart fizik de bize, daha başka bir çözüm sunamaz.

Buna benzer uzayzaman tekilliklerinin varlığı fizikçilere, sık sık evrenin Büyük Patlama kökenine tersten bakmamızı sağlayacak temel bir bulmaca sunmaktadır. Büyük Patlama zamanın başlangıcı olarak görünüyor olmasına rağmen, kara deliklerdeki tekillikler zamanın *sonunu* gösterirler; en azından belli bir zamanda kara deliğin içine düşen maddelerin kaderiyle ilgili olarak. Bu anlamda, kara delik tekilliği olarak gösterilen problemi, Büyük Patlamanın *zamanda ters çevrimi* olarak ele alabiliriz.

Şekil 2.24'teki kara delik çökmesi resminde görülen, olay ufkundan başlayıp geleceğe doğru gidebileceği kadar uzanan her nedensel eğri, merkezdeki tekillikte yok olur. Benzer şekil-

de, Bölüm 2.1'de söz edilen herhangi bir Friedmann modelinin öngördüğü gibi, her nedensel eğri (bütün modelde), gidebileceği kadar geriye doğru genişletilirse, Büyük Patlama tekilliğinde sonlanır (aslında buradan başlar). Gerçekte bu nedenden ötürü –kara deliklerin daha yerel olarak meydana gelmesi dışında– bu iki durum karşılıklı olarak birbirlerinin zamanda tersinmiş durumlarıdır. Ancak daha önce tartıştığımız gibi, İkinci Yasa bunun tamamıyla doğru olamayacağını söylemektedir. Bir kara delikle kıyaslandığında, Büyük Patlama olağanüstü düşük entropiye sahip olmalıdır. Durumlardan birisi ile zamanda ters çevrimi arasındaki farklılık tartışmamızda anahtar meseledir.

Bu farklılığın doğasına gelmeden önce (Bölüm 2.6'da), önemli bir ilk meseleyi çözmeliyiz. Burada modellere –bir tarafta Oppenheimer ve Snyder'ın modelleri, diğer yanda da Friedmann'ınki gibi büyük ölçüde simetrik modeller– güvenilip güvenilmeyeceğini ya da ne ölçüde *güvenmemiz* gerektiğini sorgulamalıyız. Burada Oppenheimer ve Snyder'ın kütleçekimsel çökme resmimin temelini teşkil eden iki önemli varsayımı not etmeliyiz. Bunlar *küresel simetri* ve çöken cismi oluşturan maddenin tamamen *basınçtan bağımsız* olmasıdır. Bu iki varsayım ayrıca Friedmann'ın kozmolojik modeline de uygulanabilir (küresel simetri *bütün* FLRW modellerine uygulanır). Dolayısıyla, Einstein'ın görelilik kuramına göre, idealleştirilmiş modellerin bu gibi uç durumlarda maddenin kaçınılmaz olarak çökmesine (ya da genişlemesine) yol açtığından şüphelenmekte haklı nedenlerimiz vardır.

Gerçekte bu iki varsayım da, 1964 sonbaharında kütleçekimsel çökme hakkında ciddi olarak düşünmeye başladığım zamanlarda ilgilendiğim konulardı. Bu konu, şu an 'kara delik' olarak adlandırdığımız nesnenin doğasını yaklaşık olarak anlamamızı sağlayan olağanüstü parlaklığa ve değişkenliğe sahip kaydadeğer bir nesnenin[235] Maarten Schmidt tarafından keşfi sonrasında, derin bir kavrayışa sahip Amerikalı fizikçi John A. Wheeler tarafından ifade edildiği anda, beni kendine çekmişti. O günlerde, Evgeny Mikhailovich Lifshitz ve Isaak

[235] Bu 3C273 kuasarıydı.

Markovich Khalatnikov isimli iki Rus fizikçi tarafından yapılmış bazı detaylı kuramsal çalışmalara göre, *genel* durumlarda herhangi bir simetri koşulu uygulanmadan genel bir kütleçekimsel çökmede uzay zaman tekilliklerinin ortaya *çıkamayacağı* görüşü hâkimdi. Rusların çalışmalarından az çok haberdardım, fakat benim kuşku duyduğum şey, bu konuda eksiksiz bir sonuca ulaştıracak matematiksel analizin kendisiyle ve türüyle ilgiliydi. Bu yüzden problemi daha çok geometrik olarak düşünmeye başladım. Böylece, bu kapsamda ışık ışınlarının yayılımının değişik global görünümlerini, uzayzaman eğriliği sayesinde nasıl odaklanıyor olabileceğini, kıvrılmaya başladıkları anda ve biri diğerinin üzerine doğru geçtiği anda ne tür tekil yüzeylerin ortaya çıkması gerektiğini anlamaya çalıştım.

Bölüm 2.2'nin başında belirtmiş olduğum gibi, ilk önceleri bu konuları evrenin kararlı-durum modeli bağlamında düşünmeye başlamıştım. Bu modele oldukça düşkündüm, fakat, uzayzamanın geometrik temeli ile başlıca fizik ilkelerinin büyüleyici bir birleşimi olan Einstein'ın genel göreliliğiyle ilgilendiğim kadar düşkün değildim; biri diğeriyle uyumlu herhangi bir olasılık olup olmadığı konusunu merak etmekteydim. Eğer saf bir pürüzsüzleştirilmiş kararlı-durum modeline sadık kalınırsa, *negatif enerji yoğunluğu* var olmaksızın bu uyumu başarmak çok zordur. Negatif enerji yoğunlukları Einstein'ın kuramında, normal maddenin pozitif enerji yoğunluğu etkisinin (*bkz.* Bölüm 2.6) içeriye doğru karşı koyulmaz eğilimine karşı koymak için, ışık ışınlarını birbirilerinden uzağa püskürtülebilir. Genel olarak, fiziksel sistemlerde negatif enerjinin varlığı, kontrol edilemez karasızlıklara yol açtığı için 'kötü haberdir.' Bu yüzden simetriden sapmaların buna benzer hoş olmayan sonuçlardan kaçınmaya yarayıp yaramayacağını merak ettim. Bununla birlikte, ışık-ışını yüzeylerinin topolojik davranışlarına yönelik global argümanlar oldukça etkilidir ve eğer uygun özen gösterilirse, yüksek simetri *varsayıldığında* bile benzer çeşit sonuçları türetmek için, sık sık daha genel durumlara da uygulanabilir. Elde ettiğim sonuç (bunları yayımlamasam da) simetriden makul ayrılmaların yardımcı olamayacağı ve bu yüzden kararlı-durum modelinin,

pürüzsüzleştirilmiş simetrik modellerde dikkate değer sapmalar yapılsa bile, negatif enerji varsayılmadan genel görelilikle uyumsuz olmaktan kaçamayacağıydı.

Ayrıca, uzak gelecekteki kütleçekimsel sistemleri ele aldığımızda ortaya çıkacak farklı olasılıkları araştırmak için buna benzer argümanları kullandım. Konformal uzayzaman geometrisi fikrini kapsayarak (yukarıda Bölüm 2.3'te belirtmiş olduğum ve 3. Bölümde önemli bir rol oynayacak olan) ve genel durumlarda ışık-ışını sistemlerinin[2.36] özelliklerine odaklanarak uyguladığım tekniğin sonucunda, bu konuların bana daha yakın olduğuna inanmaya başladım ve kütleçekimsel çökme sorunuyla ilgilenmeye geri döndüm. Buradaki ek zorluk çökmenin 'geri dönülemez bir noktayı' geçtiği durumu karakterize eden bazı kriterlere ihtiyaç duyulmasıydı. Bazen basınç kuvvetlerinin, maddeyi dışarı 'püskürtmek' için, çökmeyi tersine çevirecek yeterli büyüklüğe erişmesinden dolayı, bir cismin çöküşü engellenebilir. Geri dönülemez noktanın, kütleçekimin her şeyin üstesinden gelebileceği kadar güçlü olduğu anda, ufuk noktasında ortaya çıktığı görülür. Bununla birlikte ufkun varlığını ve konumunu matematiksel olarak tanımlamak çok zordur ve sonsuzluklar ortaya çıkar. Ancak, oldukça şanslı bir şekilde, yerel karaktere sahip olan[2.37] bir koşul sayesinde, kütleçekimsel çökmenin durdurulamaz bir şekilde gerçekten meydana geldiği bir uzayzamanın varlığı –'yakalanmış yüzey'– fikrini[2.38] buldum.

2.36 *Bkz.* R. Penrose'un ek kısmı (1965), 'Zero rest-mass fields including gravitation: asymptotic behaviour,' *Proc. Roy. Soc.* A284 159-203 Argüman kısmen tamamlanmamıştır.

2.37 Tutulmuş bir yüzeyin varlığı, şimdi 'yarı-yerel' olma koşulu olarak adlandırdığımıza örnektir. Bu durumda, gelecek-yönelimli boş normalleri, yüzeyde, geleceğe yakınsayan (2-küreli bir topoloji) kapalı uzaysal topolojik 2-boyutlu yüzeyin varlığını ileri sürüyoruz. *Herhangi bir* uzay-zamanda, normalleri bu özelliğe sahip olan uzaysal 2-boyutlu yüzeyin yerel parçaları olacaktır, bu yüzden koşul yerel değildir; bununla birlikte, bir tutulmuş yüzey, sadece buna benzer parçaların kapalı bir yüzey formu (sıkı topoloji) oluşturmalarıyla oluşur.

2.38 Bu tuhaf durumun temelini teşkil eden şey kitabımla bir şekilde (1989) ilişkilidir, *The Emperor's New Mind*, Oxford Üniversitesi Yayınları. (*Kralın Yeni Usu*, TÜBİTAK Yayınları)

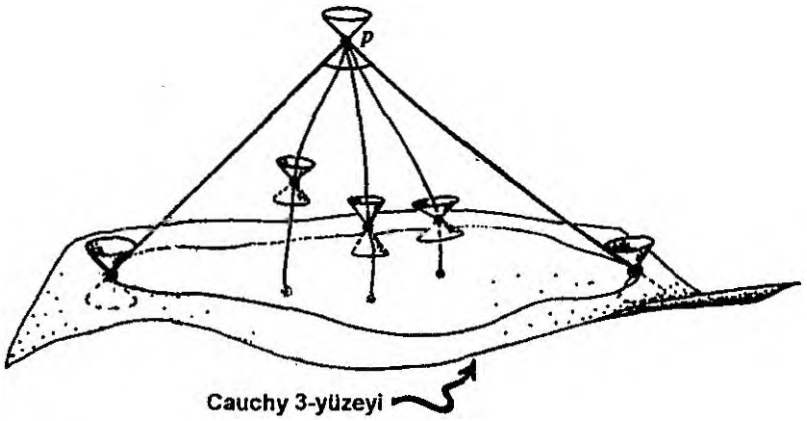
Daha önce geliştirdiğim 'ışık-ışını topolojisi' argümanımı kullanarak, bunun gibi bir kütleçekimsel çökmenin meydana geldiği durumda, uzayzaman için bir çift 'akla yatkın' koşul öne sürülmezse, tekilliklerden kaçınamayacağımızı betimleyen bir teorem ortaya koydum.[2.39] Bu koşullardan ilki ışık ışınlarının odaklanmasının negatif olamayacağıdır; fiziksel olarak anlamıysa, Einstein'ın denklemleri varsayıldığında (Λ kozmolojik sabitinin var olduğu ya da var olmadığı durumlarda), bir ışık ışını boyunca *enerji akısının* asla negatif olamayacağıdır. İkinci koşulsa, bütün sistemin, açık ('kompakt-olmayan') uzaysal bir Σ 3-boyutlu yüzeyinden evrimleşebilmesidir. Bu, fiziksel olarak evrimleşen yerel durumları (kozmolojik-olmayan) göz önüne aldığımızda çok standart bir durumdur. Geometrik olarak bütün ihtiyacımız, incelediğimiz uzayzamandaki Σ yüzeyinin geleceğine doğru herhangi bir nedensel eğrinin, geriye doğru (zamanda) gidebildiği yere kadar genişlettiğimizde Σ ile kesişmesidir (*bkz.* Şekil 2.25). İlgilendiğimiz diğer soru (yakalanmış bir yüzeyin varlığını varsaymamız dışında), bu bağlamda 'tekilliğin' gerçekte ne anlama geldiğidir. Temel olarak tekillik, yaptığımız önerilerle uygun olarak, uzayzamanın belirsiz bir geleceğe doğru düzgünce devam etmesi önündeki engeldir.[2.40]

Bu sonucun gücü, genelliğinde yatar. Sadece ne simetri varsayımına, ne de denklemlerin çözümünü kolaylaştıracak diğer basitleştirici koşullara ihtiyaç duyulmasından değil, aynı zamanda kütleçekim alanının maddesel kaynağının doğasını, herhangi bir ışık-ışını boyunca bu maddedeki enerji akışının negatif olamayacağı –'zayıf enerji şartı' olarak bilinen koşul– şeklindeki 'fiziksel anlamda akla yatkın' bir gereksinmeyle sınırlandırdığı için güçlü bir varsayımdır. Bu koşul

---

[2.39] R. Penrose (1965), 'Gravitational collapse and space-time singularities,' *Phys. Rev. Lett.* 14 57-9. R. Penrose (1968), 'Structure of space-time,' *Batelle Rencontres de* (ed. C.M. deWitt, J.A. Wheeler), Benjamin, New York.

[2.40] Tekil olmayan bir uzayzaman için gerekli olan şey bu bağlamda –ve 'tekilliğin' engellenmesi için oluşan– 'boş gelecek bütünlüğü' olareak adlandırılan durumdur. Bu gereklilik, her boş jeodeziğin 'affine parametresinin' büyük anlamsız değerine sahip olduğu geleceğe uzatılabildiğinde ortaya çıkar. *Bkz.* S.W. Hawking, R. Penrose (1996), *The Nature of Space and Time*, Princeton Üniversitesi Yayınları. [*Zamanın ve Uzayın Doğası*, Alfa Bilim]



Şekil 2.25 İlk andaki bir Σ 'Cauchy yüzeyi'; p'deki her nedensel eğriyi yok etme özelliğine sahip olan gelecekteki herhangi bir p noktası, geçmişe doğru yeterince genişletildiğinde, yüzeyle buluşmalıdır.

Oppenheimer ile Snyder ve ayrıca Friedmann tarafından önerilmiş olan basınçtan-bağımsız toz varsayımıyla da sağlanabilir. Fakat bundan çok daha genel bir koşuldur ve kuramsal görelilik uzmanlarınca önerilen fiziksel olarak gerçekçi her tip klasik maddeyi içeren varsayımları da kapsar.

Bununla beraber, bu koşulun sağlamlığının yanında, zayıf tarafının, bize çöken yıldızımızın karşılaştığı detaylı problemler hakkında neredeyse hiçbir şey söylememesi olduğunu da belirtmemiz gerekir. Tekilliğin geometrik formu hakkında hiçbir ipucu yoktur. Maddenin sonsuz yoğunluğa ulaşacağı ya da herhangi bir şekilde uzayzaman eğriliğinin sonsuz olacağı durumla ilgili de hiçbir şey söylemez. Daha da önemlisi, tekillik davranışının kendini göstermeye başladığı *yer* hakkında da bir şey söylemez.

Bu konuları açıklayabilmek için Rus fizikçilerin Lifshitz ve Khalatnikov'un detaylı analizlerine daha fazla ihtiyacımız olacak. 1964'lerin son aylarında bulmuş olduğum kuram, daha önce ortaya koymuş oldukları kuramla doğrudan çelişiyor gibi görünüyordu. Sonra anlaşıldı ki, gerçekten çelişki vardı ve birbirini izleyen aylar boyunca daha fazla çelişki ortaya çıktığında şaşkınlığım daha da artmıştı. Bununla birlikte, daha önceki çalışmalarındaki tüm hatalar, daha genç meslektaşları Vladimir A. Belinski tarafından saptandı ve düzeltildi. Önce-

leri Einstein denklemlerinin tekillik çözümleri çok özel durumlar olarak görünüyordu, fakat düzeltilmiş çalışmalar, elde ettiğim çalışmalarla uyum içinde olarak, tekilliğin genel bir durum olduğunu gösterdi. Şimdilerde *BKL-varsayımı* olarak adlandırdığımız Belinski-Khalatnikov-Lifshitz'in çalışması bir tekilliğe yaklaşıldığında ortaya çıkan olağanüstü karmaşık tipteki kaotik davranışlar için akla yatkın sonuçlar veriyordu. Buna benzer davranışları Amerikalı kuramsal görelilik uzmanı Charles W. Misner'da öngörmüştü –*mixmaster* evreni olarak adlandırılan durum– ve en genel durumlar için olası görünen bunun gibi olağanüstü ve kaotik bir 'mixmaster' davranışının varlığı bana oldukça makul görünüyordu.

Bu konu hakkında sonra daha fazla şey söyleyeceğim (Bölüm 2.6'da), fakat şimdilik, diğer bir konuya, yakalanmış bir yüzeyin var olduğu durumların, gerçekte hangi olası bir durumda ortaya çıkabileceğine bakalım. Bu öngörünün sebebi, 1931 yılında Subrahmanyan Chandrasekhar'ın *beyaz cüce* olarak bilinen, kütlesi güneşinkiyle karşılaştırılabilir olan fakat yarıçapı aşağı yukarı dünya kadar olan büyük-yoğunluklu minyatür yıldızların (bilinen ilk örneği parlak Sirius yıldızının gizemli kara yoldaşıdır) evrimlerinin geç aşamasında korkunç bir şekilde çökebileceğini gösterdiği çalışmasına dayanmaktadır. Beyaz cüceler *dejenere elektron basıncının* –elektronların birinin diğerinin üzerinde kalabalık bir şekilde bulunabilmesini engelleyen kuantum mekaniksel bir ilke– yardımıyla bir arada tutulur. Chandrasekhar, özel göreliliğin etkileri hesaba katıldığında, bu yolla kendi kütleçekimine karşı kendini ayakta tutacak bir kütle limitinin olduğunu gösterdi ve ilgisini 'Chandrasekhar limiti' olarak bilinen bu limitten *daha büyük* kütlelere sahip yıldızlarda meydana gelecek olan olaylara yöneltti. Bu limit yaklaşık 1,4 $M_\odot$ kütlesindedir. (Burada $M_\odot$ güneşin kütlesini göstermektedir.)

Güneşimize benzer sıradan bir 'ana kol'* yıldızın evriminin geç bir aşamasında, yıldızın dış katmanları şişerek, dejene-

* *Ana kol (Main Sequence) Yıldızları*: Yıldızın nasıl bir evrim geçireceğini belirleyen Hertzsprung-Russell diyagramında çoğu yıldızı üzerinde bulunduran eğridir. Eğri üzerindeki yıldızlara ana kol yıldızları denir –çn.

re elektron basıncına sahip bir çekirdekle, kocaman bir *kırmızı deve* dönüşür. Bu çekirdek aşama aşama gittikçe artan bir şekilde yıldızın maddesini biriktirmeye başlar ve şayet bu durumda biriken madde miktarı Chandrasekhar limitini aşmazsa, bütün yıldız bir beyaz cüceye evrilebilir ve daha sonra soğuyarak varoluşu bir kara cüce olacak şekilde son bulur. Bu gerçekten, güneşimiz için beklediğimiz bir kaderdir. Fakat daha büyük yıldızlar için, beyaz-cücenin çekirdeği Chandrasekhar limiti aşıldığında, *çökebilir* ve yıldızın içine düşen madde çok şiddetli bir *süpernova* patlamasına yol açar. (Büyük bir olasılıkla, birkaç gün için, galaksinin geri kalanından daha fazla parlaklığa sahip olur.) Bu süreç boyunca yeterince madde aktarılırsa, ortaya çıkan çekirdek çok büyük yoğunluğa ulaşana kadar madde biriktirebilir (1,5 $M_\odot$ güneş kütlesini yaklaşık 10 km'lik bir alana sıkıştırdığımızı farz edin) ve *nötronun dejenere basıncıyla* sağlanan bir *nötron yıldızı* oluşturabilir.

Nötron yıldızları bazen *pulsarlar* olarak da ortaya çıkar (*bkz.* Bölüm 2.1 ve Bölüm 2.6'daki notlar) ve şu an galaksimizde çok sayıda pulsar gözlenmektedir. Fakat böyle bir yıldızın da bir kütle limiti vardır ve bu yaklaşık 1,5 $M_\odot$ civarındadır (bazen *Landau limiti* olarak da bilinir). Eğer yıldız yeterince büyük bir kütleye sahipse (diyelim ki 10 $M_\odot$'den büyük), daha sonra yeterli miktarda madde patlamayla püskürtülemez ve çekirdek bir nötron yıldızına dönüşemez. Bundan sonra çökmeyi hiçbir şey durduramaz ve büyük bir olasılıkla yakalanmış yüzeyin ortaya çıktığı bir aşamaya ulaşır.

Elbette, bu kesin bir sonuç değildir ve yakalanmış yüzeyin oluşmasından önce maddenin ulaştığı bunun gibi olağanüstü yoğunluktaki durumların fiziği hakkında yeterince şey bilmediğimiz söylenebilir (yarıçapı nötron yıldızınınkinin yaklaşık olarak 3'te biri olmasına rağmen). Bununla beraber kara deliğin ortaya çıktığı durum, şayet galaksi merkezinin yakınlarındaki çok sayıda yıldız topluluğunun büyük ölçekteki madde yoğunluğunu hesaba katarsak, oldukça açıktır. Bu basit olarak, şeylerin nasıl ölçeklendirildiğiyle ilgili bir konudur. Çok daha büyük sistemler için, yakalanmış yüzeyler çok daha küçük yoğunluklarda ortaya çıkar. Yeterince büyük bir alan var-

sa, örneğin bir milyon beyaz cüceyi içeren bir bölgede, hiçbirinin birbiriyle temas etmesine gerek kalmadan, 10^6 km'lik yarıçaptaki bir bölgeyi doldururlar ve bu durum, onların etrafında dolanan bir yakalanmış yüzeyin ortaya çıkması için yeterince küçüktür. Yüksek yoğunluklardaki 'bilinmeyen fizik' konusu, gerçekte kara delik oluşumuyla ilgili olan bir konu değildir.

Şu ana kadar söz etmediğim çok daha ileri bir kuramsal konu var. Üstü kapalı olarak, yakalanmış bir yüzeyin varlığının kara delik oluşturacağını belirttim. Bununla birlikte, bu sonuç, büyük ölçüde doğru olduğu düşünülen fakat kanıtlanması gereken 'kozmik sansür' varsayımına dayanmaktadır.[241] BKL varsayımıyla birlikte bu sorun, klasik genel göreliliğin büyük bir olasılıkla çözümlenmemiş en büyük meselesidir. Kozmik sansürün iddia ettiği şey, *çıplak* uzayzaman tekilliğinin genel bir kütleçekimsel çökmede oluşmayacağıdır. Burada 'çıplakla' kastedilen, tekillikte meydana gelen nedensel eğrilerin, dış bir gözlemciye ulaşmak üzere kaçabilmesidir (dolayısıyla tekillik, dış gözlemciden bir olay ufkuyla perdelenmez). Bölüm 2.6'da kozmik sansür meselesine geri döneceğim.

Her durumda, günümüzdeki *gözlemsel* kanıtlar, kara deliklerin varlıklarını büyük ölçüde desteklemektedir. Bazı çift yıldız sistemlerinin birkaç güneş kütlesine sahip kara delik içerdiğine yönelik kanıtlar, sistemin görünmeyen bileşeninin dinamik hareketi, standart kurama göre herhangi bir yoğun nesnenin sahip olacağından çok daha büyük olduğunun gözlenmesiyle 'negatif' bir karaktere sahipse de, oldukça etkileyicidir. En etkileyici gözlem, Samanyolu galaksisinin merkezinde çok hızlı yörüngesel harekete sahip olduğu gözlenen yıldızların, görünmeyen fakat oldukça büyük bir kütleye sahip bir kompakt nesne* etrafında döndüklerinin anlaşılmasıdır. Bu hareketlerin hızını belirleyecek olan nesnenin kütlesi yaklaşık 4.000.000 Mo'dir! Kara delik dışında başka bir şeyin böyle bir kütleye sahip olmasını hayal etmek oldukça güç. Bu tür bir

[241] R. Penrose (1994), *Black holes and relativistic stars*, *'The question of cosmic censorship'* (ed. R.M. Wald), Chicago Üniversitesi Yayınları.

* Kompakt nesne: Astrofizikte çok büyük yoğunluklara sahip nesneleri, beyazcüce, nötron yıldızı ve kara delikleri, anlatmak için kullanılır –çn.

'negatif' karaktere ek olarak, gözlenen bu yapının bileşenleri ayrıca bu materyal etrafında sürüklenmektedir fakat, bu materyalin, nesnenin 'yüzeyini' ısıttığına dair herhangi bir kanıt yoktur. Tartılabilir bir yüzeyin eksikliği kara delik için doğrudan bir kanıttır.[242]

[242] R. Narayan, J.S. Heyl (2002), 'On the lack of type I X-ray bursts in black hole X-ray binaries: evidence for the event horizon?,' *Astrophysical J* 574 139-42.

2.5 Konformal Diyagramlar ve Konformal Sınırlar

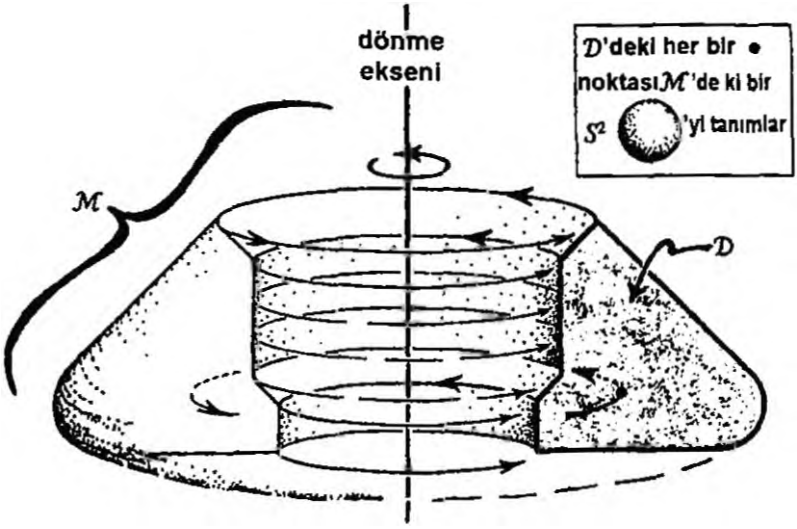
Uzayzaman modellerini, özellikle Oppenheimer-Snyder ve Friedmann uzayzamanlarında olduğu gibi küresel simetriye sahip modelleri kendi bütünlüğü içinde göstermenin uygun bir yolu vardır. Bu *konformal diyagramlar* kullanılarak yapılır. Burada konformal diyagramları, *katı* ve *şematik* konformal diyagramlar olmak üzere ikiye ayıracağım.[243] Her birinin bazı faydalarını daha sonra göreceğiz.

Kesin bir küresel simetriye sahip uzayzamanı (burada $\mathcal{M}$ harfiyle gösterilecektir) göstermek için kullanılan katı konformal diyagramlarla işe başlayalım. Diyagram, düzlemin $\mathcal{D}$ bölgesini göstersin ve $\mathcal{D}$'nin içindeki her bir nokta, tüm küredeki $\mathcal{M}$ noktalarının büyüklüğünü (S^2'nin büyüklüğünü) temsil etsin. Resimde neler olup bittiğini anlamak için, bir uzaysal boyutu kaybedelim ve $\mathcal{D}$ bölgesinin sol taraftaki dikey çizgi etrafında döndüğünü hayal edelim (*bkz.* Şekil 2.26). Bu çizgi

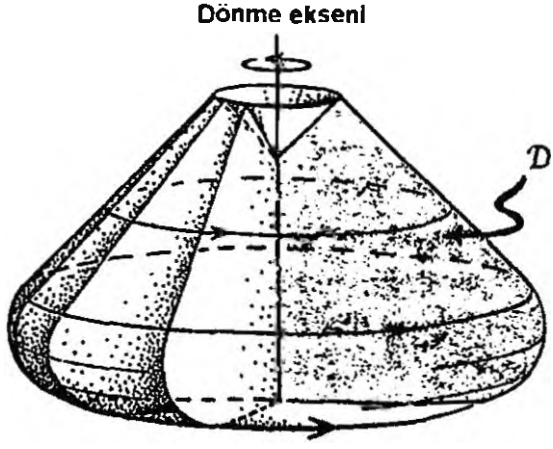
---

[243] Bir *katı* konformal diyagram fikri ilk olarak Brandon Carter (1966) tarafından formalize edilmiştir, *şematik* konformal diyagramların daha yumuşak tanımlarını 1962 yılı civarında sistematik olarak ben kullandım (*Bkz.* Penrose 1962, 1964, 1965). B. Carter (1966), 'Complete analytic extension of the symmetry axis of Kerr's solution of Einstein's equations,' *Phys.Rev.* 141 1242-7. R.Penrose (1962), 'The light cone at infinity,' *Proceedings of the 1962 conference on relativistic theories of gravitation, Warsaw,* Polonya Bilimler Akademisi. R. Penrose (1964), *Relativity, groups and topology,* 'Conformal approach to infinity.' *The 1963 Les Houches Lectures* (ed. B.S. DeWitt, C.M. DeWitt), Gordon and Breach, New York. R. Penrose (1965), 'Gravitational collapse and space-time singularities,' *Phys.Rev.Lett.* 14 57-9.

dönmenin *ekseni* olacaktır. $\mathcal{D}$'deki her bir nokta bir *çember* (S^1) çizecektir. Görsel imgemiz için bu yeterince iyi sayılır. Fakat $\mathcal{M}$ uzayzamanımızın 4-boyutlu resmi için, $\mathcal{D}$'nin içindeki her bir noktanın $\mathcal{M}$'de bir *küre* (S^2) çizebilmesi için, 2-*boyutlu* bir dönmeye ihtiyacımız vardır.



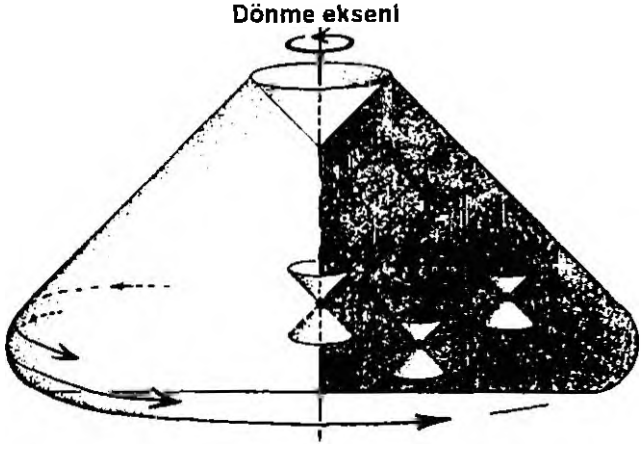
Şekil 2.26 $\mathcal{D}$ katı konformal diyagramı, kesin bir küresel simetrili (Burada $\mathcal{M}$ harfiyle gösterilmiştir) uzayzamanı göstermek için kullanılmıştır. 2-boyutlu $\mathcal{D}$ bölgesi $\mathcal{M}$ 4-uzayını oluşturmak için (2-boyutlu bir S^2 küresinin yardımıyla) döner.



Şekil 2.27 $\mathcal{D}$'nin sınırları üzerindeki kesikli çizgiler, S^2'den farklı olarak, her bir noktası tek bir uzay-zaman noktasını gösteren, bir simetri eksenidir.

Sık sık, katı konformal diyagramlarımızda, bir bölümü $\mathcal{D}$ bölgesine *sınır* olan bir dönme eksenine sahip olduğumuzu görürüz. Dolayısıyla 4-boyutlu uzayzamanda, bütün kesikli çizgilerin $\mathcal{M}$'de tek bir çizgiyi göstermesi için, bu eksen –diyagramda *kesikli* çizgilerle gösterilmiş çizgi– üzerindeki sınır noktalarının her biri tek bir *noktayı* (S^2 yerine) temsil eder. Şekil 2.27 bize, nasıl bütün $\mathcal{M}$ uzayzamanının, kesikli-çizgi etrafında dönen $\mathcal{D}$'ye eş 2-boyutlu uzaylardan oluşan bir aile olduğunu gösterir.

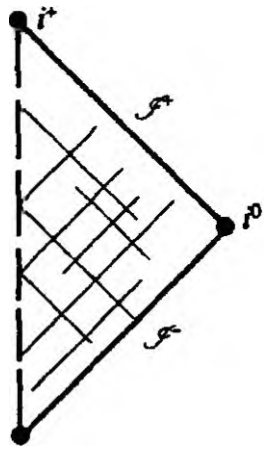
Bu tartışmada $\mathcal{M}$'yi bir *konformal* uzayzaman olarak düşüneceğiz ve $\mathcal{M}$'in bütün **g** metriğini veren özel ölçeklendirme üzerinde pek fazla durmayacağız. Bu yüzden, Bölüm 2.3'ün son cümlesiyle uyumlu olarak $\mathcal{M}$, zaman-yönelimli boş konilerin bütün bir ailesini kapsayacaktır. Buna göre, $\mathcal{M}$'nin 2-boyutlu bir alt-uzayı olan $\mathcal{D}$, $\mathcal{M}$'den 2-boyutlu konformal uzayzaman yapısını miras alır ve kendi 'zaman-yönelimli boş konileri' vardır. Bunlar basit olarak, geleceğe doğru yönelmiş olduğu varsayılan $\mathcal{D}$'nin her bir noktasındaki farklı bir çift 'boş' yönlerden oluşur ($\mathcal{D}$'nin kopyalarını tanımlayan düzlemlerle $\mathcal{M}$'nin boş gelecek konilerinin kesişimleridir. *Bkz.* Şekil 2.28).



Şekil 2.28 Dikeyle 45° yapan $\mathcal{D}$'nin içindeki 'boş koniler,' $\mathcal{M}$'nin içindeki gömülü $\mathcal{D}$ ile bunların kesişimidir.

Katı bir konformal diyagramda, $\mathcal{D}$'nin içindeki bütün gelecek boş yönleri yukarıya doğru dikeyle 45° açı yapacak şekilde düzenlemeye çabalarız. Şekil 2.29'da bütün Minkowski

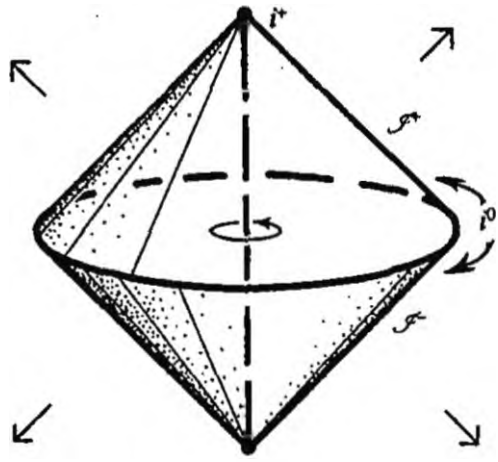
M uzayzamanı için, radyal boş doğruların 45° açı yaptığı bir konformal diyagram gösterilmektedir. Şekil 2.30'daysa nasıl eşleşebileceklerini göstermeye çalıştım. Şekil 2.29 konformal diyagramların önemli bir özelliğini gösterir: Bütün sonsuz M uzayzamanının diyagram tarafından kapsanmasına rağmen, resim *sonlu* bir üçgenin (dik-açılı) resmidir. Konformal diyagramların karakteristik bir özelliği, uzayzamanın sonlu bir resimde 'sıkıştırılarak' sonsuz bölgelerini kapsayacak şekilde gösterilmesine olanak sunmasıdır. Sonsuzluğun kendisi ayrıca diyagramda gösterilebilir. İki kalın eğik sınır çizgileri, $\mathcal{I}^-$ geçmiş sonsuz boş ve $\mathcal{I}^+$ gelecek sonsuz boş durumları ifade eder; öyle ki, M'deki her bir boş jeodezik çizgisi (boş düz çizgi), $\mathcal{I}^-$ üzerinde geçmiş bir son-noktası ve $\mathcal{I}^+$ üzerinde gelecek bir son-noktası barındırır. ($\mathcal{I}$ harfi genelde 'scri' olarak okunur; anlamı 'elyazısı I'dır).[244]



Şekil 2.29 M Minkowski uzayındaki katı konformal bir diyagram.

Ayrıca sınırlardaki üç nokta, i^-, i^0 ve i^+ sırasıyla geçmiş zamansal, uzaysal ve gelecek zamansal sonsuzluğu gösterir, M

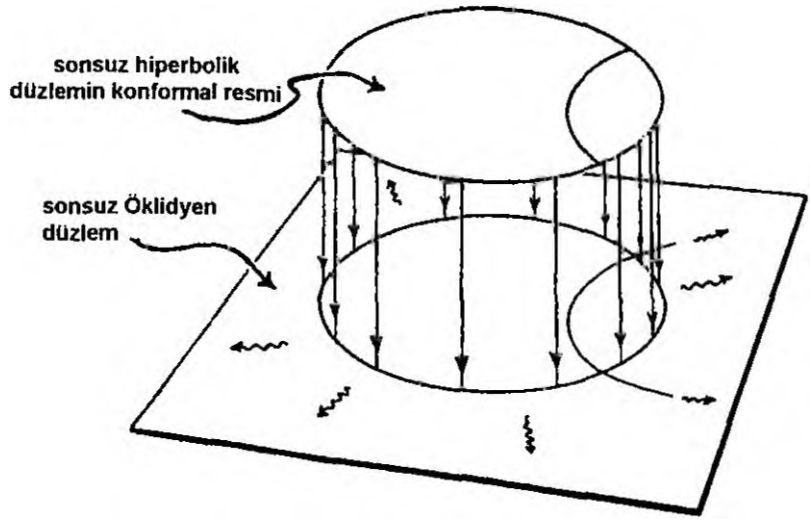
[244] Tesadüfi bir şekilde, Lehçede 'skraj' [eşiğinde olmak] kelimesi sınır anlamına gelen 'scri' kelimesi ile benzer telaffuza sahiptir (her ne kadar genelde bir orman anlamında kullanılsa da).



Şekil 2.30 M'nin normal resminde ne olduğunu anlamak için, eğik (konik) sınırların sonsuzluğun dışına doğru itildiğini hayal edin.

üzerindeki her zamansal jeodezik, i geçmiş son-noktası ile i^+ gelecek son-noktasına sahiptir ve her uzaysal jeodezik i^0'dan geçen bir ilmekle kapanır. (İlerde i^0 noktasının neden sadece tek bir nokta olması gerektiğini göreceğiz.)

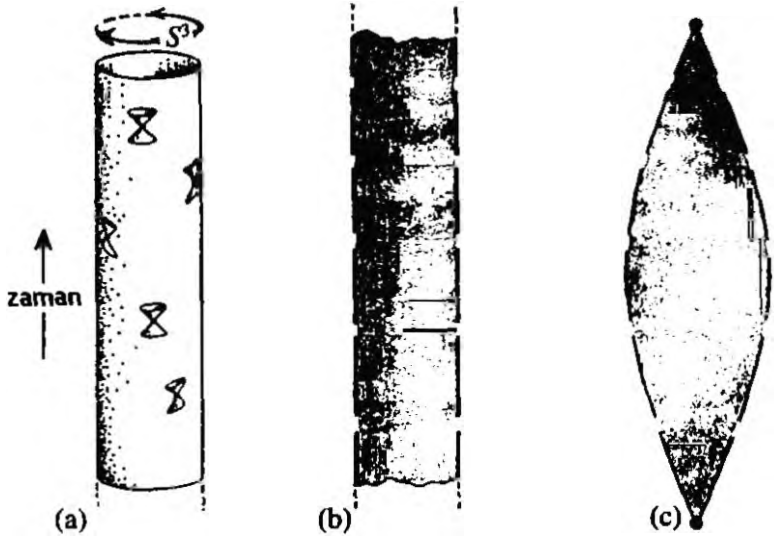
Burada, Escher'in bütün hiperbolik düzlemin konformal bir resmini çizdiği şekil 2.3(c)'yi hatırlamak bize yardımcı olabilir. Konformal olarak sonlu bir şekilde *sonsuzluğu* gösteren dairesel sınırlar, $\mathbb{M}$ için sonsuzluğu gösteren $\mathcal{I}^+$, $\mathcal{I}^-$, i, i^0 ve i^+ ile benzerdir. Gerçekte, hiperbolik düzlemi konformal sınırlarının ötesine Şekil 2.31'de gösterildiği şekliyle Öklitçi düzleme, düzgün bir konformal manifold olarak *genişletebildiğimiz* gibi, düzgün bir şekilde $\mathbb{M}$ sınırlarını daha büyük konformal manifoldlara genişletebiliriz. Aslında $\mathbb{M}$, konformal olarak, ε *Einstein Evreni* (ya da 'Einstein silindiri') diye bilinen uzayzaman modelinin bir parçasına özdeştir. Bu kozmolojik modelin uzaysal kısmı bir 3-küredir (S^3) ve tamamen statiktir. Şekil 2.32(a) bu modelin sezgisel bir resmini gösterir (Einstein'ın 1917 yılında Λ kozmolojik sabitini kullandığı model. *Bkz.* Bölüm 2.1) ve Şekil 2.32(b)'deyse katı bir konformal diyagramı yer alır. Bu diyagramda, iki dikey kesikli çizgiyle resmedilen iki ayrı 'dönme ekseni' vardır. Bu tamamen uygun bir gösterimdir, çünkü, sadece S^2'nin çapıyla ilgileniyoruz ve kesikli çizgileri sıfıra yaklaşacak şekilde küçülterek diyagramın içindeki her bir noktayı gösteriyoruz. Bu ayrıca $\mathbb{M}$'in uzaysal son-



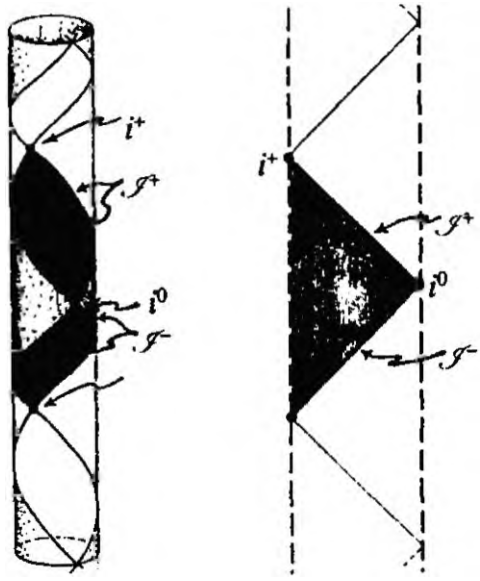
Şekil 2.31 Hiperbolik düzlemi düz bir konformal manifold gibi genişleterek, konformal sınırlarının ötesini Öklitçi düzlem içine girecek şekilde resmedebiliriz.

suzluğunun konformal olarak tek bir i^0 noktası olduğunu, çünkü S^2'nin yarıçapının sıfıra gittiğini göstermektedir. Bu süreçte, $\mathcal{E}$ uzayzamanının uzaysal S^3 tesir kesiti ortaya çıkar. Şekil 2.33(a) $\mathbb{M}$ uzayzamanının $\mathcal{E}$'nin konformal bir alt bölgesinden nasıl meydana geldiğini ve gerçekte göz önüne aldığımız bütün $\mathcal{E}$ manifoldunun, her bir $\mathcal{I}^+$ *ve* $\mathcal{I}^-$'lerin birbirlerine eklenmesiyle $\mathbb{M}$ uzaylarının bir diğeri ile art arda sonsuz kez yinelenmesi sonucu konformal olarak nasıl oluştuğunu göstermektedir. Şekil 2.33(b) yaptığımız işlemlerin katı konformal diyagramlar cinsinden nasıl ifade edildiğini göstermektedir. Burada yaptığımız işlemler, 3. Kısımda önerilen modeli anlatırken işimize yarayacak.

Şimdi de Bölüm 2.1'de tanıtılan Friedmann kozmolojisini göz önüne alalım. Kozmolojik sabit $\Lambda=0$ için, farklı $K>0$, $K=0$, $K<0$ durumları sırasıyla Şekil 2.34(a), (b), (c)'de açıkça gösterilmiştir. Tekillikler burada kıvrımlı çizgilerle belirtilmiştir. Burada sınırın üzerindeki '$\circ$' beyaz noktası tam bir S^2 küresini, '$\bullet$' siyah benekse (hala $\mathbb{M}$ durumundayız) tek bir noktayı temsil etmektedir. Beyaz benekler gerçekte, Escher'in 2-boyutlu

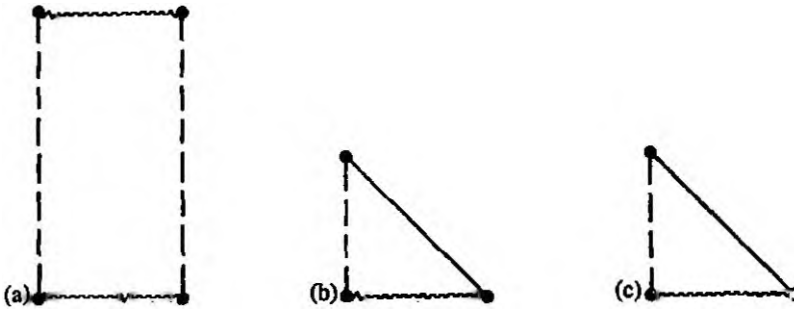


Şekil 2.32 (a) Einstein ε evreninin ('Einstein silindiri') sezgisel resmi; (b), (c) aynı şeyin katı konformal diyagramdaki şekli.



Şekil 2.33 i^0'ın neden tek bir nokta olduğunu gösterir. (a) M, ε'nun konformal bir alt bölgesi olarak ortaya çıkar. Bütün ε manifoldunu, M uzayının konformal olarak ardışık sonsuz ötelemesi sonucunda oluştuğunu göz önünde bulundurabiliriz; (b) bunun katı konformal diyagramlar cinsinden nasıl ifade edildiğini gösterir.

durumu konformal olarak göstermek için kullandığı hiperbolik uzayın sınır kürelerini temsil eder. İlgili durumlar pozititif kozmolojik sabit için resmedilmiştir. ($\Lambda>0$ için, $K>0$ durumunda uzaysal eğriliğin Λ'nın üstesinden gelecek kadar yeterince büyük olmadığını ve bunun yeniden bir çökme oluşturacağını varsaydık.) Bu durumlar Şekil 2.35(a), (b), (c)'de gösterilmiştir. Belki de bu diyagramların önemli bir özelliğine burada değinmeliyiz. Bu modellerin hepsinde, sınırdaki siyah kalın çizgileri her zaman 45°'den daha yatay gösterdiğimiz $\mathcal{I}^+$ sonsuz geleceği *uzaysaldır;* tersine sonsuz gelecek sınırın 45°'de olduğu $\Lambda=0$ durumunda (Şekil 2.34(b), (c) ve Şekil 2.29'da bu durumlar gösterilmiştir), $\mathcal{I}^+$ *boş* bir hiperyüzeydir.* Bu durum $\mathcal{I}^+$'ın geometrik doğası ile Λ kozmolojik sabitinin değeri arasındaki ilişkinin genel görünümünü göstermektedir ve 3. Kısımda bizim için önemli bir anahtar role sahip olacaktır.

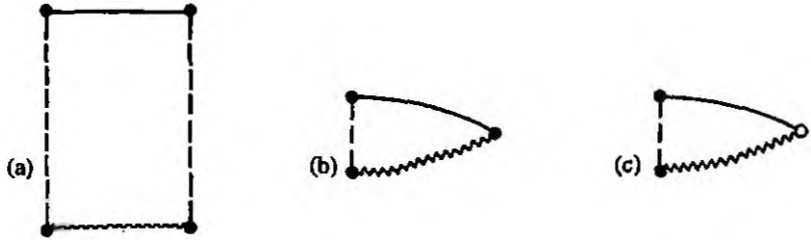


Şekil 2.34 Friedmann kozmolojisinin, $\Lambda=0$ olmak üzere $K>0$, $K<0$, $K=0$, üç farklı katı konformal diyagramı.

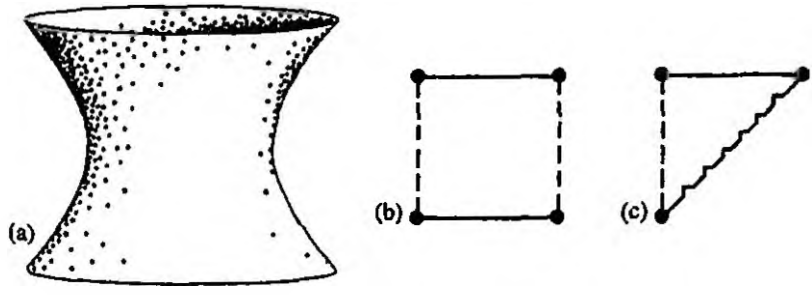
Bütün $\Lambda>0$'lı Friedmann modelleri uzak geçmişlerinde ($\mathcal{I}^+$'ye yakın), maddenin olmadığı ve büyük ölçüde simetrik bir evren modeli olan (4-boyutlu bir kürenin Minkowskici benzeri olan), $\mathbb{D}$ *de Sitter* uzayzamanı ile hemen hemen aynı davranışa sahip olurlar. Şekil 2.36(a)'da sadece bir uzay boyutu ile $\mathbb{D}$'nin 2-boyutlu bir versiyonunu çizdim (bütün 4-boyutlu $\mathbb{D}$ de Sitter uzayı 5-boyutlu Minkovski uzayında bir hiperyüzeydir) ve Şekil

* Hiperyüzey: Geometride bir hiperyüzey, n-boyutlu bir M manifoldunun, n-1 boyutlu M'nin herhangi bir alt-manifoldu olarak düşünülür –çn.

2.36(b)'de bunu gösteren katı bir konformal diyagramı resmettim. Bölüm 2.2'de değindiğimiz *kararlı-durum* modeli, Şekil 2.36(c)'de gösterildiği gibi $\mathbb{D}$'nin sadece yarısı kadardır. $\mathbb{D}$'nin bu şekilde kısaltılması gerektiğinden dolayı (çentikli sınır), kararlı-durum modeli geçmiş yönlerde aslında 'tamamlanmamış' olarak adlandırılır. Zaman ölçümlerinin bazı sonlu değerlerinden daha önceki değerlerine genişletilemediği –kütleli parçacıkların serbest hareketini gösteren– sıradan zamansal jeodezikler vardır. Bu durum, bazı parçacıkların ya da uzay gezginlerinin[245] gelecek yönlerine uygulandığında modelde rahatsız edici bir kusur olarak ortaya çıkar, fakat burada basitçe bunun gibi parçacık hareketlerinin asla var olmadığını farz ediyoruz.



Şekil 2.35 $\Lambda>0$'lı Friedmann modeli için katı konformal diyagramlar (a) $K>0$; (b) $K=0$; (c) $K<0$.



Şekil 2.36 (a) Minkowski 3-uzayında (2 uzaysal boyut bastırılmıştır) De-Sitter uzay-zamanı gösterilmiştir. (b) De-Sitter uzay-zamanının katı konformal diyagramı gösterilmiştir. (c) yarısı kesilerek kararlı-durum modeli için katı bir konformal diyagram elde edilmiştir.

[245] Zaman tersinmeli bir kararlı durum modelinde, buna benzer bir yörünge izleyen ve serbest hareket yapan bir astronot, ışık hızına ulaşıncaya dek gittikçe artan hızlarda geçen çevredeki maddenin, sonlu bir zaman diliminde sonsuz momentum çarpışmalarıyla içe doğru yaptığı hareketi hissedecektir.

Meselenin fiziğinin üstesinden nasıl bir bakış açısıyla gelinirse gelinsin, bu tür bir eksikliği kendi katı konformal diyagramımda hafif çentikli çizgi kullanarak gösterdim. Bu diyagramlardaki diğer bir çizgi tipiyse, kara deliğin olay ufkunu gösteren noktalı çizgilerdir. Şekil 2.37'de açıklamaları verilen bunun gibi beş çeşit çizgiyi (simetri ekseni için kesikli, sonsuzluk için kalın, bir tekillik için kıvrımlı, tamamlanmamışlık için hafifçe çentikli ve kara deliğin olay ufku için noktalı) ve iki tür beneği (siyah 4-boyutlu bir uzayda tek bir noktayı ve beyaz S^2'nin bir krokisini göstermek üzere) katı konformal diyagramlarda kullandım. Oppenheimer-Snyder için katı bir konformal diyagram, Şekil 2.38(a)'da gösterildiği gibi bir kara deliğe çöker. Bu durum, Şekil 2.38(b),(c) ve ayrıca Şekil 2.39'da yer alan katı konformal diyagramlarda gösterildiği gibi, çöken bir Friedmann modeli ile orijinal Schwarzschild çözümünün Eddington-Finkelstein uzantısının bir kısmının, 'birbirine eklemlenmesinden' kaynaklanır. Schwarzschild, Einstein denklemlerinin kendi çözümünü, Einstein'ın genel görelilik denklemlerini yayımlamasından çok kısa bir süre sonra, 1916 yılında buldu. Bu çözüm, durgun küresel simetriye sahip bir cismin (örneğin bir yıldızın) dış kütleçekim alanını tanımlıyordu ve statik bir uzayzaman olarak, *Schwarzschild yarıçapının* içine doğru genişletilebilirdi:

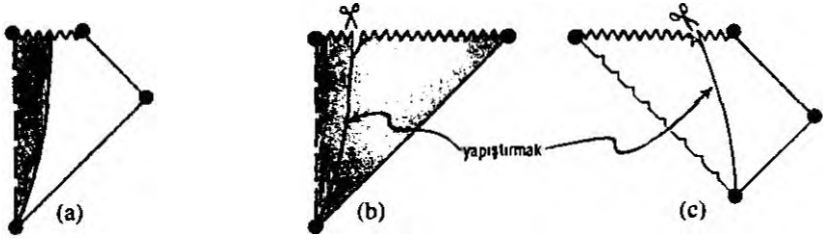
$$\frac{2MG}{c^2}$$

Bu denklemde M cismin kütlesini, G ise Newton'ın kütleçekim sabitini gösterir. Dünya için bu yarıçap 9 mm, güneş içinse yaklaşık 3 km'dir; fakat bu durumda yarıçap cismin içinde olmalıdır ve Schwarzschild metriği sadece dış alanları içine aldığı için, kuramsal uzaklıkların uzayzamanıyla dolaysız bir ilgisinin olmaması gerekir. (*Bkz.* Şekil 2.39(a)'da gösterilen katı konformal diyagram.)

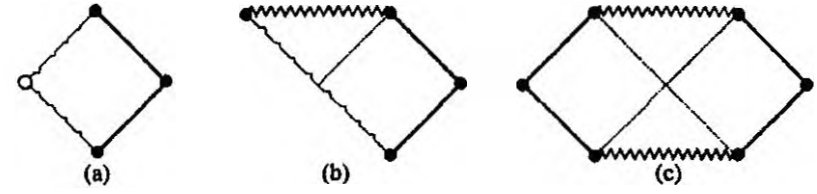
Bununla birlikte, bir kara delik için, Schwarzschild yarıçapı ufuktadır. Bu yarıçapta, metriğin Schwarzschild formu tekilliğe gider ve Schwarzschild yarıçapı başlangıçta, uzayzamanda gerçek bir tekillik olarak düşünülür. Ancak ilk olarak Georges Lemaître tarafından 1927 yılında belirtildiği gibi, uzayzamanın durağan olma durumunu terk ettiğimiz takdirde,



Şekil 2.37 Katı konformal diyagramlar için anahtarlar.



Şekil 2.38 Bir kara deliğe çöken Oppenheimer-Snyder modeli (a) katı konformal diyagram birlikte yapıştırılmalarından oluşmuştur: (b) Friedmann modelinin zaman-tersinirliğinin sol kısmı (Şekil 2.34(b)) ve (c) Eddington-Finkelstein modelinin sağ kısmı (Şekil 2.39(b)). (Bunlar gibi yerel modellerde Λ ihmal edilir ve bu yüzden $\mathcal{I}$ boş olarak davranır.)



Şekil 2.39 Küresel simetrik bir vakumun (Λ=0) katı konformal diyagramı; (a) Dıştaki Schwarzschild yarıçapı için, orijinal Schwarzschild çözümü; (b) Eddington-Finkelstein çöken metriğin genişletilmesi; (c) Kruskal/Synge/Szekeres/Fronsdal formunun tam genişletilmesi

onu tamamen düzgün bir şekilde uzatmak olanaklıdır. Bu genişletmenin daha basit bir ifadesiyse, Arthur Eddington tarafından 1930 yılında bulunmuştur (bunu yaparak neyi başarmış olduğunu belirtmeyi ihmal etmiş olmasına rağmen). Bu ifade daha sonra yeniden keşfedilecek ve çıkarımları David Finkelstein tarafından, 1958 yılında açıkça ortaya konacaktır (Şekil 2.39 (b)'de bunun konformal katı bir diyagramını görebilirsiniz). 'Schwarzschild çözümünün maksimum genişletilmesiyle' neyin belirtildiği, Şekil 2.39 (c)'deki katı konformal diyagramda gösterilmektedir (sık sık Kruskal-Szekeres genişletilmesi olarak adlandırılsa da, daha karmaşık eşdeğer bir ifade çok daha önce J.L. Synge[246] tarafından verilmiştir).

Bölüm 3.4'te kara deliklerin, şu an çok küçük bir etkisi olmasına rağmen bizim için daha sonra olağanüstü kritik bir öneme sahip olacak, diğer bir özelliğine geleceğiz. Einstein'ın klasik genel görelilik kuramına göre bir kara deliğin tamamen siyah olmasının gerekmesine rağmen, Stephan Hawking'in 1974 yılındaki analizi göstermiştir ki, eğri uzayzaman ardalanına kuantum alan kuramının etkilerini dahil ettiğimiz takdirde, deliğin kütlesiyle ters orantılı olacak şekilde, bir kara deliğin çok küçük bir T sıcaklığına sahip olur.[247] Örneğin 10 $M_\odot$ kütlesindeki bir kara delik için, bu sıcaklık olağanüstü düşüktür, yaklaşık 6×10^{-9} K civarındadır. Bu düşük sıcaklık, 2006 yılından önce MIT labratuarlarında şu ana kadar üretilmiş en düşük sıcaklık olarak kaydedilen $\sim10^{-9}$ K sıcaklığıyla karşılaştırılabilir. Bu yaklaşık olarak bugün kara deliğin etrafındaki sıcaklık kadardır. Daha büyük kütleli kara delikler daha soğuktur ve galaksimizin merkezindeki ~4.000.000 $M_\odot$ kütleli kara deliğin sıcaklığı yaklaşık olarak $1{,}5\times10^{-14}$ K kadardır. Şu anki CMB verileriyle elde edilmiş olan evrenimizin sıcaklığıysa ~2,7 K olup, kara deliğin sıcaklığından oldukça yüksektir.

---

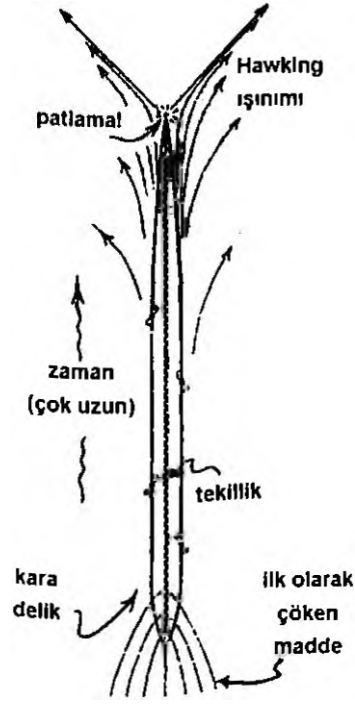
[246] J.L. Synge (1950), *Proc. Roy. Irish Acad.* 53A 83. M.D. Kruskal (1960), 'Maximal extension of Schwarzschild metric,' *Phys. Rev.* 119 1743-5. G. Szekeres (1960), 'On the singularities of a Riemannian manifold,' *Publ. Mat. Debrecen* 7 285-311. C. Fronsdal, (1959), 'Completion and embedding of the Schwarzschild solution,' *Phys. Rev.* 116 778-81.

[247] S.W. Hawking (1974), 'Black hole explosions?,' *Nature* 248, 30.

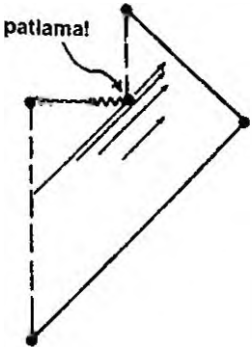
Şayet *çok çok* uzun bir zamanı göz önüne alırsak ve evrenimizin üssel genişlemesinin sonsuza kadar devam edeceğini varsayarsak, CMB'den elde edilen sıcaklığın büyük oranda düşeceğini görürüz ve muhtemelen evrenin sıcaklığının, oluşmuş en büyük kara deliğin sıcaklığından bile düşük olmasını bekleriz. Bundan sonra, kara delik etrafındaki uzaya enerjisini salmaya başlayacaktır ve enerji saldıkça ayrıca kütlede kaybedecektir (Einstein'ın ünlü $E = mc^2$ denklemi uyarınca). Kütle kaybettikçe kademeli olarak giderek ısınacak ve daha sonra inanılmaz bir zaman aralığında (bugün en büyük kara delik için bu zaman aralığı –'on üzeri yüz' mertebesinde– yaklaşık $\sim 10^{100}$ yıl civarındadır) 'puf' diye ortadan kaybolacaktır; bu son durumdaki patlamayı 'güm' diye bir patlama olarak adlandırmak oldukça zordur, bütün bu beklemeden sonra enerjisindeki çok ani bir düşüşle sadece muhtemelen bir topçu mermisinin enerjisi civarında olacaktır.

Elbette ki, olağanüstü mertebeleri anlamak için yaptığımız bu tahmin, şu anki fizik bilgimizle sınırlıdır. Fakat Hawking'in analizi genel fizik ilkeleriyle oldukça uyumludur ve bu ilkeler elde ettiğimiz bütün bu sonuçlardan kaçamayacağımızı göstermektedir. Bu nedenle, bir kara deliğin mantıklı bir şekilde nihai kaderinin bu şekilde sonlanması gerektiğini kabul ediyorum. Gerçekten bu beklenti, kitabın 3. Bölümünde göstereceğim çerçeveye önemli bir malzeme sunacaktır. Yine de, Şekil 2.40'ta bu sürecin bir taslağını, Şekil 2.41'deki katı konformal diyagramıyla ilgisini göstermek için çizdim.

Elbette, çoğu uzayzaman küresel simetriye sahip değildir ve katı bir konformal diyagram cinsinden bir ifade, mantıklı bir yaklaşımı desteklemeyebilir. Buna rağmen, *şematik* konformal diyagram tanımı sık sık, sınıflandırılmış fikirleri sınamak için oldukça değerli olabilir. Şematik konformal diyagramlar katı yasalara yön verecek kesin kurallara sahip değildir ve bazen çıkarımlarını görebilmek için 3 boyutta, (ya da 4-boyutta) gösterilen diyagramları hayal etmeye ihtiyaç duyarız. Sonsuz nicelikleri sonlu yapan uzayzamanın *konformal* gösterimlerinin iki parçasından yararlanmak temel noktadır. Bunlardan ilki, *sonsuz* uzay ve zaman bölgelerinin bizim katı



Şekil 2.40 Kara deliğin Hawking-buharlaşması.



Şekil 2.41 Kara deliğin Hawking buharlaşmasının katı konformal diyagramı.

diyagramlarımızda kalın çizgilerle gösterilerek sonlu kavrayışımıza uygun hale gelmesi, ikincisiyse bu farklı sonsuz bölgelerin, çentikli çizgilerin yardımıyla katı konformal diyagramlarımızda gösterdiğimiz *uzayzaman tekilliklerinin* katlanmasıdır. İlkini, düzgün bir şekilde *sıfıra* gitmesine olanak tanıyan konformal bir faktörün sayesinde (Bölüm 2.3'de gösterilen $g \rightarrow \Omega^2 g$ dönüşümündeki 'Ω' faktörü sayesinde), bazı sonsuz bölge-

leri sonlu bölgelere 'sıkıştırarak,' başardık. İkincisiniyse, tekil bölgeleri sonlu hale getirmek ve düzgün bir şekilde 'uzatmak' için, *sonsuz* olmasına izin verilen bir konformal faktörün sayesinde gerçekleştirdik. Elbette bunun gibi bir yöntemin herhangi bir özel durum için, gerçekte çalışacağını garanti edemeyiz. Buna rağmen, her iki yönteminde bundan sonra ortaya süreceğimiz fikirler için önemli bir role sahip olacağını göreceğiz ve bu iki merkezi önemdeki yöntemin kombinasyonu, 3. Bölümde önereceğim şeye kaynaklık edecektir.

Bu kısmı bitirirken, her iki yöntem için de özel olarak aydınlatıcı olacak *kozmolojik ufuklar* meselesine ilişkin bir konuyu göstermek faydalı olabilir. Gerçekte kozmolojik bağlamda 'ufuk' olarak belirtilen iki ayrı kavram bulunmaktadır.[2.48] Bunlardan ilki *olay* ufku, diğeriyse *parçacık* ufkudur.

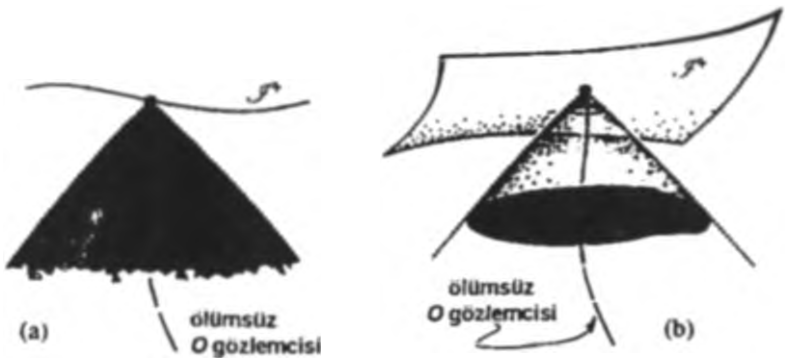
İlk olarak kozmolojik olay ufku kavramıyla işe başlayalım. Bu kara deliğin olay ufkuyla yakından ilişkilidir, buna rağmen ikincisi, gözlemcinin perspektifine daha az bağımlı olduğundan daha 'kesin' bir karaktere sahiptir. Kozmolojik olay ufku, Şekil 2.35'in katı konformal diyagramlarında ve Şekil 2.36(b)'nin De Sitter $\mathbb{D}$ modelinde, bütün $\Lambda>0$ Friedmann modelleri dahilinde *uzaysal* niteliğe sahip olarak gösterilmiş $\mathcal{I}^+$'a sahip bir modelin varlığında meydana gelir; fakat bu fikir, hiçbir simetrinin olmadığı farz edilen uzaysal bir $\mathcal{I}^+$'ın durumuna da uygulanır. (Bu $\Lambda>0$'ın genel bir özelliğidir.) Şekil 2.42(a) ve (b)'nin şematik konformal diyagramlarında (açıkça 2 ya da 3 boyutlu uzayzamanlar için), kural olarak, $\mathcal{I}^+$ üzerinde bir o^+ noktasında l dünya çizgisi yok olan bir O gözlemcisinin (ölümsüz olduğunu düşünün!) gözlenebildiği bir uzayzaman bölgesini çizdim. Bu gözlemcinin $\mathcal{C}(o^+)$ *olay ufku*, o^+'nın geçmiş ışık konisidir.[2.49] $\mathcal{C}(o^+)$'nin dışındaki herhangi bir olay O için daima

---

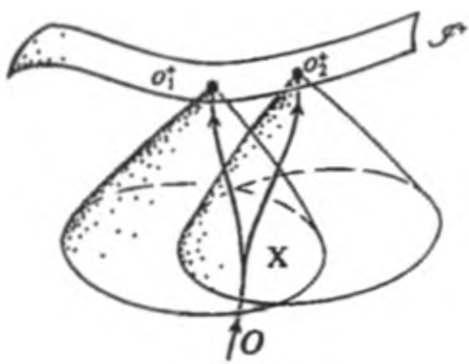
[2.48] Kozmolojik olay ufku ve parçacık ufku kavramları ilk kez Wolfgang Rindler tarafından (1956) ileri sürüldü, 'Visual horizons in world-models,' *Monthly Notices of the Roy. Astronom. Soc.* 116 662. Bu kavramların şematik konformal diyagram ilişkileri R. Penrose tarafından gösterildi (1967), 'Cosmological boundary conditions for zero rest-mass fields,' *The nature of time* içinde (sayfa 42-54) (ed T. Gold), Cornell Üniversitesi Yayınları.

[2.49] Bunun anlamı $\mathcal{C}(p)$ durumunda nokta gruplarının gelecek sınırları gelecek-yönelimli nedensel bir eğrinin yardımıyla bir p olayı yardımıyla bağlanabilmeleridir.

gözlenemez kalacaktır (*bkz.* Şekil 2.43). Bununla birlikte olay ufkunun tam konumunun, özel bir o^+ bağlantı noktasına oldukça bağımlı olduğunu belirtmek gerekir.



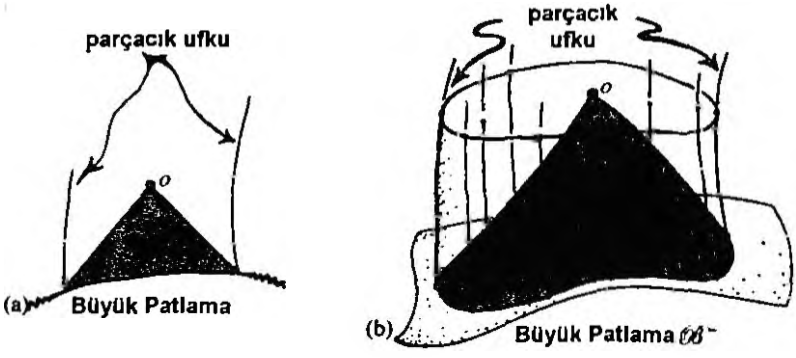
Şekil 2.42 Kozmolojik olay ufuklarının şematik konformal diyagramları $\Lambda > 1$ olduğunda meydana gelir: (a) 2-boyutlu; (b) 3-boyutlu



Şekil 2.43 Ölümsüz bir *O* gözlemcisinin olay ufku, *O* tarafından gözlenebilen olayların kesin bir sınırını gösterir, bu ufkun kendisi, *O*'nun tercih ettiği tarihe bağımlıdır. X'deki bakışın bir değişimi, farklı olay ufkuna yol açabilir

Diğer yandan, parçacık ufukları, normalde sonsuzdan yerine tekillik olarak ele alınan *geçmiş* sınırı uzaysalsa ortaya çıkar. Gerçekte, burada tekillikleriyle birlikte ortaya çıkmış katı konformal diyagramların toplu bir şekilde resmedilmesinde olduğu gibi, uzaysal bir karakter uzay-zaman tekillikleri için koşuldur. Bu durum daha sonraki bölümde değineceğimiz 'güçlü kozmik sansür' konusuyla yakından ilişkilidir. İlk tekilliğimizin sını-

rını $\mathscr{B}^-$ olarak adlandıralım. Eğer o olayı bir O gözlemcisinin uzayzaman konumundaysa, o'nun $\mathscr{C}^-(o)$ geçmiş ışık konisini değerlendirebiliriz ve $\mathscr{B}^-$ ile nerede karşılaştığını görürüz. Onun dünya çizgisi geleceğe doğru uzatılmış olsa bile ve daha sonra gittikçe daha fazla parçacık görüş alanına girse bile, bu kesişiminin dışında $\mathscr{B}^-$'de ortaya çıkan hiçbir parçacık, o olayındaki gözlemcinin görüş alanına asla giremeyecektir. Genelde, o olayının gerçek *parçacık ufku* $\mathscr{C}^-(o)$'ın $\mathscr{B}^-$ ile kesiştiği yerden başlayan idealize edilmiş bir galaksinin dünya-çizgilerinin konumuyla belirlenir (*bkz.* Şekil 2.44).



Şekil 2.44 (a) 2-boyutta, (b) 3-boyutta, parçacık ufuklarının şematik konformal diyagramı.

2.6 Büyük Patlamanın Özel Olduğunu Anlamak

Bu bölümde temel sorumuza, yani evrenimizin bu kadar olağanüstü özel bir Büyük Patlamayla nasıl meydana geldiği konusu üzerinde düşünmeye devam edeceğiz. O kadar özel ki, kütleçekimiyle ilgili entropisi diğer olası durumlara kıyasla olağanüstü düşüktür fakat diğer yönlerden entropisi maksimuma oldukça yakındır. Çoğu modern kozmolojik modelde bu konu, evrenin varoluşunun çok erken aşamalarında, Büyük Patlamayı takip eden 10^{-36} ile 10^{-32} saniyeler arasındaki çok küçük bir zaman diliminde, evrenin boyutunun 10^{20} ile 10^{60} kat hatta belki 10^{100} kat gibi olağanüstü büyük bir artış gösterdiği bir dönem boyunca, üssel bir genişlemeye maruz kaldığı yolundaki popüler fikir yüzünden –kozmik *şişme*– bulanıklaşmıştır. Bu büyük genişleme fikri (diğer şeyler arasında) bütün erken evrendeki düzensizliğin basit olarak bu genişlemenin yardımıyla giderilebildiğini belirttiği için, erken evrenin tekdüze olma durumunu açıklamaya izin verir. Bununla beraber bu tartışmalar, 1. Bölümde ilgilenmiş olduğum temel fizik sorusuna, yani ilk durumda bir İkinci Yasanın var olmasını *gerektiren* Büyük Patlamanın olağanüstü kendine özgülüğüne çok az değiniyor gözükmektedir. Benim görüş açımdan, şişme kuramının altında yatan fikir –şu an görünen evrendeki tekdüzeliğin, erken evrim aşamalarına etki eden fiziksel süreçlerin (şişme) sonucunda meydana gelmesi– temelde yanlış yapılandırılmıştır.

Neden yanlış yapılandırıldığını söylüyorum? Bu konuyu bazı genel düşüncelerin yardımıyla inceleyelim. Şişmenin al-

tında yatan dinamikleri, genel olarak diğer fiziksel süreçleri de kontrol eden, temelde *zamanda-simetrik* olan dinamik kurallar belirlemektedir. Alanın doğasını kontrol eden denklemlerin kesin doğası, şişme kuramlarının birinden diğerine farklılık göstermesine karşın, 'inflaton alanı' adı verilen özel bir fiziksel alan, şişmeden sorumludur. Şişme dönemi boyunca, katı ve sıvı haller arasında donma ve erime olarak meydana gelen geçişlere benzer çeşitli 'faz geçişleri' meydana gelmiş olmalıdır. Bu faz geçişleri İkinci Yasaya uyumlu olarak gerçekleşmeli ve normal olarak süreçte entropi artmalıdır. Bu nedenle evrenin dinamiğine bir inflaton alanının eklenmesi, 1. Bölümde ileri sürmüş olduğumuz başlıca argümanları etkilemeyecektir. Hâlâ evrenin başlangıcındaki olağanüstü düşük-entropili durumu anlamaya ihtiyacımız var ve Bölüm 2.2'de kullandığımız argümanlara göre entropideki bu düşüklük esas olarak kütleçekimsel serbestlik derecelerinin, en azından diğer bütün serbestlik derecelerine göre neredeyse hiç uyarılmamış olmasından kaynaklanmaktadır.

Kütleçekimsel serbestlik derecelerini hesaba kattığımızda *yüksek* entropili başlangıç durumunun neye benzeyeceğini düşünmek, konuyu anlamamıza kesinlikle yardımcı olacaktır. *Çöken* bir evreni zamanda-tersinir bir durumda hayal edersek, bu konuyu daha iyi anlayabiliriz; çünkü bu çöküş İkinci Yasaya göre gerçekten yüksek entropili tekilliğe yol açar. Burada çöken bir evreni *ele almamızın*, gerçekte bizim evrenimizin Şekil 2.2'de gösterilen $\Lambda=0$ kapalı Friedmann modelinde olduğu gibi çöküşle son bulup bulmayacağı tartışmasıyla ilgisi yoktur. Bu çökme basitçe bir varsayım olarak ele alınır ve kesinlikle Einstein denklemleriyle uyum içindedir. Genel bir çökme durumunda, Bölüm 2.4'te ele aldığımız kara deliğe genel çökmelere benzer olarak, her çeşit düzensizliğin ortaya çıkmasını bekleriz, fakat yerel bölgelerdeki maddeler yeterince yoğunlaştıklarında, büyük bir olasılıkla tutulmuş yüzeyler meydana gelir ve uzayzaman tekillikleri ortaya çıkar.[2.50] Başlangıçta her

[2.50] Kendi çalışmalarım, §2.4'te bahsedildiği üzere, yerel bir kütleçekimsel çökmede ortaya çıkan tekilliklerden kaçınılmazlık durumunu göstermiştir. Stephen Hawking ise çok daha global bir kozmolojik içeriğe uygulanan buna ben-

türlü yoğunluk düzensizlikleri gittikçe şiddetlenmiş olmalıdır ve son durumdaki tekilliğin, katılaşan kara deliğin olağanüstü karmaşıklığından meydana geldiğini bekleyebiliriz. Belinski, Khalatnikov ve Lifshitz'in burada hesaba kattıkları şey, bu sürecin etkili olabileceği yönündedir. Eğer BKL varsayımı doğruysa (*bkz.* Bölüm 2.4) gerçekten olağanüstü karmaşıklıktaki tekillik yapısının var olması beklenebilir.

İlerde tekilliğin yapısı konusuna tekrar geri döneceğim, fakat şimdilik, şişme kuramıyla olan ilgisini göz önüne alalım. İlgimizi örneğin şu an CMB olarak gördüğümüz ışımanın (*bkz.* Bölüm 2.2) meydana geldiği ayrışma anındaki evrenin durumuna yoğunlaştıralım. *Şimdiki* genişleyen evrenimizde, ilk baştaki madde dağılımında çok büyük bir tekdüzelik vardı. Bu bizi şüphesiz bir bilmeceye götürür; aksi takdirde bu durumu açıklamak için şişme fikrini ortaya atmaya gerek kalmayacaktı! Bazı şeyleri açıklamak gerektiği kabul edildiği için, o zamanlarda olağanüstü düzensizliklerin *olmuş olabileceği* olasılığını göz önüne almalıyız. Şişme kuramının iddiası, bir inflaton alanının varlığının buna benzer düzensizlikleri büyük oranda ortadan kaldırdığıdır. Peki gerçekten böyle mi?

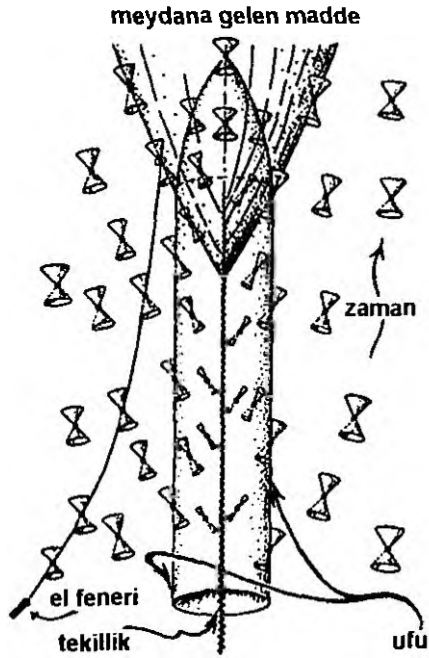
Hayır, hiç de öyle değildir, çünkü ayrışma [dekuplaj] zamanındaki durumu, maddenin öbekleştiği gibi ama zamanda tersinir olarak düşündüğümüzde, bu durum çok düzensiz bir *çöken* evreni betimler.[251] İçe doğru çöktüğünü hayal ettiğimiz evrende düzensizlikler büyüyecek ve gittikçe artan bir şekilde FLRW simetrisinden (*Bkz.* §2.1) sapmalar giderek artacaktır. Daha sonra inflaton alanının şişmeye neden olan özellikleri artık işlevselliğini yitirerek, FLRW homojenliği ve izotropluğundan uzaklaşılacak ve (zamanın-tersindiği) bir şişme mey-

---

zer sonuçların nasıl elde edildiğini gösteren bir dizi makale yayımlamıştır, (*Kraliyet Akademisindeki* çık sayıdaki çalışma, (*bkz.* S.W Hawking ve G.F.R. Ellis (1973)), *The large-scale structure of space-time*, Cambridge Üniversitesi Yayınları). 1970'te bütün bu tipteki durumları içeren çok kapsamlı bir teoremi ortaya koymaya çalıştık: S.W. Hawking, R. Penrose (1970), 'The singularities of gravitational collapse and cosmology' *Proc. Roy. Soc. Lond.* A314 529-48.

[251] Buna benzer bir argümanı ilk kez R. Penrose (1990)'da ileri sürdüm, 'Difficulties with inflationary cosmology,' *Proceedings of the 14th Texas symposium on relativistic astrophysics* (ed. E. Fenves), New York Akademi Bilimleri. Şişmeyi destekleyenlerden bir yanıt geldiğini duymadım.

dana gelmeyecektir, çünkü şişme çok hassas bir FLRW ardalanına bağlıdır (en azından şimdiye kadar yapılan hesaplamalar bunu göstermektedir).



Şekil 2.45 Kara deliğin zaman-tersinmeli hali olan kuramsal bir ak delik, şekil 2.24'e benzer olarak resmedilmiştir. Şiddetli bir şekilde İkinci Yasayı çiğner. Işık ufuktan içeri giremez, sol alt tarafta el fenerinden çıkan ışık ancak delik sıradan maddeyi püskürttükten sonra içeriye girer.

Bu yüzden, düzensiz bir şekilde çöken evren modelimizde, evrenimizin katılaşan kara deliklerle dolu korkunç karmaşıklığını içeren bir duruma doğru çökeceğini varsayabiliriz. Bu olağanüstü karmaşık yüksek-entropili, büyük bir olasılıkla BKL tipinde, bir tekilliğe yol açar. Fakat bu durum, bizim gerçek evrenimizde Büyük Patlama sırasındaki FLRW'nin hemen hemen aynısı olan büyük oranda tekdüze düşük-entropili bir tekillikten büyük oranda farklıdır. Bu izinli fiziksel süreçlerde bir inflaton alanının ortaya çıkıp çıkmamasından bağımsız olarak meydana gelen bir durumdur. Genişleyen evrenimizin olası bir resmini elde etmek için, hayal ettiğimiz çöken evreni zamanda tersindirecek olursak, gerçekte meydana gelmiş olan Büyük Patlamadan çok daha *olası* bir biçimde yüksek entropili bir tekillikle başlamış olduğunu kabul etmek durumunda kalırız. Çöken bir evrendeki katılaşarak birbirine yapışan kara delikler, zaman tersinmesi yaptığımızda ilk tekilliğin çatalla-

narak çoğalan ak delikleri içermesi gerektiğini gösterir.[252] Bir ak delik, kara deliğin zamanda tersinmiş halidir (Şekil 2.45). Ak delik tekilliklerinin *yokluğu*, Büyük Patlamamızın olağanüstü özgünlüğünü belirlemektedir.

Faz-uzayı hacmi cinsinden, bu çeşit bir doğanın başlangıçtaki tekillikleri, (dallanarak çoğalan ak deliklerle birlikte), bizim gerçek Büyük Patlamamıza neden olan tekillikten hayret verici bir şekilde çok daha büyük bir bölgede meydana gelir. Olası bir inflaton alanının varlığı, böylesine bir ak delik tekilliklerinin yarattığı düzensizliklerin giderilmesini sağlayamaz. Bunu inflaton alanının doğasına dair herhangi bir detaylı fikre sahip olmaksızın büyük bir güvenle söyleyebiliriz. Bu sonuca sadece sahip olduğumuz denklemleri bir tekillik durumuna ulaşıncaya dek, zamanın her iki yönünde eşit olacak şekilde evrimleştirerek varmaktayız.

Bekenstein-Hawking denklemine göre kara deliğe atanan faz uzayı hacmini ve entropi değerlerini hesaba kattığımızda, ortaya çıkan faz uzayı hacminin olağanüstü büyüklüğünü anlayabiliriz. Dönmeyen M kütleli bir kara delik için entropi değeri

$$S_{BH} = \frac{8kG\pi^2}{ch} M^2,$$

kadardır. Öte yandan, kara delik dönüyorsa entropinin değeri, dönmenin miktarına bağlı olarak, bu değer ile bu değerin yarısı arasındadır. Denklemin M^2'den önce gelen kısmı sırasıyla Boltzmann, Newton, Planck sabitini (k, G, h) ve c ışık hızını ifade eden bir *sabittir*. Aslında bu denklemi daha genel bir formda

$$S_{BH} = \frac{kc^3A}{4G\hbar}$$

olarak ifade edebiliriz.

Burada A ufkun yüzey alanını ve $\hbar = h/2\pi$ değerini göstermektedir, ayrıca bu denklem kara delik dönsün veya dönmesin

---

[252] D. Eardley ((1974), 'Death of white holes in the early universe,' *Phys. Rev. Lett.* 33 442-4) erken evrendeki ak deliklerin oldukça *kararsız* olduklarını ileri sürmüştür. Fakat bu ilk durumda oluşmamaları için bir neden sayılmaz, ve burada söylediğim şeyle mükemmel uyum içindedir. Ak delikler, zıt zaman yönünde kara deliklerin oluşma hızında olduğu gibi, değişik hızlarda yok olabilirler.

uygulanabilir bir denklemdir. §3.2'nin sonunda tanıtacağımız Planck birimleri cinsinden

$$S_{BH} = A/4$$

olarak da ifade edebiliriz. Bana göre, kara deliğin iç durumlarının entropi değeri hesaba katılmadığından bu tamamıyla tatmin edici değilse de,[2.53] bunun gibi bir entropi değeri yine de kara deliğin dışındaki fiziksel bir kuantum dünyasının İkinci Yasayla uyumunu koruyan başlıca malzemeyi sunmaktadır. Bölüm 2.2'de daha önce bahsedilmiş olduğu üzere, şu andaki evrenimizin entropisine en büyük katkı, galaksi merkezlerinde bulunan büyük kara deliklerden gelmektedir. Şayet şu anda gözlediğimiz evrenin içindeki maddenin toplam kütlesi bir kara deliğe ait olsaydı (şu anki parçacık ufkumuzun içine doğru uzanan bütün kütleden bahsedilmektedir; *bkz.* Şekil 2.5), kabaca entropi değerini 10^{124} mertebesinde elde ederdik.[2.54] Bu değer, aynı madde miktarını içeren çöken evren modelimizde entropiye kabaca bir alt limit sağlar. Dolayısıyla, bu durumda faz-uzayının hacmi yaklaşık

$$10^{10^{124}}$$

olarak bulunur (Bölüm 1.3'de verilmiş olan Boltzmann'ın entropi denklemindeki logaritma yüzünden). Oysa aynı madde miktarı için (CMB'de gözlemlenen madde), gerçekte gözlediğimiz evrenin ayrışma zamanındaki faz-uzayı bölgesi,

$$10^{10^{88}}$$

değerinden daha büyük bir değere sahip olamaz. Şişmeden bağımsız olarak, bunun gibi bir serbestlik derecesine sahip bir evrende kendimizi bulma olasılığımız[2.55] yaklaşık $1/10^{10^{124}}$ civarında tamamen anlamsız çok küçük bir değere sahip olmalıdır.

[2.53] Bkz. A. Strominger, C. Vafa (1996), 'Microscopic origin of the Bekenstein-Hawking entropy,' *Phys. Lett.* B379 99-104. A. Ashtekhar, M. Bojowald, J. Lewandowski (2003), 'Mathematical structure of loop quantum cosmology,' *Adv. Theor. Math. Phys.* 7 233-268. K.Thorne (1986), *Black holes: the mebrane paradigm*, Yale Üniversitesi Yayınları.

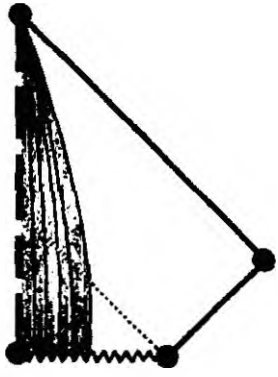
[2.54] Başka bir yerde bunu üssel olarak '124' yerine '123' olarak verdim, fakat şimdi değeri kara maddeden gelen katkıyı içermesi için yukarı çektim.

[2.55] $10^{10^{124}}$'ü $10^{10^{88}}$'a bölersek $10^{10^{124}-10^{88}} \approx 10^{10^{124}}$ elde ederiz, bir değişiklik yaratmaz.

Bu çeşit bir sonucun tamamen farklı türden bir kuramsal açıklamaya ihtiyacı vardır!

Bununla birlikte, çok daha büyük bir öneme sahip bir konuyu ele almamız gerekmektedir. Bu konu, başlangıçta akdelik-tipindeki bu kadar karmaşık bir ilk tekilliğin, kabul edilir bir şekilde 'anlık bir olay ' gibi meydana gelip gelmediği sorusudur. Bu soru temel olarak, uzayzamanın bir çeşit geçmiş 'konformal sınırı' olarak görünen buna benzer bir tekilliğin, uygun bir şekilde 'uzaysal' olarak yorumlanıp yorumlanamayacağıyla ilgilidir. Bunun gibi bir ilk uzaysal tekillik, kozmik zaman koordinatının *sıfır* noktası gibi ele alınabilir ve büyük ölçüde düzensiz bir Büyük Patlama 'anı' olarak görülebilir.

Gerçekte bir Oppenheimer-Snyder çökmesinin zaman-tersinmesi, uzaysal bir ilk tekilliğe sahiptir. Şekil 2.46'daki konformal diyagramda görüldüğü gibi, bu Şekil 2.38(a)'nın zaman-tersinmesidir. Bununla birlikte, sahip olduğu bu uzaysal karakter genel BKL tekilliklerinin bir özelliğidir. Genel olarak, *güçlü kozmik sansür*[2.56] temelinde tekilliklerin (uzayda boş olmalarına izin veren) uzaysal bir yapısı olması beklenir. Bu, Einstein denklemlerinin çözümlerinden elde edilen (§2.4'te bahsedilmişti) ve kütleçekimsel çöküşte, kara deliklerin olay ufkundaki gibi doğrudan gözlemden gizlenen 'çıplak tekilliklerin' olamayacağını söyleyen, henüz kanıtlanmamış olan bir çıkarıma dayanır. Güçlü kozmik sansür bize bu tekilliklerin en azından genelde uzaysal olması gerektiğini söyler. Bu beklentiyle uyumlu olarak, bunun gibi bir ak delik hâkimiyetinde tekilliğinin anlık olarak var olması mükemmel bir şekilde akla yatkın görünür.



Şekil 2.46 Şekil 2.45'teki ak deliğin katı konformal diyagramı.

[2.56] R. Penrose (1998), *'The question of cosmic censorship,' Black holes and relativistic stars* (ed. R. M. Wald). Chicago Üniversitesi Yayınları. (Yeni basım *J. Astrophys.* 20 233-48 1999).

Şimdi önemli bir soru ortaya çıkıyor: Büyük Patlamamızın çok düşük entropiye sahip 'düzgün' tekilliği ile zamanda tersinmiş ak delik hâkimiyetinde çöküşteki daha genel bir yüksek entropili tekilliği birbirinden ayırt etmemizi sağlayacak olan geometrik ölçütler nedir? 'Kütleçekimsel serbestlik derecelerinin aktif olmadığını' söylemenin açık seçik bir yolunu bulmamız gerekiyor. Fakat bunun için, gerçekte 'kütleçekimsel serbestlik derecelerini' ölçen matematiksel niceliği tanımlamaya ihtiyacımız var.

Kütleçekim alanı ile çok sayıda önemli yönleri birbirlerine benzemesine rağmen bazı önemli farklılıkları barındırsalar da, elektromanyetik alan arasında benzetme yapabiliriz. Görelilik fiziğinde elektromanyetik alan, *Maxwell alan tensörü* olarak bilinen **F** tensör niceliğiyle tanımlanır. İlk olarak Büyük İskoç fizikçi James Clerk Maxwell tarafından bulunduktan sonra, elektromanyetik alan denklemleri ışığın yayılımını başarılı bir şekilde göstermiştir. Bölüm 2.3'te, bir diğer tensör niceliğini, **g** metrik tensörünü ele almıştık. Tensörler genel görelilik kuramı için şarttır, çünkü geometrik ya da fiziksel niceliklerin matematiksel tanımlarının, §2.3'de ele aldığımız 'lastik-katman' deformasyonlarının (diffeomorfizm) etkilerinden etkilenmemelerini sağlarlar (ya da 'ötelerler'). **F** tensörü her noktada 6 bağımsız sayının yardımıyla tanımlanır (üçü elektrik alanın, diğer üçü de manyetik alanın bileşenlerini göstermektedir). Metrik tensör **g** ise, her noktada 10 bağımsız bileşene sahiptir. Standart tensör gösteriminde, genel olarak metriği, g_{ab} biçiminde, bileşenlerini iki alt indis yardımıyla ifade ederiz (ve bir simetriye de sahiptir $g_{ab} = g_{ba}$). Maxwell'in tensörü **F** örneğindeyse, bileşenler F_{ab} şeklinde ifade edilir (ve anti-simetriktir $F_{ab} = -F_{ba}$). Her bir tensör sadece iki alt indise sahip olduğunu gösteren bir *değerliğe* [*valence*] $\begin{bmatrix} 0 \\ 2 \end{bmatrix}$ sahiptir. Ayrıca yukarı indise sahip tensörler de oluşabilir: bir $\begin{bmatrix} p \\ q \end{bmatrix}$-tensörü p-yukarı indisi ve q-aşağı indisiyle tanımlanan bileşenler cinsinden tanımlanabilir. *Küçültme* [*contraction*] olarak bilinen cebirsel bir işlem, bir alt indisi üst indise bağlayarak, son durumda elde edilen ifadedeki bu iki indisin ortadan kalkmasını sağlar;

fakat burada amacım tensör hesabının matematiksel işlemlerini incelemek değil.

Elektromanyetik alandaki serbestlik dereceleri, Maxwell F tensörünün yardımıyla gerçekten öçülebilir, fakat Maxwell kuramında ayrıca J *yük-akım vektörü* olarak bilinen elektromanyetik alan *kaynağı* vardır. Bunu, her noktadaki 4 bileşeninin 1 bileşeni elektrik yük yoğunluğunu diğer 3 bileşeniyse elektrik akımını tanımlayan $\begin{bmatrix}1\\0\end{bmatrix}$ tensörü olarak düşünebiliriz. Durağan bir durumda yük yoğunluğu elektrik alanının kaynağı olur ve akım yoğunluğu da manyetik alanın kaynağı olarak görev yapar, fakat durumumuz durağan olmadığında mesele daha karmaşık bir hale gelir.

Şimdi F ve J'nin benzerlerini, Einstein'ın genel görelilik kuramında tanımlandığı gibi, *kütleçekim* alanının varlığında arayalım. Bu kuramda (uzayzaman boyunca g metriğinin nasıl değiştiği bilindiğinde hesaplanabilen) uzayzaman *eğriliği*, *Riemann(-Christoffel)* tensörü olarak adlandırılan $\begin{bmatrix}0\\4\end{bmatrix}$ şeklinde R tensörünün yardımıyla hesaplanır. Burada karmaşık simetrilerin sonucunda R her noktada 20 bağımsız değişkene sahiptir. Bu bileşenler, *Weyl konformal* tensörü olarak bilinen 10 bağımsız bileşene sahip bir C $\begin{bmatrix}0\\4\end{bmatrix}$-tensörü ve *Einstein* tensörü olarak bilinen yine 10 bileşene sahip simetrik bir E $\begin{bmatrix}0\\2\end{bmatrix}$-tensörü (*Ricci* tensörü[2.57] olarak bilinen $\begin{bmatrix}0\\2\end{bmatrix}$-tensöründen çok az farklıdır) olmak üzere, iki kısma ayrılabilir. Einstein alan denklemlerine göre, E kütleçekim alanının *kaynağı* gibi davranır. Bu normalde

$$E = \frac{8\pi G}{c^4} T + \Lambda g,$$

biçiminde[2.58] ya da §3.2'nin Planck birimlerinde daha basit olarak

$$E = 8\pi T + \Lambda g,$$

şeklinde ifade edilir. Burada Λ kozmolojik sabitini, T *enerji* $\begin{bmatrix}0\\2\end{bmatrix}$-tensörü kütle-enerji yoğunluğunu ve diğer nicelikler de göreliliğin ihtiyaç duyduğu terimleri gösterir; diğer bir deyişle,

[2.57] *Bkz.* Ek A3 Ricci tensörü kısmı.

[2.58] EK A'nın gösterimi kullanılmıştır.

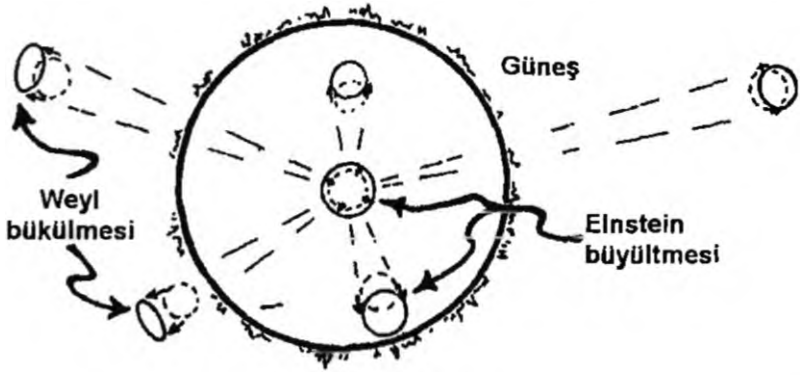
E (yada eşdeğeri olan T), J'nin kütleçekimsel karşılığıdır. Weyl tensörü C, Maxwell'in F tensörüne kütleçekimsel olarak benzerdir.

Manyetik alanların demir talaşlarının ya da bir pusula iğnesinin yönlenmesine ve elektrik alanının yüklü küreler üzerindeki etkilerine benzer olarak C ve E'nin sahip olduğu etkileri doğrudan nasıl gözleyebiliriz diye sorabiliriz. Gerçekte, neredeyse sade bir algıyla, E ve daha özel olarak C'nin etkilerini, bu tensörlerin ışık ışını üzerinde doğrudan ve ayırt edilebilir etkilere sahip olduklarını gerçekten *görebiliriz* ve bu bağlamda Λg ışık ışını üzerinde hiçbir etkiye sahip olmadığından, E ve T *tamamen* eşit olurlar. Açıkça belirtmeliyiz ki, bunun gibi bir doğrudan gözlem genel göreliliği destekleyen ilk net kanıtlardan biriydi. Bu ilk olarak, Sir Arthur Eddington'un Principe Adasına yaptığı keşif seyri sırasında, 1919 yılındaki güneş tutulması boyunca, güneşin kütleçekimsel etkisi nedeniyle yıldızların açıkça yer değiştirdiğini gözlemlemesiyle doğrulanmıştır.

Temel olarak C astigmatik bir lens gibi davranmasına rağmen, E büyüten bir lens gibi etki gösterir. Bu etkileri, ışık ışınlarının kütleli bir cismin, örneğin güneşin, içinden ya da yakınından geçerse nasıl etkilendiğini hayal ederek iyi bir şekilde tanımlayabiliriz. Elbette sıradan ışık güneşin gövdesi boyunca gerçekten ilerleyemez (aynı şekilde tutulma boyunca ayın içinden ilerleyemez), bu yüzden bu özel ışınları doğrudan gözleyemeyiz. Fakat yıldız alanını güneşin gövdesi içinden görebilseydik, gövdedeki maddenin kütleçekimsel ifadesi olan E'nin etkisiyle, bu alanın az da olsa büyüdüğünü fark ederdik. E'nin saf etkisi, arkasından 'görünen' şeyi biçimini bozmaksızın *büyütür*.[2.59] Bununla birlikte, güneşin görünen diski *dışındaki* uzak yıldız alanlarının görüntüleri bozulduğunda (bu aslında *gerçekten* gözlediğimiz şeydir) dışa doğru yer değiştirmenin kademeli bir azalımını buluruz ve bu da uzak yıldız alanlarının astigmatik *şekil bozukluğuna* yol açar. Bu etkiler Şekil 2.47'de gösterilmiştir. Güneşin halesi dışındaki alanın

[2.59] Bununla birlikte, merceğin farklı etkilerinin görsel bir çizgi boyunca 'artması' ile ilgili doğrusal-olmayan etkiler olabilir. Bunları ihmal ettim.

bozukluğu uzak yıldız alanında eliptik olarak görünen küçük dairesel bir motif oluşturur, ve bu eliptiklik C *Weyl eğriliği* miktarının ölçüsüdür.



Şekil 2.47 Kütleçekimsel bir cismin (burada güneş) etrafındaki Weyl eğriliğinin varlığı, arkasındaki alanın şeklinde meydana gelen bozuklukların (konformal-olmayan) yardımıyla görülebilir.

Gerçekte ilk olarak Albert Einstein tarafından öngörülen bu kütleçekimsel mercek etkisi, tamamen görünmez bile olsa kütle dağılımlarının ölçülebilmesini sağladığı için, modern astronomide ve kozmolojide olağanüstü önemli bir araç haline gelmiştir. Çoğu durumda, uzak ardalan alanları çok sayıda uzak galaksiyi içerir. Temel amaç, bu ardalan alanının görünümünde eliptikliğin ortaya çıkıp çıkmadığını ve bu eliptikliğin gerçekten araya giren madde dağılımının kütleçekimsel etkisinden kaynaklanıp kaynaklanmadığının saptanmasıdır. Ancak bu araştırmalarda bir sorun vardır: galaksilerin kendileri de eliptik olmaya eğilim gösterirler ve bu yüzden genelde bir galaksinin kendi görüntü bozukluğunun bu etkiden dolayı meydana gelip gelmediğini söyleyemeyiz. Bununla beraber, ardalan alanındaki sayısız galaksiden dolayı istatistik devreye girebilir, ve sık sık kütle dağılımına ait çok etkileyici tahminler bu şekilde elde edilebilir. Yeri gelmişken, kimi zaman mercek etkisine çıplak gözle bile karar vermek olasıdır ve bazı etkileyici örnekler Şekil 2.48'de gösterilmiştir. Bu tekniğin özel bir uygulaması, görünmez olmalarından dolayı, *karanlık*

madde dağılımının (*Bkz.* Bölüm 2.1) çıkartılmasıdır.[260]

Işık ışını boyunca görüntüdeki eliptikliği ortaya koyan C, *konformal eğriliği* tanımlayan niceliğin oynadığı rolü belirtmektedir. Bölüm 2.3'ün sonunda uzayzamanın konformal eğriliğinin gerçekte boş-koni yapısından kaynaklandığı belirtilmişti. Uzayzamanın C konformal eğriliği, bu yüzden bu boş koni yapısının M Minkowski uzayından sapma miktarını ölçer. Bu sapma, ışık demetindeki eliptikliğe neden olur.

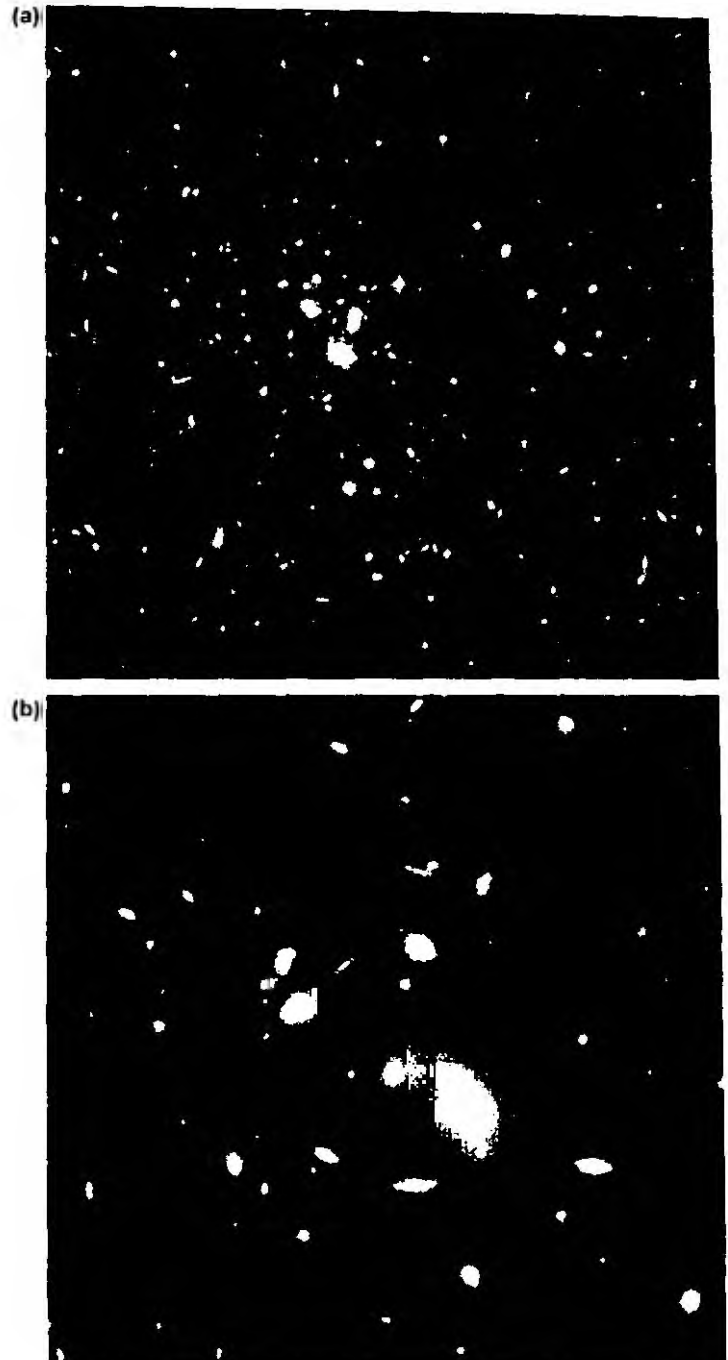
Şimdi, Büyük Patlamanın çok özel doğasını karakterize etmek için gereksinim duyduğumuz şarta geldik. Temel olarak, kütleçekimsel serbestlik derecelerinin Büyük Patlama sırasında uyarılmamış olduğunu ifade etmemiz gerekir; diğer bir deyişle 'C Weyl eğriliğinin ortadan kalktığını' söylemek durumundayız.

Uzun yıllar boyunca buna benzer bir şartın, 'C=0' şartının başlangıç tekilliklerinde ortaya çıkması gerektiğini belirtmekteyim. Tersine, kara deliklerde ortaya çıkan son durum tekilliklerinde, yani Oppenheimer-Snyder çökmesindeki tekillikler boyunca ve belki de BKL tekilliklerindeki gibi olağanüstü bir şekilde ıraksayarak, C büyük bir olasılıkla sonsuza gider.[261] Genel olarak başlangıç tekilliklerinde, *Weyl Eğrilik Hipotezi* (WCH) olarak isimlendirdiğim C'nin ortadan kaybolma şartı uygun görünmektedir, fakat bunun gibi bir durumun sayısız farklı versiyonu bulunduğundan biraz kullanışsız olabilir. Endişe temel olarak, C'nin bir *tensör* niceliği olmasından ve buna benzer niceliklerin uzayzaman tekilliklerindeki davranışının, tensör formunda oldukları için tekilliklerde anlamını yitirmelerinden dolayı, nasıl olması gerektiğini kesin olarak

---

[260] A. O. Petters, H. Levine, J. Wambsganss (2001), *Singularity theory and gravitational lensing*, Birkhauser.

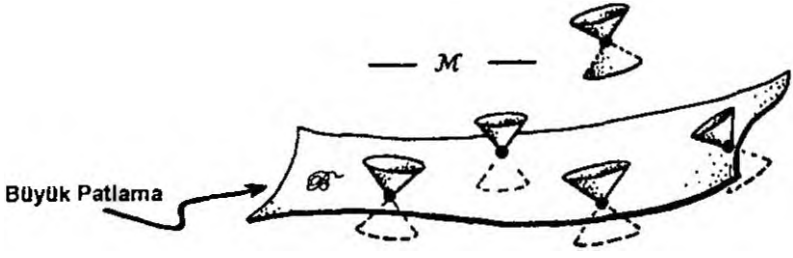
[261] R. Penrose (1979), 'Singularities and time-asymmetry' S. W. Hawking ve W. Israel, *General relativity: an Einstein centenary survey*, Cambridge Üniversitesi Yayınları, sayfa 581-638. S. W. Goode, J. Wainwright (1985), 'Isotropic singularities in cosmological models,' *Class. Quantum Gravity*, 2 99-115. R. P. A. C. Newman (1993), 'On the structure of conformal singularities in classical general relativity,' *Proc. R. Soc. Lond.* A443 473-49. K. Anguige ve K. P. Tod (1999), 'Isotropic cosmological singularities I. Polytropic perfect fluid spacetimes,' *Ann. Phys. N.Y.* 246 257-93.



Şekil 2.48 Kütleçekimsel mercek etkisi (a) Abell 1689 galaksi kümesi; (b) Abell 2218 galaksi kümesi.

belirleyecek matematiksel fikirleri ileri sürmenin zor olmasından kaynaklanmaktadır.

Şanslıyız ki, Oxford'tan meslektaşım Paul Tod oldukça farklı bir durumun detaylı bir çalışmasını yaptı, ve matematiksel olarak 'WCH'nin daha tatmin edici bir formülasyonunu ileri sürdü. Burada temel nokta, Büyük Patlamanın Şekil 2.34 ve 2.35'te gösterilen tam simetrik FLRW modellerinde olduğu gibi konformal bir manifold olarak ele alınan $\mathcal{M}$ uzayzamanının düzgün geçmiş sınırı olarak işlev gören bir $\mathscr{I}^-$ 3-boyutlu yüzeyinin var olduğudur. Fakat dikkate aldığımız bu özel modellerde şimdilik FLRW simetrisinin *var olmadığı* farz edilmiştir (Şekil 2.49). Tod'un önerisi en azından, C'nin ıraksamak yerine, Büyük Patlama sırasında *sonlu* olarak sınırlandığını ortaya koyar (çünkü $\mathscr{I}^-$ *nin* konformal yapısı düzgün varsayılır) ve bu durum ihtiyaç duyduğumuz şey için yeterlidir.



Şekil 2.49 Paul Tod'un 'Weyl Eğrilik Hipotezinin' bir formu için önerdiği şematik konformal diyagram: Büyük Patlamanın $\mathcal{M}$ uzay-zamanına düzgün bir $\mathcal{B}$ sınırı kazandırdığını ileri sürer.

Matematiksel olarak bu koşulu daha açık bir şekilde elde etmek için, uzayzamanın $\mathscr{I}^-$ hiperyüzeyinden *daha önce*, konformal manifold olarak düzgün şekilde devam edebileceğini ileri sürmek uygun olacaktır. Büyük Patlamadan *öncesinde mi*? Şüphesiz hayır: Büyük Patlama her şeyin başlangıcı kabul edildiğinden, 'öncesinde' bir şey olamaz denir! Ama endişe etmeyin, bu sadece matematiksel bir hile. Genişletmenin herhangi bir *fiziksel* anlama sahip olmadığını varsayıyoruz!

Peki ya varsa...?

BÖLÜM III

DÖNGÜSEL KONFORMAL KOZMOLOJİ (CCC)

3.1 Sonsuzlukla Birleşmek

Acaba çok çok zaman önce, Büyük Patlamadan çok kısa bir süre sonra, maddi evren fiziksel olarak gerçekte neye benziyordu? Özellikle bir şeyi not edelim: çok *sıcak* olması gerekirdi; olağanüstü sıcak. Bu anda hareket eden parçacıkların kinetik enerjilerinin, parçacıkların minnacık durgun enerjilerine kıyasla olağanüstü baskın durumda olması gerekir (durgun kütlesi m olan bir parçacık için, $E=mc^2$). Bu yüzden parçacıkların durgun kütleleri tamamen önemsiz olmaktadır; dikkate aldığımız dinamik süreçler için kütleleri *sıfır* olarak kabul edebiliriz. Evrenin içeriğini, çok erken zamanlarda etkin bir şekilde *kütlesiz* parçacıkların oluşturmuş olması gerekir.

Bu konuyu bir parça farklı terimlerle ifade edebilmek için, şu andaki parçacık fiziği bilgilerimize dayanarak,[31] bir parçacığın durgun *kütlesini Higgs* bozonu (ya da buna benzer bir parçacık) olarak adlandırılan *özel* bir parçacığın yardımıyla kazandığını belirtmeliyiz. Dolayısıyla doğadaki bir temel parçacığının durgun kütle kökeni hakkındaki standart bakışa göre, saklı bir kuantum mekaniksel 'simetri-kırılması' sürecinin yardımıyla diğer parçacıklara kütle atayan ve Higgs bozonuyla ilişkili bir kuantum alanı bulunmaktadır. Higgs olmasaydı kütle kazanamayacaklardı. Bu yüzden Higgs kendine kendi özel kütlesini (ya da aynı anlama gelmek üzere, durgun enerjisini) atamış olmalıdır. Fakat çok erken evrende, Higgs'in bu

[31] A. Zee (2003), *Quantum field theory in a nutshell*, Princeton Üniversitesi Yayınları.

değerini büyük ölçüde aşan enerjilerin var olduğu yüksek sıcaklıklarda, standart görüşe göre *bütün* parçacıkların gerçekten, foton gibi kütlesiz olması gerekir.

Kütlesiz parçacıklar, §2.3'de hatırlayacağımız gibi, uzayzamanının tam *metrik* doğasıyla değil sadece *konformal* (ya da boş koni) yapısıyla ilgilidir.

Bu konuda biraz daha açık (ve dikkatli) konuşmak için, gerçekte bugün de var olan ilk kütlesiz parçacıkları –foton– ele alalım.[32] Fotonu düzgün bir şekilde anlayabilmek için, *kuantum mekaniği kuramı* (ya da daha doğru bir şekilde, kuantum alan kuramı, QFT) çerçevesinde ele almamız gerekmektedir. Burada QFT'nin herhangi bir detayına girmeyeceğim (§3.4'te bazı temel kuantum kurallarını adres göstermeme rağmen): Bizim asıl ilgilendiğimiz fotonların kuantum bileşenlerini oluşturduğu fiziksel *alandır*. Bu alan, §2.6'da belirttiğimiz gibi F tensörü yardımıyla tanımlanan, Maxwell'in *elektromanyetik* alanıdır. Şimdi Maxwell'in alan denklemleri tamamen *konformal değişmez* olacaktır. Bunun anlamı, g metriğini konformal akrabası olan bir $\hat{g}$ ile yer değiştirmektir

$$g \mapsto \hat{g}$$

ve böylece yeni metrik (düzgün olmayan bir şekilde) yeniden ölçeklenir.

$$\hat{g} = \Omega^2 g$$

Burada Ω pozitif-değerlidir ve uzayzamanda düzgün bir şekilde değişen skaler bir niceliktir (*bkz.* §2.3). Maxwell denklemlerinin daha önce olduğu gibi aynı kalmasını sağlamak için, F alanı ve onun kaynağı olan J yük-akım vektörü için uygun ölçeklenme faktörlerini bulabiliriz; fakat şimdilik bütün işlemlerimizi g metriği yerine $\hat{g}$ cinsinden yapacağız.[33] Bu nedenle,

---

[32] Fotonların gerçekten kütlesiz olduklarına inanmamız için (elektrik yük korunumunun sağlanması gibi) iyi kuramsal nedenlere sahibiz. Fakat deneysel olarak da fotonun kütlesi üzerinde $m < 3 \times 10^{-27}$ eV'luk bir üst limit vardır. G.V. Chibisov (1976), 'Astrofizicheskie verkhnie predely na massu pokoya fotona,' *Uspekhi fizicheskikh nauk* 119 no. 3. 19 624.

[33] Bazı parçacık fizikçileri arasında 'konformal değişmezlik' terimini, burada kullanıldığından daha zayıf bir şekilde kullanılır. Kastettikleri, Ω'nın *sabit* olduğu durumda sınırlı $g \mapsto \Omega^2 g$ dönüşümlerindeki 'ölçek değişmezliğidir.'

özel olarak seçilmiş bir konformal ölçeğe sahip Maxwell denklemlerinin herhangi bir özel çözümü, diğer bir konformal ölçek oluşturulduğunda elde edilen çözümlerle yeniden gözden geçirilebilir. (Bu durum §3.2'de ve daha tam bir şekilde Ek A6'da daha detaylı bir şekilde açıklanacaktır.) Bununla birlikte, çok ilkel bir düzeyde, bu temel olarak QFT ile uyumlu olan bir durumdur;[34] ilgili parçacıkları (foton) tanımlayan metriği, tek tek fotonların fotonlara dönüştüğü şapkalı $\hat{\mathbf{g}}$ metriğiyle değiştirebiliriz. Bu nedenle yerel bir ölçek değiştiğinde fotonların kendisi bu değişimin 'farkına' varmazlar.

Maxwell'in kuramı, elektrik yüklerinin elektromanyetik alanlarla bağlandığı elektromanyetik *etkileşimlerde* yerel ölçek değişimlerini hissetmediklerinden, güçlü bir şekilde konformal olarak değişmezdir. Fotonların ve onların yüklü parçacıklarla etkileşim denklemlerinin sağlanabilmesi, uzayzamanın *boş-koni yapısına* –konformal uzayzaman yapısı– sahip olmasını gerektirir; ancak bu boş-koni yapısıyla uyum içindeki bir metriği diğerinden ayırt eden bir ölçek faktörüne ihtiyaçları *yoktur*. Ayrıca, sadece nükleonlar (proton, nötron ve onları oluşturan kuarklar) ve yeğin etkileşen diğer parçacıklar arasındaki etkileşimleri değil aynı zamanda radyoaktif bozunmalardan sorumlu *zayıf* etkileşimleri de betimleyen *Yang-Mills* denklemleri de aynı değişmezliğe sahiptir. Matematiksel olarak Yang-Mills kuramı,[35] tek bir fotonun parçacık çoklularıyla yer değiştirmesi için bazı 'ekstra iç indislere' sahip (*bkz.* Ek A7) olan bir Maxwell kuramıdır. Yeğin etkileşim durumunda *kuark* ve *gluon* olarak adlandığımız şeyleri elektromanyetik kuramın foton ve elektronları gibi düşünebiliriz. Gluonlar değil ama kuarklar, doğrudan Higgs'le bağlantılı olan kütlelere sahiptirler. Foton, zayıf etkileşimin standart kuramında (elektromanyetik kuramla birleştiğinden 'elektro-zayıf' kuram

[34] Bununla birlikte, bir klasik alanın simetrisinin (burada katı konformal değişmezlik) kuantum durumunda tam olarak korunamayabileceğini ifade eden *konformal anomali* söz konusu olabilir. Bu durum burada bahsedilen olağanüstü yüksek enerjili durumlarla ilgili değildir. Fakat durgun kütlenin ortaya çıkması konformal değişmezliğin 'yok olmaya' başlamasında rol oynayabilir.

[35] D.J. Gross (1992), 'Gauge theory – Past, present, and future?,' *Chinese J. Phys.* 30 no. 7.

olarak adlandırılır) W^-, W^+, Z olarak gösterilen ve hepsi de kütleli olan diğer üç parçacığı içeren çokluğun bir parçası olarak değerlendirilir. Tekrar söylersek, bu kütleler Higgs'le etkileşimden kaynaklanırlar. Bu nedenle geçerli olan kurama göre, Büyük Patlama zamanına yakın olağanüstü yüksek sıcaklıklarda –ya da olağanüstü yüksek parçacık enerjilerine ulaşması hedeflenen, Cenevre'de kurulmuş olan CERN'deki LHC (Büyük Hadron Çarpıştırıcısı)[36] parçacık hızlandırıcısı tam güçle çalışırken– kütleyi meydana getiren içerik ortadan kalktığında tam konformal değişmezlik kurulur. Elbette, bu durumun detayları uygun bir şekilde gerçekleşen etkileşimlerin standart kuramlarına bağlıdır, fakat şu andaki parçacık fiziğine ait fikirlerimizle uyuşmayan mantıksız bir varsayım değildir. Her durumda, yeni veriler şu an geçerli olan kuramlarla uyuşmasa bile (örneğin LHC'den gelen veriler değerlendirildikçe) daha yüksek enerjilere çıkıldığında durgun-kütlenin giderek önemsiz olacağı ve fiziksel süreçlerin konformal değişmezlik yasalarına göre belirleneceği açıktır.

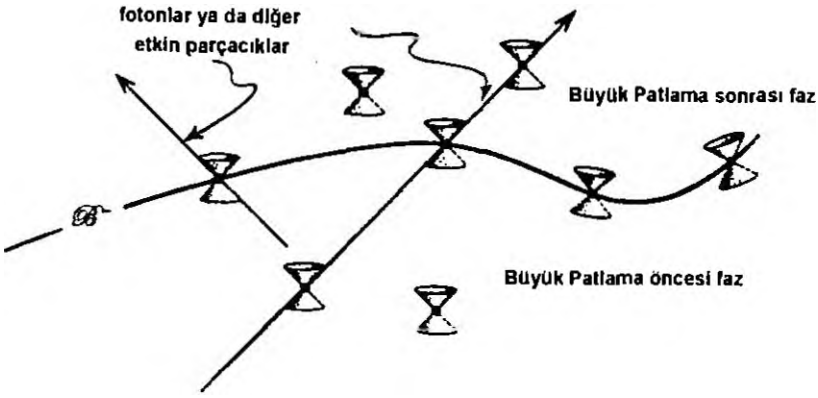
Sonuç olarak bütün mesele şudur: Büyük Patlamadan 10^{12} saniye geçtikten sonra,[37] sıcaklık 10^{16} K olduğunda, fizik yasaları Ω ölçek-faktörüne karşı duyarsız olur ve sonuçta *konformal* geometri, ilgili fiziksel süreçlere uygun uzayzaman yapısı haline gelir.[38] Bu yüzden, bu düzeyde meydana gelen bütün fiziksel aktivite yerel ölçek değişimlerine duyarsız kalmaktadır. Tod'un önerisine göre (§2.6, Şekil 2.49) Büyük Patlamayı, matematiksel olarak Büyük Patlamadan *önceki* bir konformal 'uzayzamana' ait tamamen düzgün uzaysal 3-boyutlu $\mathscr{I}^+$ yüzeyi halinde konformal olarak uzattığımız bir resimde, fiziksel etkinliği uygun bir matematiksel yolla zamanda geriye doğru yaymış oluruz. Bu resim fiziksel olarak daha anlamlıdır, çünkü Ted'in önerisine uygun olan kuramsal Büyük Patlama

---

[36] Büyük hadron çarpıştırıcısı birbirine zıt yol alan parçacık demetlerinin parçacık başına $7x10^{12}$ elektronvoltluk (1,12 μJ) enerjiyle kafa kafaya çarpışmasını ya da kurşun çekirdeklerinin 574 TeV'lik (92,0 μJ) enerjiyle çarpıştırılmasını amaçlamaktadır.

[37] Şişme konusu §3.4 ve §3.6'da tartışılmıştır.

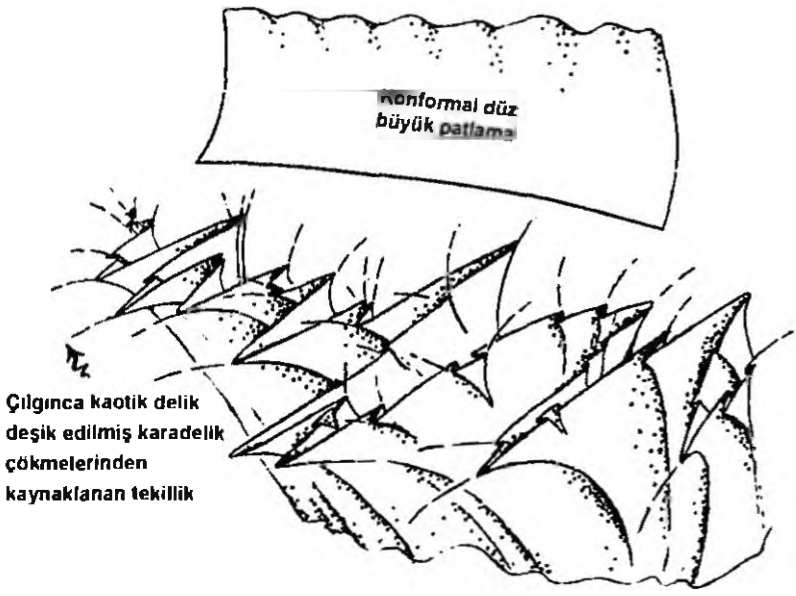
[38] S. E. Rugh ve H. Zinkernagel (2009), 'On the physical basis of cosmic time,' *Studies in History and Philosophy of Modern Physics* 40 1-19.



Şekil 3.1 Fotonlar ve diğer (etkin bir şekilde) kütlesiz parçacıklar/alanlar düzgün bir şekilde büyük-patlama-öncesi bir fazdan büyük-patlama-sonrası bir faza ilerleyebilir ya da aksine parçacık/alan bilgileri büyük-patlama-sonrası fazdan büyük-patlama-öncesi faza ilerleyebilir.

öncesi bölgeyi, müthiş ölçek değişimlerinden etkilenmeyen bir resim olarak gösterir (Şekil 3.1).

Peki, bunun gibi kuramsal bir bölgenin fiziksel olarak *gerçekten* var olduğunu varsayabilir miyiz? Şayet öyleyse, bu Büyük Patlama öncesi dönemi ne tür bir uzayzaman bölgesidir? Belki de ilk akla gelen öneri, Büyük Patlamayla genişleyen bir evrene *geri yansıyacak* bir çöken evren fazı olabileceğidir. Fakat böyle bir durum şu ana kadar söylemiş olduğum her şeyi yadsır. Bu durumda, Büyük Patlama öncesi çöküş dönemi, bizim gerçek Büyük Patlamamıza özgü olağanüstü hassaslıkları 'hedeflemiş' olması gerekir. Büyük Patlamada bulduğumuz olağanüstü küçük (göreli olarak) entropi değerine varmak için, Büyük Patlama öncesindeki dönem İkinci Yasayı çok büyük bir şekilde çiğnemelidir. Bölüm 2.6'da incelediğimiz İkinci Yasa ile *uyumlu* çöken evren resmini hatırlayalım. Gerçekte olan şey, kara deliklerin hâkim olduğu bir uzayzamanın, Tod'un önerisinin gerektirdiği türeden ihtiyacımız olan pürüzsüz bir konformal geometriye hiçbir şekilde benzemeyen bir tekilliğe çöktüğü durumdur (Şekil 3.22). Elbette, bazıları Büyük Patlama öncesi bir dönemde İkinci Yasanın tersine işleyeceği iddiasında bulunabilirler (§1.6'nın son paragrafı), fakat bu durum, kitabın her şeyin arkasındaki özü anlama misyonuna karşıt



Şekil 3.2 Genel bir çökmede beklediğimiz tekillik tipi hiçbir şekilde Büyük Patlamanın konformal düzgün düşük-entropili durumunu karşılamaz.

bir durum oluşturur. Umduğumuz şey, İkinci Yasayı daha iyi bir şekilde 'açıklayan' veya en azından evrenin tarihi boyunca bazı dönemlerde (özellikle yukarıda bahsettiğimiz geri yansıma anında) saçma bir şekilde olmuş olabilecek durumlardan ziyade daha rasyonel açıklamalar bulabilmektir. Bununla birlikte daha sonra göreceğimiz gibi 'geri yansıma' önerisinin bazı özel tür *matematiksel* zorlukları bulunmaktadır (§3.3'te Tolman'ın ışınımla dolu evren modeliyle ilgili olarak, ayrıca *bkz.* Ek B6).

Hayır, gelin farklı bir şey deneyelim. Şimdi diğer zamanın sonunu yani çok uzak gelecekte beklediğimiz sonu incelemeye çalışalım. Bölüm 2.1'de tanımlanan Λ pozitif kozmolojik sabitli modele göre (Şekil 2.5), evrenimiz 2.35'teki düzgün bir $\mathcal{I}^+$ uzaysal gelecek konformal sınırına sahip, katı konformal diyagramlarla modellenen üssel bir genişleme içindedir. Elbette kendi evrenimiz şu an bazı düzensizliklere sahiptir. Yüksek derecede simetriye sahip FLRW geometrisinden en büyük *yerel* sapmalar, özellikle galaksi merkezlerindeki çok büyük küt-

leli kara deliklerin varlığından dolayı meydana gelir. Bununla beraber §2.5'te yaptığımız tartışmayı hatırlarsak, büyük kara delikler için googol süre (10^{100} yıl) ya da daha fazlası gerekse de, bütün kara delikler sonuçta 'puf' diye yok olur (*Bkz.* Şekil 2.40 ve Şekil 2.41'deki katı konformal diyagramı).

Olağanüstü uzun zaman aralıklarını takiben, evrenimizin fiziksel içeriğini, CMB ışımasından ve büyük ölçüde kırmızıya kaymış yıldız ışığının oluşturduğu fotonlar ile sayısız büyük kütleli kara deliğin neredeyse bütün kütlelerini Hawking Işımasıyla kaybederek meydana getirdiği çok düşük enerjili fotonlar belirleyecektir. Fakat özellikle galaksi merkezlerindeki birbirlerine yakın ve çok büyük kara deliklerin karşılaşmalarından ortaya çıkan gravitonlar (kütleçekim dalgaların kuantumları) evrenimizin fiziksel içeriğinde önemli rol oynayacaklar ve bunlar bizim için Bölüm 3.6'da gerçekten oldukça hayati bir öneme sahip olacaktır. Fotonlar da gravitonlar gibi kütlesiz parçacıklardır ve Şekil 2.21 ve de ayrıca Bölüm 2.3'teki tartışmalarımızdan hatırlanacağı üzere ne biri ne de öteki saat yapmak için kullanılabilir.

Ayrıca hangi gizemli özden meydana gelirse gelsinler, etrafta kara deliklere yakalanmaktan kurtulan önemli miktarda 'karanlık madde' de (*bkz.* §2.1 ve ayrıca benim genel önerim için §3.2) bulunacaktır. Sadece kütleçekim alanıyla etkileştiği için bunun gibi bir maddeden saat yapılıp yapılamayacağını belirlemek zordur. Bununla birlikte, bunun gibi bir bakış açısı felsefemizde köklü bir değişim yaratırdı, yine de Bölüm 3.2'de göstereceğim genel resim için böyle bir olasılığı da hesaba katmamız gerekecektir. Bu yüzden evrenin genişlemesinin son dönemlerinde sadece uzayzamanın *konformal* yapısı fiziksel olarak anlamlı olacaktır.

Evren bariz bir şekilde son aşamasına girdiğinde –belki de bu dönemi 'çok sıkıcı çağ' olarak da adlandırabiliriz– ilgimizi yoğun bir şekilde çekecek hiçbir şey olmayacak. İlgimizi çekecek en son heyecan verici olay, acı verecek kadar yavaş gerçekleşen Hawking ışıması sayesinde bütün kütlelerini kaybeden kara deliklerin son küçük kalıntılarının da 'puf' diye (beklenen) ortadan kaybolması olacaktır. Muhteşem değişkenlikteki

yıldızlara ve gezegenlere sahip olan ve belki de bazılarında egzotik bitki ve hayvanların yaşaması için gerekli ortamın olduğu veya bazılarında derin bir şekilde düşünme ve anlama yeteneğine sahip olan, veya ilkel de olsa sanatsal üretim yeteneğine sahip canlıların var olduğu muhteşem güzellikteki galaksilerden oluşan büyük evrenimizin –başlangıçta olağanüstü farklı büyüleyici ve heyecan verici olayların olduğu bir evrenin– son anlarındaki tüm olaylar acı verecek kadar yavaş geçekleşecek uzun bir dönemde meydana gelecektir. Yine de bu olayların hepsi yavaş yavaş sona erecektir. Heyecan verici son kalıntılar belki de 10^{100} yıl belki de daha fazla bir süre son bir 'puf' için bekleyecek; belki de küçük bir top mermisinin patlaması şiddetindeki tüm bu olaylar, zayıflayarak, soğuyarak ve boşalarak ve soğuyarak ve zayıflayarak ... çok daha hızlı bir genişleme dönemi boyunca sonsuza dek sürecektir. Peki halihazırdaki bu resim tüm evrenimizin son anını göstermesi için kullanılır mı?

Buna benzer düşüncelerle kendimi bunaltmaktayken, 2005'in yaz ayında bir gün, bende başka bir düşünce oluşmaya başladı: peki bu iç bayıltan uzun bıkkınlık süresinde etrafta kimler olacak? Elbette biz değil; bu son dönemde ağırlıklı olarak foton ve graviton gibi kütlesiz parçacıklar bulunacak. Bir fotonun veya gravitonun canını sıkmak oldukça zordur; bunun gibi parçacıkların deneyimlere *sahip* olmaları neredeyse olasılık dışıdır! Asıl mesele şudur ki, kütlesiz parçacıklar için zamanın geçmesi söz konusu değildir. Bunun gibi bir parçacık, Şekil 2.22'de gösterdiğimiz gibi, iç saatinin ilk 'tık' sesiyle karşılaşmadan önce sonsuza (yani $\mathcal{I}^+$'ye) *erişecektir*. Foton ve graviton gibi kütlesiz parçacıklar için 'sonsuzluğun önemsiz bir şey olduğu' söylenebilir.

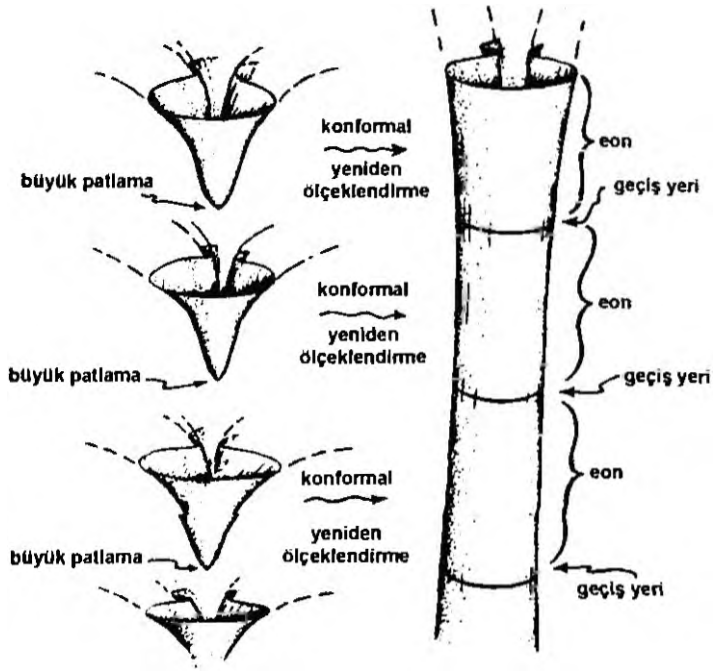
Diğer bir şekilde söylersek, bir saat yapmak için *durgun-kütle* en önemli malzemedir. Durgun-kütle azaldıkça zamanın akışını ölçme kabiliyetimiz kaybolmaktadır (ayrıca mesafe ölçmek de zamana bağlı olduğundan, mesafe ölçüm yeteneğimiz de azalacaktır, *bkz.* §2.3). Aslında daha önce de görmüş olduğumuz gibi, kütlesiz parçacıklar uzayzamanın *metrik* doğasıyla özel olarak ilgili değildir, sadece onun *konformal* (ya da boş-koni) yapısına bağlıdır.

Bu yüzden kütlesiz parçacıklar için en son $\mathscr{I}^+$ hiperyüzeyi, onların konformal uzayzamanına ait bir bölgeyi herhangi bir yerdekine benzer olarak gösterdik, ve buraya da $\mathscr{I}^+$'nin 'diğer tarafı' üzerindeki konformal uzayzamanın varsayımsal bir uzanımı *engelsiz* olarak girmekteydi. Bununla birlikte ağırlıklı olarak Helmut Friedrich'in önemli çalışmaları sayesinde[39] – burada ele aldığımız genel koşullar altında, örneğin pozitif bir Λ kozmolojik sabitin var olduğu durumlarda, uzayzamanın konformal olarak gelecek-uzatılabilirliğini destekleyen çalışmalar– çok daha güçlü matematiksel sonuçlarla karşı karşıya kalırız.

Bu, Ted'in önerisiyle uyumlu olarak bir Büyük Patlama hiperyüzeyi üzerinde yürüttüğümüz fiziksel tartışmaların bir aynasıdır. Farklı nedenlerden dolayı her iki $\mathscr{I}^-$ ve $\mathscr{I}^+$, diğer taraftaki hiperyüzeyler üzerinde konformal uzayzamanların diğer tarafa düzgün bir şekilde uzatılmasına büyük bir olasılıkla izin verir. Üstelik bununla da kalmayıp, her iki taraftaki madde içeriğinin fiziksel davranışını temel olarak konformal değişmez denklemlerin belirlediği *kütlesiz* parçacıklar oluşturmaktadır, ve bu madde aktivitesi uzayzamanın (konformal) her iki varsayımsal uzanımının sürdürülebilmesine izin vermektedir.

Bu noktada bir olasılık kendisini gerçekten ortaya çıkarmaktadır. $\mathscr{I}^-$ ve $\mathscr{I}^+$ tek ve aynı olabilir mi? Belki de evrenimiz konformal bir manifold gibi sadece 'halka düğümü'ne benzemektedir, yani $\mathscr{I}^-$ Tod'un önerisine göre konformal olarak uzatılmıştır ve bu sayede $\mathscr{I}^+$'nin ötesinde evrenimiz tekrar kendi Büyük Patlamasından meydana gelmiş olabilir. Bu tutumlu fikir kesinlikle kendi çekiciliğine sahiptir, fakat benim görüşüme göre bu fikrin önerdiklerini inanılması güç kılan ciddi zorluklar mevcuttur. Temel olarak bunun gibi bir uzayzaman temel olarak nedensel etkilerin potansiyel paradokslara yol açması sayesinde *kapalı zamansal eğriler* içermektedir, ya da

[39] H. Friedrich (1983), 'Cauchy problems for the conformal vacuum field equations in general relativity,' Comm. Math. Phys. 91 no.4, 445-72. H. Friedrich (2002), 'Conformal Einstein evoluation,' *The conformal structure of spacetime: geometry, analysis, numerics* içindeki bölüm (ed. J. Frauendiener, H. Friedrich) Lecture Notes in Physics, Springer. H. Friedrich (1998) 'Einstein's equation and conformal structure,' *The geometric universe: science, geometry and the work of Roger Penrose* içindeki bölüm (eds, S. A. Huggett, L. J. Mason, K.P. Tod, S.T. Tsou, ve N.M.J. Woodhouse), Oxford Üniversitesi Yayınları.



Şekil 3.3 Döngüsel Konformal Kozmoloji [CCC: Conformal Cyclic Cosmology] (Şekil 2.5'te göstermiş olduğum gibi evrenin uzaysal olarak kapalı ya da açık olup olmama meselesine önyargılı yaklaşmamaya çalıştım.)

en azından davranışında nahoş kısıtlamalar bulunmaktadır. Bunun gibi paradokslar ve kısıtlamalar $\mathscr{I}^-/\mathscr{I}^+$ hiperyüzeyi boyunca uygun bilginin geçme olasılığına bağımlıdır. §3.6'da görmüş olacağımız gibi, burada önermiş olduğum tipteki bir şemada bunun gibi bir şey gerçek bir olasılığa sahiptir ve bunun gibi kapalı zamansal eğriler gerçekten ciddi tutarsız problemlere yol açma potansiyeline sahiptir.[3.10] Bu nedenden dolayı bu tür bir $\mathscr{I}^-/\mathscr{I}^+$ tanımı önermiyorum.

[3.10] Buna benzer bir uyumsuzluk problemi örneği büyükbaba paradoksu olarak adlandırılır, bir adam geçmişe gidip kendi biyolojik babasını, sonraki büyükannesiyle karşılaşmasından önce öldürür. Sonuç olarak, gezginin evebeynlerinden biri (ve ilave gezgincinin kendisi yardımıyla) asla hamile kalamayacaktır. Bu aslında zamanda geriye doğru gidilmediğini gösterir, büyük baba hâlâ yaşıyor olmalıdır ve böylece ebeveynlerden biri zamanda geriye doğru gidecek gezgini doğuracak ve bu gezginde büyük babasını öldürecektir. Böylece her olasılık mantıksal bir paradoks yaratarak, kendini olumsuzlamasına neden olur *görünmektedir*. René Barjavel (1943), *Le voyageur imprudent* (*The imprudent traveller*). [Gerçekte kitap zaman gezgininin bir atasının O'nun büyükbabası olamayacağını anlatır.]

Bununla birlikte, 'bir sonraki en iyi şeyi' öneriyorum, yani bazı önceki evren fazlarının uzak geçmişi olan, $\mathscr{B}$'dan önceki durumlarda fiziksel olarak gerçek uzayzaman bölgelerinin var olmuş olabileceğini ve yeni bir evren fazı için bir Büyük Patlamayı tanımlayan $\mathscr{I}^+$'nin ötesine uzatılabilen fiziksel olarak gerçek bir evren fazının da *ayrıca* var olduğunu öneriyorum. Bu öneriyle uyumlu olarak, $\mathscr{B}$ ile başlayan ve şu ana $\mathscr{I}^+$ ile uzatılabilen fazını *eon* olarak adlandırıyorum ve bu evrenin bir bütün olarak ardışık eonları içeren uzatılmış konformal manifoldlardan meydana geldiğini ve her birinin genişleyen tam bir evren tarihinde ortaya çıktığını öneriyorum (*Bkz.* Şekil 3.3). Her bir $\mathscr{I}^+$'nin diğer $\mathscr{B}$ ile, her bir eonun bir diğeriyle sürekli olmasını sağlayarak, tamamen düzgünce *Konformal* uzayzaman yapısı olarak birleştirebilecek şekilde tanımlanabilmektedir.

Okuyucu, evrenin ışımasının sıfır dereceye kadar soğuduğu ve sıfır yoğunluğa ulaştığı uzak bir gelecekten, sonsuz sıcaklık ve yoğunluklu Büyük Patlama tipindeki bir genişlemeye geçmeyi kavramakta zorluk duyuyor olabilir. Fakat Büyük Patlamanın 'konformal' genişletilmesi bu sonsuz sıcaklık ve yoğunluğu sonlu değerlere getirebilir ve konformal 'ezilme' sıfır sıcaklığı ve yoğunluğu sonlu değerlere yükseltebilir. Bunlar sadece olası iki şeyi eşleştirebilmek için yapılan yeniden ölçeklendirmeden başka bir şey değildir ve genişletme ile ezilme, fizik yasalarının her iki tarafta da duyarsız olduğu süreçlerdir. Ayrıca her iki taraftan da birbirlerine tüm olası fiziksel geçişlerin (*bkz.* §1.3) tüm olası durumlarını tanımlayan $\mathcal{P}$ *faz uzayını da* burada dikkate almamız gerekmektedir. Mesafe ölçümleri indirgendiğinde ilgili momentum ölçümleri de artacağından (ve *tam tersi*) dolayı, bu ikisinin çarpımı tamamen değişmez olarak yeniden ölçeklendirilebilir ve böylelikle $\mathcal{P}$ *faz uzayı* konformal olarak değişmez bir *hacim ölçüsüne* sahip olur.[3.11] (Bu gerçek §3.4'te bizim için kritik bir öneme sahip

[3.11] $\mathcal{P}$ üzerindeki ölçüm '$dp \wedge dx$'in bir kuvvetidir, burada dp sembolü, x konum değişkenine göre değişen momentumu belirtir; örnek için *bkz.* R. Penrose (2004) (2004), *The Road To Reality*, §20.2. Eğer dx bir Ω faktörü yardımıyla ölçeklendirilirse, dp Ω^{-1} ile ölçeklenir. Bu $\mathcal{P}$ üzerindeki ölçek değişmezliği fiziği tanımlanan herhangi bir konformal değişmezlikten bağımsızdır.

olacaktır.) Bu kozmolojik şemayı, CCC olarak kısaltarak, *döngüsel konformal kozmoloji* olarak adlandıracağım.[3.12]

[3.12] R. Penrose (2008), 'Causality, quantum theory and cosmology,' *On space and time* içindeki bölüm (ed Shahn Majid), Cambridge Üniversitesi Yayınları. R. Penrose (2009), 'The basic ideas of Conformal Cyclic Cosmology,' *Death and anti-death, Volume 6: Thirty years after Kurt Gödel* içindeki bölüm (1906-1978) (ed Charles Tandy), Ria Universty Press, Stanford, Palo Alto, CA.

3.2 CCC'nin Yapısı

Bu önerinin değişik görünümleri için yukarıda vermiş olduğumdan çok daha detaylı bilgiye ihtiyacımız vardır. Anahtar bir mesele, evrenimizin *bütün* içeriğinin çok uzak bir gelecekte olasılıkla neye benzeyeceğidir. Şimdiye kadar bu tartışmada esas olarak yıldız ışığından, CMB'den ve kara delik Hawking buharlaşmasından kaynaklanan ardalan fotonlar üzerine yoğunlaştık. Ayrıca kütleçekim dalgalarının temel (kuantum) bileşenlerini meydana getiren gravitonların da önemli bir katkı yaptığını belirttik. Bu dalgalar uzayzaman eğriliğinin 'dalgalanmaları' biçiminde var olur ve galaksi merkezlerindeki olağanüstü büyük kara deliklerin yakın etkileşimlerinden kaynaklanır.

Foton ve gravitonların her ikiside kütlesizdir, bu yüzden çok uzak gelecekle ilgili olarak, evrenin tarihindeki çok geç bir düzeyde buna benzer maddelerden bir saat kurmanın ilkesel olarak olanaksız olacağına ilişkin bir felsefeyi savunabiliriz. Aksi bir durum, evrenin kendisi uzak bir gelecekte 'zaman rotasının izini kaybedeceğinden' ve fiziksel evrenimizin geometrisi Einstein'ın görelilik kuramının tam metrik geometrisinden ziyade, *konformal geometri* (örneğin boş-koni geometrisi) haline geleceğinden mantıksız görünmektedir. Birazdan, kütleçekim alanının zorlukları nedeniyle bu felsefeyi nasıl daha ılımlı hale getireceğimizi göreceğiz. Fakat şimdilik, bu felsefi bakış açısının diğer bir zorluğunu inceleyelim.

Evrenimizin ana içeriğini, evrenimizin geç evresindeki içeriği olarak göz önüne alırken, kara deliklerin içinde kendilerini üreten galaksilerden rastgele kaçan maddelerden bulunmadığını göz ardı ettik, galaksi topluluklarında bulunmayan maddeleri ihmal ettik ve önemli miktarlarda kara maddenin kara deliklere düşmediğini hesaba katmadık. Örneğin, bu yolla kurtulmuş olan bir beyaz cüce yıldız soğuyarak görünmeyen bir kara cüceye dönüşürse ne olur? Gözlemsel limit bu olayın gerçekten çok yavaş gerçekleşeceğini söylemesine rağmen protonların da bozunabileceği öngörülmektedir.[3.13] Her koşulda bazı bozunma ürünleri var olacaktır ve çok sayıdaki beyaz cüce materyalinin bu süreçlerin yardımıyla bir kara deliğe çökebilmesine rağmen, başlangıçta içinde bulundukları galaksi kümelerinde olan bu maddelerin içinden bazı formlarda, olasılıkla çok sayıda 'yaramaz' kütleli parçacık kaçabilir.

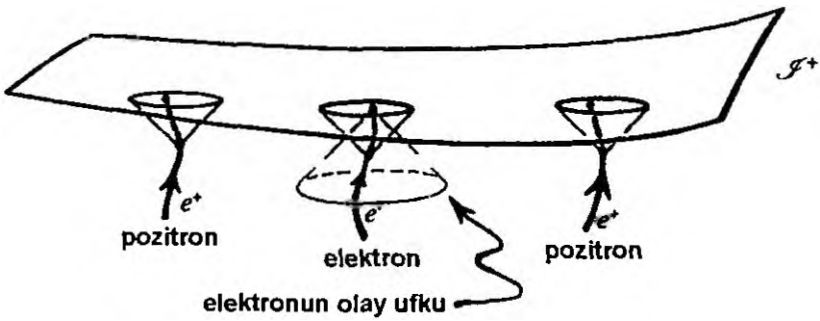
Bu tartışmada özellikle ilgilendiğim *elektronlardır* –ve ayrıca onların karşıt parçacıkları, *pozitronlar*– çünkü onlar en azından *elektrik yüklü* kütleli parçacıklardır. Protonlar ile elektron ve pozitronlardan daha büyük kütleli parçacıkların çok uzun bir zaman sonra daha az kütleli parçacıklara bozunmaları bilinen bir olgudur. Bütün protonların da bu şekilde bozunacağını hayal edebiliriz fakat elektrik yükünün kesinlikle korunan bir nicelik olduğunu kabul edersek, protonun bozunma ürünlerinin en azından bir pozitron içermesi gerekmektedir. Benzer argümanlar negatif yüklü parçacıklar için de söylenebilir ve sonuç olarak bu pozitronlara eşlik eden çok sayıda elektronun da var olduğunu kabul ederiz. Son durumda *bozunmayan* proton ve karşı-proton gibi büyük kütleli parçacıklar da var olacaklardır ancak anahtar problemi elektronlar ve pozitronlar meydana getirir.

Peki bu niye bir problem oluştursun? Yukarıdaki felsefi bakış açısını doğrulayan, elektron ve pozitronların nihai olarak bu parçacıklara bozunacağı gerçekte *kütlesiz olan* diğer bir tipte yüklü parçacıklar, (biri pozitif diğeri negatif yüklü olan)

[3.13] Japonya'da ki Süper-Kamiokande sulu Cherenkov Işınım dedektöründe yürütülen şu anki deneyler protonun yarı ömrü için $6{,}6 \times 10^{33}$ yıllık bir alt limit sunmaktadır.

var olabilir mi? Cevap 'hayır' olarak ortaya çıkar. Buna benzer bir tipteki kütlesiz yüklü parçacık var olsaydı, günümüzdeki fiziksel süreçlere katılan parçacıkların içinde çok sayıda görülmesi gerekirdi.[3.14] Oysa bu süreçler gerçekte, bu tür kütlesiz yüklü parçacıklar *üretilmeden* meydana gelmektedir. Sonuç olarak bugün itibariyle kütlesiz yüklü parçacıklar *yoktur* diyebiliriz. Peki, kütleli elektron ve pozitronların sonsuza dek var olacakları tasarladığımız felsefi bakış açısıyla çelişir mi?

Bu bakış açısını destekleyen bir olasılık, artakalan elektron ve pozitronların birbirlerini foton oluşturmak üzere yok etmesidir ki, bu durum felsefemiz için zararsızdır. Fakat oldukça uzak bir gelecekte, çok sayıda yüklü parçacık, Şekil 3.4'te gösterildiği gibi (ayrıca *bkz* Şekil 2.43), kendilerini kendi kozmolojik olay ufuklarıyla sınırlandırılmış bulacaktır ve böylece zıt yüklü parçacıkların birbirlerini yok etme olasılığı ortadan kalkacaktır. Olası bir çözüm bizim felsefi bakış açımızı zayıflatabilir ve tek tek elektron ya da pozitronların kendi olay ufuklarıyla sınırlandırılmış olduğunu iddia ettiğimizde bunları gerçek bir saat yapımı için kullanmak oldukça zor olacaktır. Ben böyle bir aklı yürütmeden hoşnutsuzum, çünkü talep ettiğimiz türdeki incelikli fiziksel kuralların tutarlılığından mahrum kaldığımızı düşünüyorum.



Şekil 3.4 Sonuçta nadiren de olsa kendi olay ufukları yardımıyla tutulan 'yaramaz' elektron ya da pozitronlar var olabilir ve çift yokoluş yardımıyla elektrik yüklerini kaybetmemiş olabilirler.

[3.14] Başlıca çift yok olmaları; Bu konuda beni aydınlattığı için J.D.Bjorken'e minnettarım. J.D. Bjorken, S.D. Drell (1965), *Relativistic quantum mechanics*, McGraw-Hill.

Daha radikal bir çözüm yük korunumunun gerçekte doğanın katı yasalarından biri *olmadığını* farz etmek olabilir. Bu yüzden çok nadir anlarda durum gerçekten böyleyse, yüklü bir parçacık elektrik yükü olmayan bir parçacığa bozunabilir ve sonsuz zaman sonra tüm elektrik yükleri ortadan kaybolabilir. Bu koşullar altında, elektron ya da pozitron kendi yüksüz kardeşlerine, örneğin bir *nötrinoya* dönüşebilir, fakat bu durumda bir gereksinime daha ihtiyaç duyarız, çünkü bilinen üç tip nötrino olmasına rağmen, durgun-kütlesi olmayan bir tane nötrino olmalıdır.[315] Ancak yük korunumunun herhangi bir şekilde çiğnendiğini gösteren bir kanıt olmadığı gibi, buna benzer bir olasılığın varlığı kuramsal olarak olağanüstü nahoş bir durumdur, çünkü bu durumda foton küçük bir kütle kazanır ki, bu da önerilen felsefi bakış açısını kendi kendine geçersiz kılar.

Bence bir olasılık daha var ve gerçekten üzerinde ciddi bir şekilde düşününce, sadece bütün dertlerden bizi kurtardığı için değil, aynı zamanda durgun-kütle kavramının mutlak bir sabit olmadığını hayal edebilmemizi sağladığı için, beni etkileyen bir olasılık. Bu fikre göre, sonsuzluğa yaklaşıldığında sağ kalan kütleli parçacıkların –şayet son durumda bozunmayacaklarsa elektronlar, pozitronlar, nötrinolar ve ayrıca proton ve karşı-protonlar ile karanlık maddenin bileşeni her neyse (olmazsa olmaz koşul yüksüz olması fakat durgun-kütleye sahip olması)– durgun-kütleleri gitgide azalır ve sıfır değerine ulaşır. Tekrar söylememiz gerekirse, şu ana dek ilgilendiğimiz sıradan durgun kütle kavramının çiğnendiğini gösteren, elimizde kesinlikle gözlemsel bir kanıt yoktur, fakat bunun gibi bir durum için uygun fikrin kuramsal ardalanı yük korunumu için gerekli olandan daha az önemli olacaktır. Elektrik yükünün varlığında *ek* bir niceliğe sahip oluruz, bir sistemin toplam yükü her zaman onu oluşturan bileşenlerin ayrı ayrı yük-

[315] Şu anda nötrinolarla ilgili gözlemsel durumlar kütle *farklılıklarının* sıfır olamayacağı yönündedir, fakat bu üç nötrino tipinden *biri* hâlâ teknik olarak kütlesiz görünmektedir. Y. Fukuda *et al.* (1998), 'Measurements of the solar neutrino flux from Super Kamlokande's first 300 days,' *Phys. Rev. Lett.* 81 (6) 1158-62.

lerinin toplamıdır, oysa durgun-kütleleri söz konusu olduğunda gerçekte olan durum bu değildir. (Einstein'ın $E=mc^2$ yasası, bileşenlerin hareketlerinden kaynaklanan kinetik enerjilerinin toplama katkı yapacağını söyler.) Bununla birlikte, temel elektrik yükünün gerçek değeri (anti-aşağı-kuarkın yükü, protonun üçte biri değerindedir), kuramsal bir gizeme sahip olsa da, evrende bulunan bütün diğer yükler bu değerin tamsayı katı kadardır. Durgun kütle için böyle bir durum söz konusu değildir ve ayrı ayrı parçacık çeşnilerinin durgun kütlelerini meydana getiren neden tamamen bilinmezdir. Bu yüzden temel bir parçacığın durgun kütlesinin kesin bir sabit olmamasına olanak veren bir serbestlik derecesi vardır –gerçekten de daha önce §3.1'de bahsettiğimiz gibi, standart parçacık fiziğine göre *erken* evrende durum böyle değildir– ve belki de çok uzak bir gelecekte azalarak sıfıra gidecektir.

Bununla bağlantılı olarak, parçacık fiziğinde ilgilendiğimiz durgun kütlenin durumu hakkında teknik bir yorum yapabiliriz. 'Temel parçacık' fikrini ele almak için standart yöntem, 'Poincaré grubunun indirgenemez temsili' olarak adlandırılan şeye bakmaktır. *Poincaré grubu* $\mathbb{M}$ Minkowski uzayının simetrilerini tanımlayan matematiksel yapıdır ve bu özel görelilik ile kuantum mekaniği bağlamında doğal bir durumdur. Poincaré grubu *Casimir operatörleri*[3.16] olarak adlandırılan iki niceliğe sahiptir ve bu nicelikler *durgun-kütle* ile *iç-spini* tanımlar. Bu nedenle durgun-kütle ile spin, parçacığın kararlı kalması, ve herhangi bir şeyle etkileşmemesi kaydıyla sabit kalacağından, 'iyi kuantum numaraları' olarak kabul edilir. Bununla birlikte $\mathbb{M}$ fiziksel yasalarda ortaya çıkan ($\mathbb{M}$ için $\Lambda=0$) pozitif kozmolojik sabitin varlığında daha az temel bir role sahiptir ve kozmolojiyle ilgili olarak $\mathbb{M}$'den ziyade $\mathbb{D}$ *de Sitter uzayzamanının* simetri grubu önem kazanmaya başlar ki, bu tamamen ilgilendiğimiz simetridir (*Bkz.* §2.5 ve şekil 2.36(a),(b)). Bununla birlikte durgun-kütle tamamen de Sitter grubunun, tam bir Casimir operatörü *değildir* (Λ'yı içeren küçük ek bir terim mevcuttur), dolayısıyla nihai durumu tartış-

[3.16] Bu operatörler bütün grup elemanlarının *değiş tokuş edilebildiği* grubun üreteçlerinden türetilmiştir.

malıdır ve bu nedenle durgun kütlenin çok yavaş bozunmasının imkânsız olmadığını göz önünde tutmamız gerekir.[3.17]

Bu öneriye göre, durgun kütlenin gitgide bozunarak yok olması, CCC'nin bütün şemasıyla ilgili olarak tuhaf yorumlara sahiptir, çünkü zamanın ölçülmesiyle ilgili olan yeni bir mesele ortaya çıkmaktadır. §2.3'ün sonlarında bir parçacığın durgun kütlesini zamanın iyi-tanımlanmış bir ölçeğini elde etmek için kullanabileceğimizi söylemiştik, bunun gibi bir ölçeklemeye konformal bir yapıdan tam bir metriğe geçebilmek için ihtiyacımız vardır. Yukarı yapılan tartışmadan işimize yarayan sonuçları elde etmek için, parçacık kütlelerinin, her ne kadar çok yavaş bir şekilde giderek azalsa da ve bu durum bizi bir nebze olsa kuşkulandırsa da, bozunmasına ihtiyacımız vardır.

Kütleli parçacıklar henüz etrafımızdayken fakat kütleleri yavaşça bozunuyorken, uzayzaman metriğimizi kesin olarak tanımlamak için parçacıkların durgun kütlelerini kullanma fikrini, hâlâ benimseyecek miyiz? Eğer standart zamanı oluşturmak için bazı özel parçacık tiplerini, örneğin bir elektronu ele alırsak, $\mathcal{I}^+$'a ulaşıldığında (*bkz.* Ek A2) bunlar yeterince 'kütlesizleşirler'; ancak $\mathcal{I}^+$ hiçbir suretle sonsuzda *değildir ve* evrenin genişlemesi bu 'elektron metriğine göre' yavaşlamalı ya da ters bir çökmeye uğramalıdır. Görülecektir ki, buna benzer bir davranış Einstein'ın denklemleriyle uyumlu değildir. Ayrıca eğer bir 'elektron metriği' yerine bir 'nötrino metriği' ya da 'proton metriği' kullansaydık, uzayzamanın detaylı geometrik davranışı elektronu kullandığımız zaman elde ettiğimizden farklı olabilirdi (sıfıra ölçeklendirmedikçe, başlangıçtaki kesin oranlarını destekleyen bütün kütle değerleriyle ortaya çıkar). Bana göre bu durum çok tatmin edici değildir.

Eonun tüm tarihi boyunca, Λ sabiti içeren Einstein denklemlerinin bazı uygun formlarını koruması için, metriğin ölçeklendirilmesini tanımlayacak diğer bir öneriye ihtiyacımız vardır. Bir saat yapım önerisi için oldukça zor bir 'pratik' çözüm olarak Λ'ın kendisini bir ölçek tanımlamak için kulla-

[3.17] H. M. Chan ve S. T. Tsou (2007), 'A model behind the standart model,' *European Physical Journal* C52, 635-663.

nabiliriz ya da bununla yakından ilişkili olarak G kütleçekim sabitinin etkin değerini işin içine sokabiliriz. Aksi takdirde, durmaksızın kendi uzak geleceğine sonsuz bir şekilde üssel olarak genişleyen ve evrimleşen evrende, sonunda zaman ölçeği kaybolacaktır.

Bu konu şu ana kadar gizlemiş olduğum diğer bir konuyla yakından ilişkilidir: serbest kütleçekim alanı için C Weyl konformal tensörünün yardımıyla tanımlanan konformal bir değişmezlik olmasına rağmen, alanın kaynağıyla bağlantısı konformal değişmez ***değildir***. Bu durum Maxwell kuramında olanlardan oldukça farklıdır, çünkü Maxwell'in kuramında serbest elektromanyetik **F** alanı ve **F**'nin kaynağıyla bağlanmasını sağlayan **J** yük-akım vektörünün her *ikisi de* konformal olarak değişmezdir. Bu yüzden, *kütleçekim* modelini ele aldığımızda CCC'nin felsefesi muğlak hale gelir. Bir bakıma, CCC'nin felsefesi, *kütleçekim-bağımsız* fiziğin (ve Λ-bağımsız fiziğin) bir bütün olarak fiziği tamamen kaybetmese bile, zamanın izini kaybedeceğini söyler.

Einstein'ın kuramının konformal değişmezlikle olan ilişkisini anlamaya çalışalım. Bir dereceye kadar hassas bir konu. Elektromanyetizmanın varlığında, bütün denklemler konformal yeniden ölçeklendirmeler altında korunur. Uzayzaman metriği **g**, bir *ölçek faktörü* Ω yardımıyla, konformal ilişkili $\hat{\mathbf{g}}$ metriği ile yer değiştirildiğinde ne olacağını inceleyelim. Bu değişim uzayzamanda düzgün olarak değişen pozitif bir sayının yardımıyla gerçekleştirilir (*bkz.* §2.3 ve §3.1).

$$\mathbf{g} \mapsto \hat{\mathbf{g}} = \Omega^2 \mathbf{g}$$

Maxwell Kuramının konformal değişmezliğini görmek için, alanı tanımlayan $\mathbf{F}$ $\left[\begin{smallmatrix}0\\2\end{smallmatrix}\right]$-tensörünü ve kaynağı tanımlayan $\mathbf{J}$ $\left[\begin{smallmatrix}1\\0\end{smallmatrix}\right]$-tensörünü, aşağıdaki gibi

$$\mathbf{F} \mapsto \hat{\mathbf{F}} = \mathbf{F} \text{ ve } \mathbf{J} \mapsto \hat{\mathbf{J}} = \Omega^4 \mathbf{J}$$

yeniden ölçeklendirmeye uyumlu hale getirmeliyiz. Maxwell denklemleri sembolik olarak aşağıdaki gibidir:

$$\nabla \mathbf{F} = 4\pi \mathbf{J}$$

Burada ∇ işlemcisi, g metriği yardımıyla tanımlanan diferansiyel operatörlerin bir setini temsil eder[3.18] ve $g \mapsto \hat{g}$ ölçek değişimi uygulandığında, ilgili $\hat{g}$ yardımıyla tanımlanmış olan, $\hat{\nabla}$ işlemcisiyle yer değiştirmelidir. Daha sonra

$$\hat{\nabla}\hat{\mathbf{F}} = 4\pi \mathbf{j}$$

olarak bulunur (*bkz.* Ek A6). Bu denklem daha öncekiyle aynıdır fakat şimdi 'şapkalı' formdadır ve Maxwell denklemlerinin *konformal değişmezliğini* tanımlar. Özel olarak J=0 seçildiğinde *serbest* Maxwell denklemlerini elde ederiz:

$$\nabla \mathbf{F} = \mathbf{0}$$

ve $g \mapsto \hat{g}$ dönüşümünü uygulayarak konformal değişmezliğini buluruz:

$$\hat{\nabla}\hat{\mathbf{F}} = \mathbf{0}$$

Bu (konformal değişmez) denklem seti *elektromanyetik dalgaların* (ışık) yayılımını yönetir ve ayrıca ayrı ayrı serbest fotonların yardımıyla kuantum mekaniksel Schrödinger denklemini sağlar (*bkz.* §3.4'e ve Ek A2, A6).

Kütleçekim varlığında, $\mathbf{E}$ $\left[{}^{0}_{2}\right]$- kaynak tensörü (Einstein tensörü, J'nin yerini alan; *bkz.* §2.6) denklemler için konformal değişmezliği sağlayan bir ölçek davranışına sahip değildir, fakat, kütleçekim dalgalarının yayılımını yöneten, $\nabla \mathbf{F} = 0$'ın konformal değişmez bir benzeri vardır, ve serbest ayrı ayrı gravitonlar için Schrödinger denkleminin bir benzerini oluşturur. Sembolik olarak aşağıdaki gibi tanımlayacağım (*bkz.* Ek A2, A5, A9),

$$\nabla \mathbf{K} = 0$$

Burada bir kurnazlık yapalım, bu $\mathbf{K}$ $\left[{}^{0}_{4}\right]$-tensörünü Weyl konformal C tensörü $\left[{}^{0}_{4}\right]$ (*bkz.* §2.6) ile aynı olduğunu düşünelim:

$$\mathbf{K} = \mathbf{C}$$

Orijinal fiziksel metrik (Einstein) kullanıldığında g, $g \mapsto \hat{g} = \Omega^2 g$ dönüşümüne göre $\hat{g}$ metriğini yeni bir metrik olarak yeniden

[3.18] Diferansiyel operatörler, niceliklerin değişen uzay-zamanda nasıl etkileştiklerini ölçer; burada kullanılan '∇' operatörünün açık anlamını görmek için Eklere bakın.

ölçeklendirildiğini buluruz ve konformal eğriliğin ölçülmesini sağlayan C'nin anlamını ve K dalga yayılımının konformal değişmezliğini korumak için aşağıdaki

$$C \mapsto \hat{C} = \Omega^2 C \quad \text{ve} \quad K \mapsto \hat{K} = \Omega K$$

ölçeklendirmelerini yaparız. Sonuç olarak

$$\hat{\nabla}\hat{K} = 0$$

elde ederiz; bu ölçeklendirmeler de

$$\hat{K} = \Omega^{-1}\hat{C}$$

eşitliğini sağlar.[3.19]

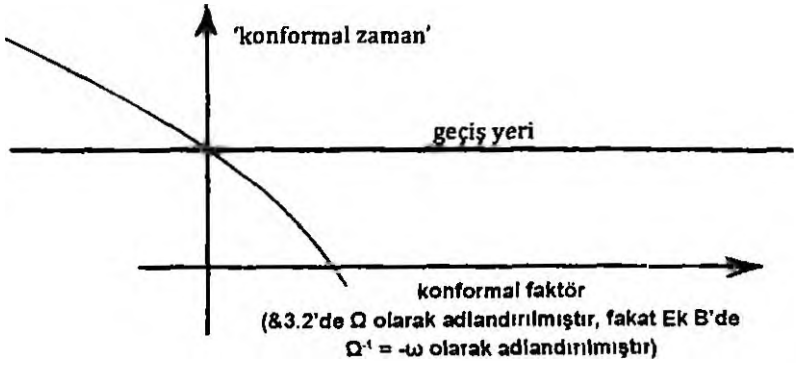
Bu durum CCC için oldukça önemli olan bazı tuhaf sonuçlara yol açar. $\mathcal{I}^+$'a geçmişinden yaklaşabilmek için, düzgün bir şekilde sıfıra gitmeye eğilimli[3.20] fakat normal türevi sıfırdan-farklı olan konformal Ω faktörü kullanmamız gerekir. Bunun geometrik anlamı Şekil 3.5'te tasvir edilmiştir. K için dalga-yayılım denkleminin konformal değişmezliği, $\mathcal{I}^+$ üzerindeki değerlerin (ve genelde sıfırdan-farklı) *sonlu* olduğunu anlatır. Bu değerler sonsuza giden ve dolayısıyla $\mathcal{I}^+$ üzerinde işaretlenmiş olan *kütleçekim ışımasının* –ışığın kütleçekim benzeri– (ve polarizasyonun) şiddetini tanımlar (Şekil 3.6). Benzer uygulamayı, elektromanyetik ışınım alanının (ışık) polarizasyonu ve şiddetini tanımlayan, $\mathcal{I}^+$ üzerindeki F değerleri için de yapabiliriz. Çünkü yukarıda $\hat{C}=\Omega\hat{K}$ olarak yeniden yazabileceğimiz denklem, Ω $\mathcal{I}^+$'da sıfır olacağından dolayı, $\hat{K}$'nün sonlu olma durumunun $\mathcal{I}^+$ üzerindeki konformal $\hat{C}$ tensörünün kendiliğinden sıfır olması gerektiğini gösterir (sonlu $\mathcal{I}^+$'da bir $\hat{g}$ metriği kullandık). $\mathcal{I}^+$'da $\hat{C}$ tensörü konformal geometrinin doğrudan bir ölçümünü sağlamasından dolayı, CCC, konformal geometrinin her bir eondan diğer bir eona karşılıklı 3-boyutlu yüzey geçişinin *düzgün* olmasını gerektirir. Bu geçiş konformal eğrilerin, art arda meydana gelen eonların $\mathcal{I}^+$ patlama yüzeylerinde sıfır olması gerektiği anlamına gelir. Aynı şekilde CCC,

---

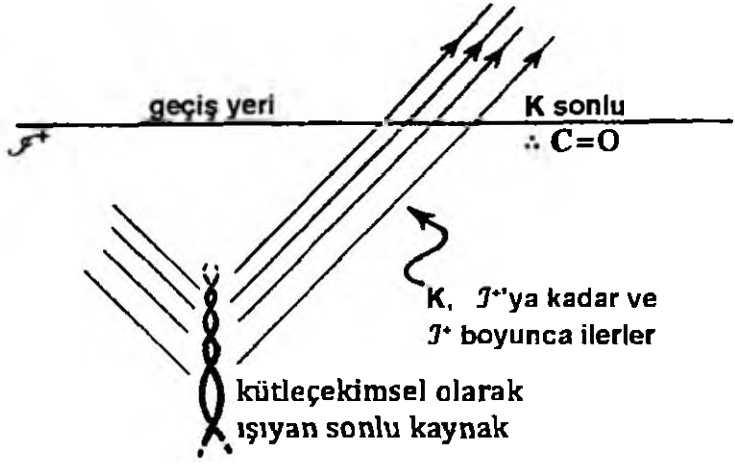
[3.19] R. Penrose (1965), 'Zero rest-mass field including gravitation: asymptotic behaviour,' *Proc. R. Soc. Lond.* A284 159-203.

[3.20] Gerçekte, Ek B1'de, benim g ya da ĝ olarak tanımladığım metrikler Einstein'ın fiziksel metriğinin tersi olacaktır, çünkü Ω^{-1} sıfıra gitme eğilimindedir.

konformal eğriliğin sonlu olması gerektiğinden ziyade (bu durum doğrudan Tod'un önerisinin sonucuydu), gerçekte Weyl eğrilik hipotezinin (WCH, §2.6) *daha güçlü* bir versiyonunu sağlar. Diğer bir deyişle bu konformal eğrilik gerçekte her bir eonun $\mathscr{I}^+$ sınırında, WCH'nin orijinal fikriyle uyumlu olarak, ortadan *kaybolmalıdır*.



Şekil 3.5 Çapraz geçişte konformal ölçek faktörü pozitif değerden negatif değere geçer, eğri ne dikeyde ne de yatayda bir eğime sahiptir. Burada 'konformal zaman,' sadece uygun bir konformal diyagramdaki 'yüksekliği' anlatır.



Şekil 3.6 Kütleçekim alanı, konformal değişmez bir denkleme göre ilerleyen, K tensörü yardımıyla ölçülür ve genelde $\mathscr{I}^+$'da sıfırdan-farklı sonlu değerlere sahiptir.

Yüzeyin, daha doğrusu bir sonraki eonun $\mathscr{I}^+$'yi izleyen yüzeyin, $\mathscr{I}^+$'da *sonsuz* olan konformal bir faktör buluruz, fakat

böylece $\mathscr{I}^+$'da, Ω^{-1} düzgün bir davranış gösterir.[3 21] Bu yüzden Ω, sürekli bir şekilde 3-boyutlu yüzey geçişi yaparak *tersini* oluşturur! Matematiksel olarak bu durumun üstesinden gelmenin bir yolu, Ω^{-1} tersinden ayırt edilemeyen Ω'nın temel bilgisini şifrelemektir. Bunu Π $\begin{bmatrix} w \\ 1 \end{bmatrix}$-tensörünü (1-formlu) göz önüne alarak yapabiliriz. Matematikçiler bu tensörü aşağıdaki gibi tanımlar.[3 22]

$$\Pi = \frac{d\Omega}{\Omega^2 - 1}$$

Π hakkındaki en önemli iki bilgiden ilki, karşılıklı 3-boyutlu yüzey geçişinde düzgün kalması ve ikinci olarak da, $\Omega \mapsto \Omega^{-1}$ yer değiştirmeleri altında değişmemesidir.

CCC'de, Π'yı karşılıklı geçişler üzerinde gerçekten düzgünce değişmesini sağlamaya çalışırız ve eğer ölçeklenme bilgisini tanımlamak için Ω yerine Π'yı alırsak, karşılıklı geçişlerde Π düzgün kalırken, $\Omega \mapsto \Omega^{-1}$ yer değiştirmelerini sağlayabiliriz. Bu gereksinim, $\mathscr{I}^+$'da Ω'nın davranışı için kesin matematiksel şartlar gerektirir ve bulgular eşsiz ve tatmin edici bir şekilde gerçekten bunların sağlandığını göstermektedir (Detaylı bilgiler Ek B'de verilmiştir). Sonuç olarak, 3-boyutlu yüzeyin karşılıklı geçişi yardımıyla kütlesiz alanların geleceğe doğru hareket etmeleri için belirgin ve görünüşte tek olan matematiksel bir prosedüre sahip olmuş oluruz. Burada sadece önceki eonun ($\mathscr{I}^+$'dan önce) çok uzak geleceğinde kütlesiz alanların var olduğu farz edilmiştir.

Sadece kütlesiz alanların varlığında, daha önceki eonun $\mathscr{I}^+$'dan önce gelen bölgesindeki yeniden ölçeklendirilmiş $\hat{g}$ metriğinin seçiminde, verilen konformal yapıya uyumlu olan özel bir ölçeklendirme serbestisine sahip oluruz. Bu serbestlik, Ek B2'de 'ϖ-denklemi' olarak bahsettiğim kendi kendine bağla-

---

[3 21] §3.3'te Friedmann'ın toz modelinden ziyade Tolman'ın ışınım modelinde tanımlandığı gibi, bu durum *ışınım* olan $\mathscr{I}$'deki maddenin doğasına bağımlıdır.

[3 22] 'Diferansiyel,' Cartan'ın diferansiyel hesabında *1-formlu* ya da *kovektör* tanımladığı, $d\Omega/(1-\Omega^2)$ olarak yorumlanır. $\Omega \mapsto \Omega^{-1}$ altındaki değişmezliği standart hesabın kuralları kullanılarak kolayca kontrol edilebilir; *bkz.* örneğin, R. Penrose (2004), *The Road To Reality*, Random House.

nan (doğrusal-olmayan) konformal değişmez kütlesiz bir skaler alan denklemini sağlayan, ϖ alanı cinsinden tanımlanır. ϖ-denkleminin farklı çözümleri olası farklı metrik ölçeklendirmelerini verir, yani seçtiğimiz bir $\hat{g}$ metriğinden olası bir diğer $\varpi^2\hat{g}$ metriğini elde ederiz ki, zaten Einstein denklemleri (Λ kozmolojik sabitli) sadece kütlesiz olan kaynaklar için bu sonucu elde edebileceğimizi gösterir. ϖ'nin özel seçimi 'hayalet alan' olarak adlandırılan (Einstein'ın g metriğinde basitçe 1 değeri alarak kaybolan), Einstein'ın orijinal fiziksel g metriğini verir. Hayalet alan, $\mathcal{I}^+$'den önce gelen bir bölgede, herhangi bir fiziksel bağımsız serbestlik derecesine sahip değildir, fakat g metriğinin izini takip eder; bu durum da bize, halen kullanmakta olduğumuz $\hat{g}$ metriğinden g metriğine doğru yapılan ölçeklendirmeyi verir.

Karşılıklı geçişin karşı tarafında, sonraki eonun Büyük Patlamasını takiben, fiziksel olmayan bir şekilde, etkin kütleçekim sabitini negatif buluruz. Bu nedenle diğer tarafta, Π ile uyumlu olan Ω^{-1} seçimini kullandığımız alternatif yorumu kabul etmek zorunlu bir hale gelmektedir. Bu durum, karşılıklı geçişin Büyük Patlama tarafında (her ne kadar başlangıçta sonsuz olsa da) ϖ hayalet alanını *gerçek* bir fiziksel alana dönüştüren bir etkiye sahiptir. Büyük Patlamayı takiben oluşmuş olan ϖ alanını, yeni *karanlık maddenin* kütle kazanmasından önceki ilk formu olarak yorumlamak çok çekicidir. Neden böyle bir yoruma gerek duyuyoruz? Basitçe nedeni, yeni eonun Büyük Patlamasındaki skaler alanın doğasından kaynaklanan *bazı* yeni baskın katkıların varlığının, matematisel olarak zorunlu olmasıdır. Bu güçlük konformal faktörün yukarıda belirtilmiş olan davranışından dolayı ortaya çıkar. Bu, fotonlardan (elektromanyetik alan) ya da diğer herhangi bir maddenin parçacığından (karşılıklı 3-yüzey geçişine vardığı anda durgun-kütle enerjisini kaybettiğini düşündüğümüz) gelen katkılara ek bir katkıdır. Bu, karşılıklı geçişteki dönüşümlerde, $\Omega \mapsto \Omega^{-1}$ kabul ettiğimizde, matematiksel uyumluluk için gereklidir.

Ek bir görünümü, karşılıklı geçişin Büyük Patlamasını anlamak için uyguladığımız matematiksel yöntemden elde

ederiz. Doğal bir sınırın mümkün olduğunca durgun kütlenin görünümünde dikkate almadığımız konformal faktördeki serbestliği sınırlamasına rağmen, burada sadece kütlesiz olan bütün kaynakları göz önüne almalıyız. Bu yüzden, sonraki Büyük Patlamanın madde içeriğinin bir bileşeni durgun-kütleyi içeren bu katkıdan gelir. Bunun gibi bir şeyin Higgs alanıyla birlikte (ya da önemli bir rol oynayan her neyse) erken evrendeki durgun-kütlenin görünümünde rol oynadığını varsaymamız doğaldır.

Bizim kendi eonumuzun başlangıçtaki aşamalarında oluşmuş olan kara madde, maddenin baskın formudur. Sıradan maddenin %70'ini oluşturur (buradaki 'sıradanın' anlamı genelde 'kara enerji' olarak adlandırılan Λ kozmolojik sabitinin katkısını hesaba *katmamaktır*[3.23] fakat kara madde parçacık fiziğinin standart modeliyle hiç de rahatça uyuşuyor görünmemektedir, ve diğer tür maddelerle etkileşimleri yalnızca kütleçekim etkisinin yardımıyla oluyor görünmektedir. Daha önceki eonun son dönemlerindeki ϖ hayalet alanı, sadece $g \mapsto \Omega^2 g$ dönüşümüne izin veriyor olmamızdan dolayı meydana gelen kütleçekim alanının etkili bir skaler bileşeninden ortaya çıkmaktadır ve hiçbir serbestlik derecesine sahip değildir. Art arda meydana gelen eonlarda, yeni ϖ maddesi ilk olarak bir önceki eonun kütleçekim dalgalarından meydana gelen serbestlik derecelerinden ortaya çıkar. Kara madde Büyük Patlamamız için önemli bir yere sahip görünmektedir ve bu kesinlikle ϖ durumunda geçerlidir. Bu fikre göre Büyük Patlamadan hemen sonrası için (Higgs rol oynamaya başladığında), yeni ϖ alanı kütle kazanır ve daha sonra bugün gözlemlediğimiz değişik türdeki düzensizliklere sahip madde dağılımının şekillenmesinde önemli bir role sahip olan gerçek kara madde o ortaya çıkar.

Belki de 'kara' olarak adlandırabileceğimiz iki önemli niceliğin ('kara madde' ve 'kara enerji') her ikisinin de, son on yıllık detaylı kozmolojik gözlemlerden hareketle giderek daha anlaşılır olmaları ve CCC'nin önemli bileşenleri haline gelmeleri-

[3.23] Kişisel olarak modern eğilimin 'kara enerji' tanımını evrenin madde yoğunluğuna katkısından dolayı oldukça uygunsuz buluyorum.

nin altını çizmek önemlidir. Bu şema, $\mathcal{I}^+$'ın *uzaysal* doğası $\mathcal{H}$'nin uzaysal karakteriyle eşleşmesi gerektiğinden dolayı, $\Lambda>0$ olmadan kesinlikle *çalışmaz*. Ayrıca yukarıda gördüğümüz gibi bu şemanın, kara maddeyle akla yatkın bir biçimde tanımlanan başlangıçtaki bazı madde çeşitlerine ihtiyacı vardır. Kara maddenin bu yorumunun kuramsal ve gözlemsel olarak sağlanıp sağlanmadığını görmek ilginç olacaktır.

Λ sabitine gelince, ana mesele kozmologların ve kuantum alan kuramcılarının *değerinin* ne olduğunu anlamaya çalışmalarından ortaya çıkar. Λg niceliği sık sık kuantum alan kuramcılarına göre *vakum enerjisi* olarak yorumlanır (*bkz.* §3.5). Görelilikle bağdaştırabilmek için, bu 'vakum enerjisinin' g ile orantılı olan bir $\begin{bmatrix}0\\2\end{bmatrix}$-tensörü olmak zorundadır, fakat bu oran faktörü, yaklaşık 10^{120} gibi bir faktör yardımıyla, Λ sabitinin gözlemlenen değerinden oldukça büyüktür ve bu durum ele aldığımız fikir tarafından açıklanamamaktadır.[324] Diğer bir bulmaca Λ'nın gözlemlenen olağanüstü küçük değerinden kaynaklanır, çünkü bu değer, evrendeki *şu anki* toplam madde çekimiyle karşılaştırıldığında bu çekim gücünü yenecek ve evrenin genişlemesine izin verecek, geçmişte olağanüstü büyük olan ve gelecekte olağanüstü küçülecek olan bir değere sahiptir ve durum tuhaf bir tesadüf olarak ortaya çıkmaktadır.

Bence bu 'tesadüf' olağanüstü bir gizem değildir; Λ'nın gerçek küçük değerini gösteren gözlemsel kanıtlardan önce daha büyük gizemler vardı. Kesinlikle Λ'nın gözlemlenen değerinin açıklanmaya ihtiyacı vardır, fakat belki de özel olarak G kütleçekim sabiti, c ışık hızı ile h Planck sabiti ve paydadaki çok büyük bir 6. mertebeden N sayısıyla ters orantılı olan oldukça basit bir denklem yardımıyla tanımlanabilir:

$$\Lambda \approx \frac{c^3}{N^6 G\hbar}$$

[324] Bir 'renormalizasyon prosedüründe' 120 mertebesinde çok büyük bir değer elde etsek de bu doğal karşılanabilir, çünkü onun yerine '∞' elde edilebilirdi ve bu sonsuzluk da renormalizasyon prosedürüyle ortadan kaldırılırdı (*bkz.* §3.5'e).

Burada

$$\hbar \frac{h}{2\pi}$$

Planck sabitinin Dirac formudur (bazen *indirgenmiş* Planck sabiti olarak adlandırılır). N sayısı yaklaşık 10^{20}'dir ve 1937 yılında büyük kuantum fizikçisi Paul Dirac tarafından bu sayının değişik tamsayı kuvvetlerinin temel boyutsuz fiziksel sabitlerin farklı oranlarını (yaklaşık olarak) meydana getirdiği gösterilmiştir. (Örneğin bir hidrojen atomundaki elektron ve proton arasındaki elektrik ve kütleçekim kuvveti oranı yaklaşık $10^{40}=N^2$ olur.) Ayrıca Dirac *Planck zamanı* t_p olarak adlandırılan kesin bir zaman birimi cinsinden evrenin yaşının yaklaşık N^3 olduğunu göstermiştir. *Planck uzunluğu* $l_p=ct_p$ ile Planck zamanı, genel kuantum kütleçekim fikrine göre, sık sık bir çeşit uzayzamanın 'minimum' ölçümü olarak (ya da açıkça uzayzamanın 'kuantumu' olarak) değerlendirilir:

$$t_P=\sqrt{\frac{G\hbar}{c^5}} \approx 5{,}4\times10^{-44}\ \text{s}, \qquad l_P=\sqrt{\frac{G\hbar}{c^3}} \approx 1{,}6\times10^{-35}\ \text{m}$$

Bu 'Planck birimlerini' kullanarak ayrıca m_p *Planck kütlesini* ve E_p Planck enerjisi'ni de tanımlayabiliriz

$$m_P=\sqrt{\frac{\hbar c}{G}} \approx 2{,}1\times10^{-5}\ \text{g}, \quad E_P=\sqrt{\frac{\hbar c^5}{G}} \approx 2{,}0\times10^{9}\ \text{J}$$

Bu değerler doğal olarak tanımlanmış birimlerdir (tamamen kullanışsız olmalarına rağmen) ve doğanın birçok temel sabiti de bunun gibi saf (boyutsuz) sayılar yardımıyla elde edilebilir. Örneğin, bu birimlerde, $\Lambda \approx N^{-6}$ olarak elde edilir.

Ek olarak Boltzmann sabitini $k=1$ alarak *sıcaklık* için Planck birimlerini kullanabiliriz, fakat sıcaklığın bir birimi saçma bir şekilde büyük bir değere $2{,}5\times10^{32}$ K değerine sahip olur. Çok büyük entropileri içeren büyük kara delikleri hesaba kattığımızda ya da bir bütün olarak evreni düşündüğümüzde (§3.4'teki gibi) Planck birimlerini kullanacağım. Bununla birlikte, bu büyüklükteki değerler için, kullanılan birimlerde ufak tefek farklılıklar ortaya çıkmaktadır.

Orijinal olarak Dirac, zamanla evrenin yaşı arttığı için (açıkça), N sayısının zamanla veya ona eşit olarak arttığını, G'ninse zamanla azalacağını düşünmüştür (evrenin yaşının karesiyle ters orantılı olarak). Bununla birlikte Dirac'ın zamanından sonra G'nin daha kesin ölçümü göstermiştir ki, G (ya da N) sabit değilse bile, Dirac'ın fikilerinin gerektirdiği oranda değişmemelidir.[3 25] Ayrıca 1961'de Robert Dicke (daha incelikli argümanlarla Brandon Carter),[3 26] yıldız evriminin geçerli kuramına göre, sıradan bir 'anakol yıldızın' yaşamının doğanın değişik sabitleriyle ilişkili olduğunu göstermiştir. Buna benzer sıradan bir aktif yıldızın yaşamını ve evrimini kabaca, varoluş zaman aralığının ortasındaki bir yer civarında, büyük bir olasılıkla evrenin yaşını da bulabileceğimiz, Planck zaman birimi cinsinden yaklaşık olarak N^3 olarak buluruz. Λ'nın özel N^6 değerinin kuramsal olarak anlaşılması koşuluyla, henüz etkili olmaya başlayan kozmolojik bir sabitin görünürdeki tesadüfünün bilmecesi de ayrıca açıklanabilir. Bunlar şimdilik oldukça spekülatif konulardır ve hiç kuşkusuz bu sayıları anlamak için daha iyi kuramlara ihtiyaç duyulacaktır.

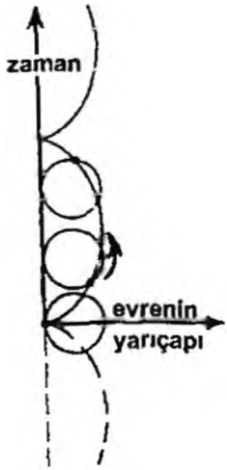
[3 25] Gök mekaniğine bağlı tanımlamalar G'nin $(dG/dt)/G_0 \leq 10^{-12}$/yıl olarak değişeceğini gösterir.

[3 26] R.H. Dicke (1961), 'Dirac's cosmology and Mach's principle,' *Nature* 192 440-441. B. Carter (1974), 'Large number coincides and the anthropic principle in cosmology,' *IAU Symposium 63: Confrontation of Cosmological Theories with observational data*, içindeki bölüm Riedel, sayfa 291-98.

3.3 Daha Eski Büyük Patlama Öncesi Önerileri

CCC'nin şeması, Büyük Patlama öncesi için daha önce ileri sürülmüş olan çok sayıdaki kuramla çelişkili olabilir. Einstein'ın genel göreliliğiyle uyumlu en eski kozmolojik modellerin arasında bile, Friedmann'ın 1922'de ileri sürdüğü 'salınan evren' olarak adlandırılan bir kuram vardı. Bu terminoloji, kozmolojik sabiti olmayan ($K > 0$, $\Lambda = 0$; *bkz.* Şekil 2.2 (a)] Friedmann modellerinden ortaya çıkıyor görünmektedir. Uyazsal evreni betimleyen 3-kürenin *yarıçapı* zamanın fonksiyonu olarak çizildiğinde, *sikloid* şeklindeki eğri zaman ekseni boyunca yuvarlanan dairesel bir halkanın çevresi üzerindeki bir noktayı takip eder (ışık hızı c=1'e normalize edilmiştir; *bkz.* şekil 3.72). Açıkça bu eğri tekil bir kavisin ötesine uzatılabilir ki, bu durum uzaysal olarak kapalı bir evrenin onun Büyük Patlaması boyunca genişlediğini ve tekrar büyük çatırdamasına doğru çökeceğini belirten bir ardışıklığa sahip olur. Bu modeli 'eon'ların art arda bitmez-tükenmez evrimleşmeleri olarak düşünebiliriz ki, bahsettiğimiz bu şemayla Einstein 1930'da ilgilenmiştir.[3.27] Elbette her bir düzeydeki 'sıçrama' uzaysal yarıçapın sıfıra ulaştığı bir *uzayzaman tekilliğinde* (uzayzaman eğriliğinin sonsuz olduğu) meydana gelir ve bazı değişiklikler, örneğin §3.2'deki gibi çizgi boyunca yapılmış değişiklikler, öngörülmüş olsa da burada Einstein denklemleri duyarlı bir evrimi açıklamak için kullanılamaz.

[3.27] A. Pais (1982), *Subtle is the Lord: the science and life of Albert Einstein*, Oxford Üniversitesi Yayınları.



Şekil 3.7 Zamanın fonksiyonu olarak çizilmiş olan bir yarıçapa sahip şekil 2.2(a)'nın Friedmann modeli, eğri bir sikloidi tanımlar ve yuvarlanan bir halka üzerindeki bir noktayı takip eder.



Şekil 3.8 Şekil 3.7'deki sikloidi ciddi bir şekilde incelediğimizde titreşen kapalı bir evren modeli elde ederiz.

Bununla birlikte bu kitabın bakış açısına göre çok daha önemli bir sorun, bunun gibi bir modelin İkinci Yasayı nasıl ele aldığıdır; çünkü bu özel model sürekli olarak artan bir entropiye yer vermez. Gerçekte, 1934'te, tanınmış Amerikalı fizikçi Richard Chace Tolman, Friedmann'ın ek bir serbestlik derecesine sahip kütleçekimsel olarak etkileşen 'toz' maddesini artan bir entropiye neden olabilmesi için Friedmann'ın salınan evren modelini değiştirmiştir.[3.28] Tolman'ın modeli

[3.28] R.C. Tolman (1934), *Relativity, thermodynamics and cosmology*, Clarendon Press. W. Rindler (2001), *Relativity: special, general and cosmological*. Oxford Üniversitesi Yayınları.

Friedmann'ın salınan evren modeliyle benzerlikler göstermektedir, fakat ardışık eonlar artan bir biçimde çok daha uzun süreçlere sahiptir ve maksimum yarıçaptan çok daha büyük bir şekilde artmaktadır (*bkz.* Şekil 3.9). Bu model hâlâ FLRW tipinde bir modeldir (*bkz.* §2.1) ve bu yüzden kütleçekimsel kümeleşme yoluyla entropiye katkı varsaymaz. Dolayısıyla bu modelde entropi artışı makul düzeyde kalır. Bununla birlikte Tolman'ın katkıları sürpriz bir şekilde İkinci Yasayı kozmolojide yer edindirecek adımları başlatacağından önemlidir.



Şekil 3.9 Tolman'ın, modeli artan bir entropiye izin veren bir maddenin yardımı ile İkinci Yasayı ele alarak işe başlar, bundan dolayı model evren her bir düzeyde çok daha büyür.

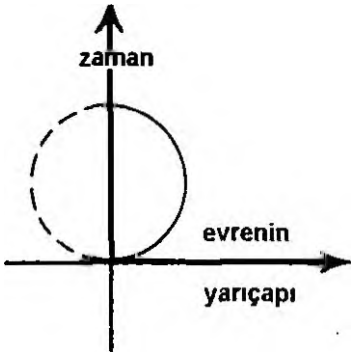
Bu noktada, Tolman'ın kozmolojiye CCC ile ilgili olan bir diğer katkısını ele almak uygun olacaktır. Friedmann modellerinde evrenin madde içeriği, (yani 'toz'; *bkz.* §3.12) basınçsız akışkan ('toz,' *bkz.* §3.1) şeklinde bir kütleçekimsel *kaynak* olarak (E Einstein tensörü gibi, *bkz.* §2.62) tanımlanır. Bu ilk yaklaşım gerçek madde dağılmış ve oldukça *soğuk* olarak incelendiği sürece fena sayılmaz. Fakat Büyük Patlama civarını göz önüne aldığımızda madde içeriğinin çok *sıcak* olarak ele alınmasına ihtiyacımız bulunmaktadır (*bkz.* §3.12), bu yüzden Büyük Patlama civarını *eşevresiz* [*incoherent*] *ışınım* olarak ele almak çok daha iyi bir yaklaşım olacaktır; oysa ayrışma zamanını (§2.2) takip eden evrenin evrimi için Friedmann'ın *tozu* çok daha iyidir. Bu nedenle Tolman, Büyük Patlamaya yakın evreni daha iyi tanımlaya-

bilmek için, §2.1'de bahsettiğimiz altı Friedmann modelinin benzerini ışınımla dolu olarak ele almıştır. Tolman'ın ışınım çözümünün genel görünümü, Friedmann'ın ilgili çözümlerinden büyük oranda farklı değildir ve Şekil 2.2 ve 2.5 Tolman'ın ışınım çözümü için ayrıca yeterlidir. Sadece Şekil 2.34(a)'da dikdörtgen olarak tasvir edilen şeklin bir *kareyle* değiştirilmesiyle, Şekil 2.34 ve 2.35'in katı konformal diyagramları da Tolman'ın ışınım çözümlerine uygulanabilir. (Katı konformal diyagramların çiziminde, ölçekteki bunun gibi farklılıkları sağlayacak yeterli serbestlik vardır, fakat bu durumda iki şekil arasındaki global ölçek farklılıklarını ortadan kaldırmak için çok daha fazla değişmezliğe ihtiyacımız vardır.)

Tolman'ın ışınım modelinde $K>0$ durumu için, Friedmann'ın Şekil 3.7'deki sikloid kavisi, evrenin yarıçapını zamanın bir fonksiyonu olarak tanımlamak amacıyla ($K>0$), şekil 3.10'daki *yarım çemberle* yer değiştirilmelidir. Tolman'ın yarım çemberinin doğal bir şekilde (analitik) sürmesi için gösterdiği davranış sikloidle meydana gelenden oldukça farklıdır, şayet zekice analitik bir süreklilik düşünüyorsak yarım bir çemberi tam bir *çembere* gerçekten tamamlayabiliriz.[329] Eğer zaman-parametresinin değerini orijinal modeldeki menzilinden daha öteye uzatmak için gerçek bir sürekliliği düşünmeyi denersek bu durum anlamlı olmayacaktır. Temel olarak, bu modelin Büyük Patlama öncesindeki bir fazı analitik olarak uzatmaya çalışırsak evrenin yarıçapı Tolman'ın durumunda *sanal*[330] olur. Bu yüzden $K>0$ Friedmann 'salınan' model tipindeki bir 'sıçramaya' benzer doğrudan bir sürekliliği analitik olarak sağlamak için Friedmann'ın tozundan Tolman'ın ışımasına geçiş yapmalıyız. Ayrıca bu, olağanüstü yüksek sıcaklıkları bulmayı umduğumuz gerçek

[329] Analitik sürekliliğin katı versiyonu R. Penrose'da (2004) tanımlanmıştır, *The Road To Reality*, Random House.

[330] 'Sanal bir sayı,' karesi negatif olan bir sayıdır, örneğin *i* niceliği $i^2=-1$'e eşittir. Bakın R. Penrose (2004), *The Road To Reality*, Random House, §4.1.



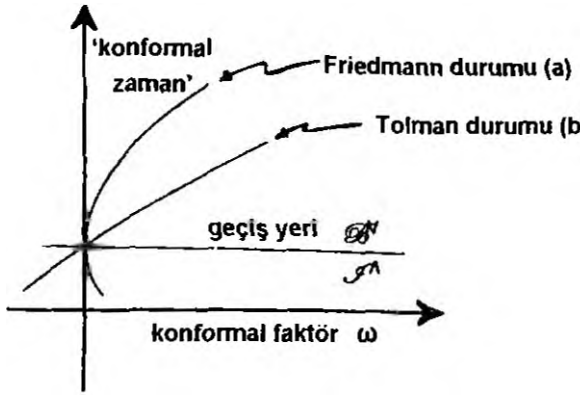
Şekil 3.10 Tolman'ın ışınım-dolu kapalı evreninde radyal fonksiyon bir yarımçemberdir.

Büyük Patlama civarındaki davranışı anlamak için daha gerçekçi bir yaklaşımdır.

Tekilliğin davranışındaki bu farklılık Tod'un önerisiyle ilgili (§2.6) olan önemli bir sonuca sahiptir. Bu durum Ω konformal faktörün doğası gereği Friedmann çözümündeki Büyük Patlamaları gerçekleştirmesi ve Tolman'ın ışınım çözümünün düz bir 3-boyutlu $\mathscr{I}$ yüzeyi sağlamasıyla ilgilidir. Ω, $\mathscr{I}$'de *sonsuz* olacağından, meseleyi Ω'nın tersi cinsinden ifade etmek için küçük ω harfiyle göstereceğim:

$$\omega = \Omega^{-1}$$

(Burada okuyucuya bir güvence verilebilir, burada kullandığım notasyon ile ek $\mathscr{I}$'deki Ω tanımı arasında bir çelişki olmasına rağmen, burada kullandığımız ω Ek B'dekiyle *uyumludur*). Friedmann durumunda, 3-boyutlu yüzey $\mathscr{I}$'ye yakın bir durum elde ederiz ve bu durumdaki ω niceliği yerel (konformal) bir zaman parametresinin ($\mathscr{I}$'de ortadan kaybolan) *karesine* benzer bir davranış gösterir, bu yüzden ω'nın $\mathscr{I}$ boyunca sürekliliği, ω işaret değiştirmeksizin gerçekleştirilebilir. Bu nedenle ω'nın tersi Ω da $\mathscr{I}$ boyunca negatif olmaz; *bkz.* Şekil 3.11(a). Diğer yandan Tolman'ın ışınım içeren modelinde, ω ($\mathscr{I}$'de ortadan kaybolan) yerel bir zaman parametresiyle *orantılı* olarak değişir. Bu yüzden ω'nın düzgün olması, ω'nın ve dolayısıyla Ω'nın işaretinin $\mathscr{I}$'nin herhangi bir tarafında *negatif* bir değer almasına bağlıdır. Gerçekte ikinci davranış CCC'de



Şekil 3.11 Konformal faktörünün ω (a) Friedmann'ın tozu durumu ile (b) Tolman'ın ışınım durumunun karşılaştırılması. Sadece ikincisi (b) CCC ile uyumludur. (Şekil 3.5'e ve Ek B'ye terminoloji ve notasyon için bakılabilir.)

meydana gelene çok daha yakındır. §3.2'de görmüş olduğumuz gibi daha önceki 3-boyutlu yüzeyin çapraz geçişi boyunca eonun uzak geleceğine genişleyen düz bir konformal süreklilik, daha sonra meydana gelen eonlarda negatif Ω-değerine sahip olur. Eğer karşılıklı geçiş yüzeyinde $\Omega \mapsto \Omega^{-1}$ dönüşümü yapılmazsa (*bkz.* §3.2), kütleçekim sabitinin işareti korkunç bir şekilde değişir. Ve ayrıca bu değişim yapılmazsa, daha sonra karşılıklı geçiş tarafındaki Büyük Patlama üzerindeki (-)Ω'nın davranışı, Friedmann'ın çözümünden ziyade Tolman'ın ışınım çözümünü sağlayacak bir davranışı sağlar. Bu oldukça tatmin edici bir sonuçtur, çünkü bir Tolman ışınım modeli gerçekten Büyük Patlamayı hemen takip eden uzayzaman için iyi bir yerel yaklaşım sağlar. (§2.6, §3,4 ve §3.6'da bahsettiğim nedenlerden dolayı şişme kuramını ihmal ettim.)

Bazı kozmologlar bu fikirleri daha da ileri götürerek döngüsel modele, Şekil 3.8'de tasvir edilen türden bir Friedmann salınan modeli ya da Şekil 3.9'da gösterildiği gibi değiştirilmiş bir Tolman modelinin eşlik ettiğini ileri sürmektedir. Bu fikir John A. Wheeler tarafından, doğanın boyutsuz sabitinin, evren sıfır-yarıçaplı bir andakine benzer bir tekillik durumundan salınan tipteki evren modellerine geçtiği anda değişmiş olabileceği şeklinde, ilgi çekici bir fikir olarak ileri sürüldü.

Elbette fiziğin normal dinamik kuralları, bu tekil noktalar boyunca oluşan evreni elde etmek için terk edilmeliydi. Ama bu durumda neden biraz daha ileri gidilerek, doğadaki temel sabitler de değişmedi? Bunun olmaması için ortada bir neden görünmüyor.

Fakat burada ciddi bir nokta var. Sık sık dile getirildiği gibi, dünya üzerindeki yaşamın bağlı olduğu görülen doğanın sabitleri arasında çok sayıda uyum bulunmaktadır. Bunlardan bazıları sadece iyi bildiğimizi düşündüğümüz yaşam türleriyle ilgili olduğu için kendiliğinden terk edilmiştir: örneğin sudan buz formunun oluşmasına duyarlı parametreleri tanımlarken kullandığımız buzun sudan anormal bir şekilde daha az yoğun olması gerçeği, dış sıcaklık donma noktasının altına düştüğü anda buzun koruyucu yüzey katmanı alt katmanların donmasını engelleyerek yaşamın devamlılığını sağlamaktadır. Diğerleri biraz daha karmaşıktır: örneğin nötronun kütlesi protonunkinden biraz daha büyük olmasaydı, bütün kimya imkânsız hale gelirdi, ki bu durum kararlı çekirdeklerin varlığını garanti eder –aslında bütün kimyasal elementlerin temelini teşkil etmektedir– ve aksi durumda elementler var olamazdı. Buna benzer en ilgi çekici olaylardan bir tanesi William Fowler, henüz bilinmiyorken karbonun özel bir enerji düzeyinin varlığını tahmin eden Fred Hoyle'u doğruladığında ortaya çıkmıştır ki, bunun anlamı yıldızlardaki ağır element üretiminin karbonun ötesine geçerek, gezegenleri nitrojen, oksijen, klor, sodyum, kükürt ve çok sayıdaki ağır elementlerden mahrum olmasını engellemesidir. (Fowler 1982 Nobel ödülünü bunu kanıtladığı için Chandrasekhar'la paylaşmıştır fakat garip bir şekilde Hoyle göz ardı edilmiştir.)

'İnsan-merkezli ilke' terimi Brandon Carter tarafından ortaya atılmıştır ve bu kavram üzerinde ciddi bir şekilde çalışılmıştır.[3.31] Bu kavram, bu özel evrende ya da bu özel ev-

[3.31] B. Carter (1974), 'Large number coincindes and the anthropic principle in cosmology,' *IAU Symposium 63: Confrontation of Cosmological Theories with observational data* içindeki bölüm Riedel, sayfa 291-98. John D. Barrow, Frank J. Tipler (1998), *The anthropic cosmological principle*, Oxford Üniversitesi Yayınları.

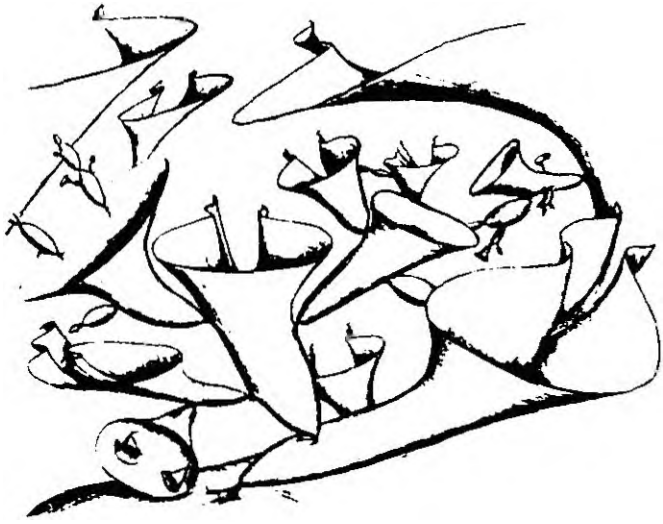
rendeki özel bir zamanda ya da yerde, sabitlerin tam olarak doğru olmayabileceğini, fakat kendimizi bulduğumuz evrenin bu özel yerinde akıllı yaşamın oluşmasına uygun değerler aldığını anlatmaktadır. Bu ilgi çekici fikrin kendi adıma takipçisi değilim fakat büyük oranda tartışmalı bir konudur. Konu üzerindeki görüşümün ne olduğu konusunda tamamen emin olmamakla beraber, bu fikri destekleyen çok sayıda güvenilir argüman olduğuna inansam da bence, bu kuram kulağa inanılmaz gelen kuramlar arasındadır.[3.32] Burada yalnızca CCC'yle uyumlu olarak bir eondan diğerine geçişi anlatacağım, §3.2'de bahsedilen '*N*' değerinde değişiklikler olabilir çünkü bu durum büyük oranda değişen temel boyutsuz fiziksel sabitler arasındaki farklı oranlardan kaynaklanmaktadır. Bu konuya §3.6'da tekrar değinilecektir.

Wheeler'in fikri ayrıca Lee Smolin tarafından 1997 yılında yayımlanan *Evrenin Yaşamları* adlı kitabında ileri sürmüş olduğu çok daha egzotik öneriyle birleşmiştir.[3.33] Smolin kara delik formundaki içe çökme bölgelerinin– bilinmeyen kuantum kütleçekim etkileri nedeniyle– bazı tür 'sıçramaların' yardımıyla genişleyen evrenlere döndüğünü ve her birinin de genişleyen bir evreni beslediğini ileri sürdüğü tatmin edici olmaktan uzak bir öneri ileri sürer. Her yeni 'bebek evren' daha sonra kendi kara deliğiyle birlikte 'yetişkinliğe' doğru genişler (Şekil 3.12). Bu çökme→genişleme prosedürü CCC'nin içerdiği oldukça benzersiz bir konformal düz geçişe sahiptir (*bkz.* Şekil 3.2) ve İkinci Yasayla ilişkisi oldukça belirsizdir. Bununla birlikte model biyolojinin *doğal seçilim* ilkesiyle ve tamamen önemli istatistiksel tahminler olmaksızın çalışılabilen bir gerçekliğe sahiptir. Smolin buna benzer oldukça dikkate değer tahminler yapar ve nötron yıldızları ile kara deliklerin gözlemsel istatistiklerini kullanır. Wheeler'in fikrinin rolü burada, her bir çökme-genişleme prosedüründe bir dereceye kadar, bazı tür yeni kara delik formlarının 'mirasından' kaynaklanan

[3.32] L. Susskind, 'The anthropic landscape of string theory arxiv:hep-th/0302219,' A. Linde (1986), 'Eternal chaotic inflation,' *Mod. Phys. Lett.* A1 81.

[3.33] Lee Smolin (1999), *The life of the cosmos*, Oxford Üniversitesi Yayınları [Evrenin Yaşamı, çev: Ömür Akyüz, Alfa Bilim, 2015].

etkilerden dolayı, boyutsuz sabitlerin değişmiş olabileceğidir ki, bu durum doğal seçilime bir çeşit etkidir.



Şekil 3.12 Smolin'in romantik evrim görüşünde yeni bir 'eon' kara delik tekilliklerinden ortaya çıkar.

Benim naçizane görüşüme göre bu tür gerçekten uzak kozmolojik modeller *sicim kuramı* fikrinin etkilerine bağımlıdır ve bu bağımlılıkta –sicim kuramının da bağlı olduğu– ekstra uzay boyutlarının varlığına bağımlıdır. Buna benzer en eski Büyük Patlama öncesi önerileri bildiğim kadarıyla Gabriele Veneziano'dan kaynaklanmıştır.[3.34] Bu model özellikle konformal yeniden ölçeklendirmeyle ilgili olarak, CCC'yle benzer oldukça güçlü bazı noktalara (CCC'den yaklaşık yedi yıl önce), sahiptir ve şişme periyodu fikri şu andaki evrende tecrübe ettiğimiz çok daha önceki bir evren döneminde oluşan üssel genişleme düşüncesinden çok daha iyi görünmektedir (*bkz.* §3.4 ve §3.6). Diğer yandan burada ileri sürülmüş olan CCC önerisiyle doğrudan ilgisi zor olan sicim kuramına bağımlı fikirlere ve özellikle §3.6'da değineceğimiz CCC'nin kesin olarak öngördüğü fikirlere değineceğiz.

[3.34] Gabriele Veneziano (2004), 'The myth of the beginning of time,' *Scientific American*, Mayıs.

Benzer eleştiriler ayrıca, 'D-zar' yapısı yüksek boyutlardaki normal 4-boyutlu uzayzamanın eşleniği olarak ortaya çıkan ve bir 'eondan diğerine 'D-zar çarpışması' yardımıyla geçileceğini ileri süren Neil Turok ve Paul Steindhardt tarafından yapılan öneriye de getirebilir.[3.35] Bu öneride geçiş sadece 10^{12} yıldan çok daha küçük bir zaman aralığında gerçekleşir, ki bu süre içinde astrofiziksel olayların sonucunda oluştuğuna inanılan bütün kara delikler hâlâ var olacaklardır. Bununla birlikte, bundan farklı olarak, tekrar sicim kuramının kültürüne bağımlı olan fikir, CCC'ye göre çok daha zor öngörüler içermektedir. Bu durum, şayet çok daha uygun bir 4-boyutlu uzayzamana dayanan bakış açısıyla yeniden formule edilirse sadeleştirilebilir, ekstra boyut yapısının rolü, sadece bir yaklaşım bile olsa, bir şekilde 4-boyutlu dinamiğin içine bu sayede yerleştirilebilir.

Yukarıda bahsedilen bu şemaya ek olarak daha önce gerçekleşmiş çöken bir fazdan daha sonra genişleyen faza bir 'sıçramanın' gerçekleşmesi için *kuantum kütleçekim* fikirlerinin uygulanmasını sağlayacak çok sayıda girişimde bulunulmuştur. Bunlar, tekil-olmayan bir kuantum evriminin *klasik olarak* minimum boyutlardaki bir anda gerçekleşmiş olan tekil durum ile yer değiştirmesi sonucunda meydana gelir. 4-boyutlu uzayzamanı betimlemek için kullanılan argümanlar tamamen açık olmasa da, çoğunlukla durumu basitleştirmek için düşük-boyutlu modeller kullanılır, bunu başarmak için yapılan çok sayıdaki girişim olmuştur. Bununla beraber bir kuantum evriminde meydana gelen tekillikler hâlâ ortadan *kaybolmamıştır*. En başarılı öneri Bojowald ve Ashtekar tarafından tekil-olmayan bir kuantum sıçramasının ortaya çıkması için kuantum kütleçekime *düğüm-değişken* yaklaşımı uygulanması ve klasik olarak gerçekleşen bir kozmolojik tekilliğin yardımı sayesinde bir kuantum evriminin elde edilmesiyle ortaya atılmıştır.

[3.35] Paul J. Steinhardt, Neil Turok (2007), *Endless universe: beyond the big bang*, Rondom House, Londra. [*Sonsuz Evren*, çev: Murat Metehan Türkoğlu, Kırmızı Kedi Yayınları, 2015]

Bununla birlikte, söyleyebileceğim kadarıyla, bu bölümde ortaya konmuş Büyük Patlama öncesi önerilerinin **hiçbirisi, 1. Bölümde** tanımlanmış olan İkinci Yasanın yardımıyla ortaya çıkan temel meselelere ciddi bir çözüm getirmemiştir.[3.36] Hiçbirisi Büyük Patlamada bastırılmış olan kütleçekimin serbestlik dereceleri sorununu açık bir şekilde ortaya koymamıştır; bu durum, gerçekte §2.2, §2.4 ve §2.6'da vurgulandığı gibi, İkinci Yasanın özel bir formu olarak bulduğumuz kökeni için *anahtar* bir rol görevindedir. Gerçekten yukarıdaki önerilerin çoğu FLRW modellerinin bakış açısıyla kesin olarak uyumludur ve tam da bu yüzden başlıca sorunları göstermekten acizdir.[3.37]

Yirminci yüzyılın başlarındaki kozmologlar, FLRW simetrisinden sapmalar olur olmaz çok farklı şeylerin meydana geleceğinin kesin olarak farkındaydılar. Einstein'ın[3.38] beklentisi, *düzensizliklerin* varlığı sayesinde tekilliklerden kaçınılabileceği yönündedir (Lifshitz ve Khalatnikov'un daha sonraki çalışmalarının çoğu, onlar ve Belinski hatalarını görmeden önce, bu yöndedir; *bkz.* §2.4).[3.39] Şu an çok açık olmasa da, 1960'ların sonlarındaki tekillik teoremlerini takiben, bu beklenti klasik genel görelilik çerçevesinde ve bu tip modellerde kaçınılmaz olarak uzayzaman tekilliklerine rastlanmasından dolayı gerçekleştirilememiştir. Bununla birlikte çöken fazda buna benzer düzensizliklerin ortaya çıkacağını ve §2.6'daki çerçeveye göre kütleçekimsel çökmeye eşlik eden durmaksızın büyüyen bir entropi artışı olduğunu ve daha sonraki eonun çok daha düz (FLRW-benzeri) olan Büyük Patlamasıyla çöken dönemin büyük çatırtısının eşlenebileceği bir geometrinin – konformal bir geometri (boş koni) olsa da– ortaya çıkmasının imkânsız olduğunu görürüz.

3.36 Örneğin, bakın, C. J. Isham (1975), *Quantum gravity: an Oxford symposium* Oxford Üniversitesi Yayınları.

3.37 Abhay Ashtekar, Martin Bojowald, 'Quantum geometry and the Schwarzschild singularity.' http://www.arxiv.org/gr-qc/0509075

3.38 Örneğin, bakın, A. Einstein (1931), *Berl. Ber.* 235 ve A. Einstein, N. Rosen (1935), *Phys. Rev. Ser.* 2 48 73.

3.39 Not 2.59'a bakın.

Sonuç olarak, kütleçekim serbestlik dereceleri bütünüyle etkin bir şekilde Büyük Patlama öncesi fazın gerçekten İkinci Yasayla uyumlu olmasını istiyorsak, doğrudan geri yansımadan çok daha farklı bazı şeylere, hem klasik olarak hem de kuantumsal olarak ihtiyacımız vardır. Bu ciddi sorunu ortaya koymak için yapacağım şey, CCC'nin içerdiği fakat bir şekilde ona yabancı gibi görünen sonsuz ölçek değişimlerinin, bir eon ile diğeri arasında gerekli olan geometrik eşlenikliğe izin verebileceği yönünde ileri sürülen ilkesel nedenlerden birini ortaya koymak olacaktır. Fakat hâlâ derin bir bilmece ortada durmaktadır: Nasıl oluyor da bunun gibi bir döngüsel süreçte, daha sonraki eon daha sonraki eon... boyunca sürekli olarak artan bir entropi artışı ile İkinci Yasa uyumlu olabiliyor? Bu keşif bu kitabın tamamen üzerine aldığı temel bir noktadır ve bu konuya bir sonraki bölümde çok daha ciddi bir şekilde eğileceğim.

3.4 İkinci Yasayı Uygun Hale Getirmek

Bütün girişimimizin başladığı ana sorunumuza geri dönelim, yani İkinci Yasanın kökenine. İlk olarak bir bilmeceyle karşı karşıya kaldık. Bu bilmece CCC'*yle ilgisi olmaksızın* karşımıza çıkmıştı. Çok erken evrenin ya da evrenin çok uzak geleceğinin tatsız bir şekilde birbirine benziyor olma gerçeğine rağmen, evrenimizin –ya da CCC'yi ele alırsak şu andaki eonun– entropisinin büyük oranda artması büyük bir gizemdir. Elbette benzerlik eşit olmakla aynı şey değildir, fakat Öklitçi geometride uygulanması oldukça yaygın olan 'benzer' kelimesinin kullanılmasında dikkatli olmalıyız: bu iki şey arasındaki ayrım temel olarak olağanüstü bir ölçek değişiminden kaynaklanıyor görünmektedir. Bununla birlikte bir bütün olarak ölçek değişimi temel olarak entropinin ölçümüyle –bu nicelik Boltzmann'ın olağanüstü denklemi (*bkz.* §1.3) yardımıyla tanımlanır– *ilgisizdir*, çünkü §3.1'in sonunda belirtildiği gibi faz-uzayının hacmi konformal ölçek değişimleri altında değişmezdir.[3 40] Fakat hâlâ evrenimizdeki entropi, *büyük oranda*, kütleçekimsel kümeleşme etkileri nedeniyle artıyor *görünmektedir*. Bizim bilmecemiz, nasıl oluyor da bu görünen gerçeklerin birbirleriyle uyumlu hale getireceğimizi anlamaktır. Bazı fizikçiler olağanüstü entropi artışının evrenimizdeki kara delik kümelerinden kaynaklanmadığını fakat *kozmolojik* olay ufuklarının Bekenstein-Hawking entropisinden kaynaklandığını öne sürmektedirler. Bu bölümdeki tartışmamızı geçersizleştirmeyeceğini düşündüğüm bu olasılığa §3.5'te değinilecektir.

[3 40] *Bkz.* not 3.11.

Erken evrendeki kütleçekimsel entropinin düşük olmasıyla sonuçlanan, Büyük Patlamadaki kütleçekimsel serbestlik derecelerini tamamen yok ettiğini düşündüğümüz bazı uygun koşullara sahip erken evrene benzeyen durumu daha dikkatli inceleyelim. Kozmik şişmeyi hesaba katmaya ihtiyacımız var mı? Okuyucu (§2.6'da) varsayılan bu sürecin gerçekliği konusunda şüpheci olduğumu hatırlayacaktır; fakat önemi yok, bu tartışma için durum biraz daha farklı. Şişme olasılığını göz ardı edebiliriz ya da belki bir önceki eonun üssel olarak genişleyen fazının bir şişme fazı *olduğunu* söyleyerek, CCC'nin görüş açısını bir tür şişme kuramı gibi ele alabiliriz; ya da sadece şişmenin bittiği -10^{-32} saniyede– kozmik 'anı' *takip eden* durumları ele alabiliriz.

§3.1'in başında belirttiğimiz gibi, (10^{-32} saniye civarındaki) erken evren durumunu tanımlayan fiziğin konformal olarak değişmez olduğunu ve erken evreni etkin olarak kütlesiz parçacıkların doldurduğunu varsaymamız akla yatkın görünmektedir. §2.6'daki Tod'un önerisinin bütün detaylarıyla doğru olup olmadığı önemli değildir, ancak yine de kütleçekimsel serbestlik derecelerinin büyük oranda bastırıldığı ve kütlesiz nesneler (büyük ölçüde fotonlar) tarafından doldurulan, konformal olarak uzatılmış, tekilliği olmayan düz bir erken evren önerisi bizi çok yanlış sonuçlara ulaştırmayacaktır. Bu durumda, erken evren anında kütlesiz olduğu varsayılan *kara maddenin* ek serbestlik derecelerini de hesaba katmamız gerekmektedir.

Zaman ölçeğinin diğer ucunda, büyük oranda kütlesiz parçacıkların doldurduğu (fotonlar) üssel olarak genişleyen de Sitter benzeri evrene (§2.5) sahip oluruz. Bu anda başıboş bazı kararlı kütleli parçacıkların olduğunu varsayabiliriz fakat entropi neredeyse tamamen fotonlardan kaynaklanır. Büyük Patlamaya yakın bir evren durumunu (10^{-32} saniye civarındaki) konformal olarak uzatmamıza benzer bir şekilde, uzak geleceği konformal olarak ezersek, hâlâ çok yanlış bir yolda sayılmayız (§3.1'de Friedrich'ten alıntıladığım sonuçlara dayanarak). Hatta, uzatılan Büyük Patlamada *daha fazla* serbestlik derecesi olabilir çünkü belki de kara maddede etkin olan bu serbestlik derecelerine ek olarak, Ted'in önerisi hâlâ, CCC ta-

rafından talep edilen (*bkz.* §2.6 ve §3.2) C=0 gerekliliği yerine, sıfırdan farklı (fakat sonlu) bir C Weyl tensöründe kütleçekimsel serbestlik derecelerinin varlığına izin vermektedir. Fakat bunun gibi serbestlik dereceleri gerçekten varsa, bu yalnızca bizim bilmecemizi daha da zorlaştıracaktır çünkü, evrenin 10^{32} saniyesi ile uzak gelecekteki evren arasında meydana gelecek olağanüstü entropi artışından kesinlikle emin olmamıza rağmen, erken evrende bulduğumuz entropi uzak gelecekte bulacağımızdan (eğer gerçekte büyük değilse) pek de küçük görünmemektedir.

Bu meseleyi düzgün bir şekilde ortaya koymak için olağanüstü bir entropi artışından beklediğimiz büyük katkıların doğasını ve şiddetini anlamaya ihtiyacımız vardır. Günümüzde evrenimizin entropisine en büyük katkı çoğu (ya da hepsi) galaksi merkezlerinde bulunan büyük kara delikler kaynaklı gözükmektedir. Galaksilerdeki kara deliklerin boyutları konusunda tahminde bulunmak kolay değildir. Doğalarından kaynaklı olarak, kara delikleri görmek oldukça zordur! Bizim galaksimizde de durum oldukça tipiktir ve Bekenstein-Hawking entropi denkleminin sağladığı sonuçlardan hareketle, galaksimizde baryon başına düşen entropinin 10^{21} olduğunu hesaplarsak evrenimizde çok sayıda 4×10^{6} $M_{\odot}$ kütleli kara deliğin (*bkz.* §2.4) olması gerekmektedir. (Burada baryondan kastedilen şey, proton ile nötrondur ve proton ile nötronu ayrı ayrı olarak adlandırmaktan çok daha kolaydır; baryon sayısının korunduğunu varsayıyorum, çünkü bu korunum ilkesinin çiğnendiği hâlâ gözlenmemiştir.) Şimdi de bu çerçeveyi kullanarak evrenimizi şu an doldurduğunu düşündüğümüz baryon başına entropiyi akla uygun bir şekilde tahmin etmek için kullanabiliriz.[34] Eğer daha sonraki en büyük entropi katkısının CMB'den geldiğini göz önünde bulundurursak (baryon başına entropi 10^{9}'dan daha büyük değildir) ayrışma zamanın-

[34] Bazı galaksilerde olağanüstü büyük kara deliklere ilişkin sağlam kanıtlar mevcuttur. Şu anki gözlemler en büyük kara deliğin kütlesi için ~$1,8\times10^{10}$ $M_{\odot}$ öngörmektedir, ki bu küçük bir galaksinin tüm kütlesine eşittir. Öte yandan, çok sayıdaki galakside bizim galaksimizde sahip olduğumuz ~4×10^{6} $M_{\odot}$ kütleli kara delikten daha küçük kara delikler vardır. Metinde yer alan tahmini hesap, ileri sürülen argüman açısından kritik öneme sahip değildir. Tahminimce hesap en azından alt sınırlarında doğrudur.

dan beri -10^{-32}'den bu yana– temel olarak büyük oranda entropi artışından sorumlu kara delik entropilerinin bu olağanüstü entropi artışına nasıl katkı koyduklarını anlayabileceğiz. Bu durumu daha dramatik hale getirmek için hergün kullandığımız notasyondan faydalanacağım. Her baryonun CMB'deki entropisi yaklaşık 1000.000.000 civarındadır halbuki temel olarak kara deliklerden kaynaklanan şu anki baryon başına entropi yaklaşık

1.000.000.000.000.000.000.000

kadardır. Bununla birlikte gelecekte evrende bu kara delikler ve sonucunda da entropi çok artacağından *sayılar* çok uzak gelecekte tamamen değişecektir. Bu yüzden bilmecemiz bir soru halini alır: Peki bu bölümün başlarında sözünü ettiğimiz uyum nasıl sağlanacak? Bütün kara delik entropilerine en sonunda ne olacak?

Entropinin en sonunda olağanüstü büyük oranlarda nasıl küçülmüş *görüneceğini* anlamaya çalışmak zorundayız. Uzak gelecekte bütün entropinin nereye gideceğini anlamak için, bütün o entropi artışından kara deliklerin sorumlu olduğunu hatırlamahyız. §2.5'te belirttiğimiz gibi, 10^{100} yıl sonra bütün delikler Hawking ışıması yoluyla buharlaşacaklar ve 'puf' diye yok olacaklar.

Kara deliğin madde yutması veya Hawking ışıması yüzünden deliğin boyutunun (ve kütlesinin) azalması sonucu meydana gelen entropi artışı İkinci Yasayla tamamen uyumludur; üstelik bütün bunlar aynı zamanda İkinci Yasanın doğrudan *çıkarımlarıdır*. Bunu genel olarak anlamak için Hawking'in 1974 yılında, (uzak geçmişteki bazı kütleçekimsel çökmelerden kaynaklanan) bir kara deliğin entropisi ve sıcaklığı için geliştirdiği ustalığa ihtiyacımız yoktur. §2.6'daki Bekenstein-Hawking entropi denkleminde ortaya çıkan *kesin* $8kG\pi^2/ch$ katsayısını bir kenara bırakıp, bazı yaklaşımlarla yetinirsek, kara deliklerin içine düşen nesnelerle ilgili hayali deneyler üzerine 1972 yılında Bekenstein tarafından geliştirilen kara delik entropisine ilişkin orijinal kuramını[342] İkinci Yasa ile ku-

[342] J. D. Bekenstein (1972), 'Black holes and second law,' *Nuovo Cimento Letters*, 4 737-740. J. D. Bekenstein, 'Black Holes and entropy,' *Physical Review* D7, 2333-46.

antum mekaniği ve genel görelilik yasalarına dayanarak doğrulayabiliriz. Hawking'in dönmeyen M kütleli bir kara delik için yüzey sıcaklığı

$$T_{BH} = \frac{K}{M}$$

olarak hesaplanır (K sabiti gerçekte $K = 1/(4\pi)$ olarak verilir) ve standart termodinamik ilkelerden hareketle entropi denklemi elde edilir.[343] Bu sıcaklık kara delikten sonsuz uzaklıkta gördüğümüz sıcaklıktır ve bir kara deliğin hangi hızda ışınım yayacağı, bu sıcaklığın yarıçapı Schwarzschild yarıçap olan (*bkz.* §2.4) bir küre üzerinde düzgünce dağılmış olduğu varsayımına göre belirlenir.

Burada vurgulamak istediğim bir nokta var: Her ne kadar geleneksel olmayan karakterlere sahip olsalar da, kara delik entropisi, sıcaklığı ve Hawking buharlaşması gibi olgular evrenimizin fiziğinin bir parçasıdır; yapmamız gereken bunları alışık olduğumuz temel ilkelerle, özellikle de İkinci Yasayla uyumlu hale getirmektir. Kara deliklerin sahip olduğu olağanüstü büyük entropinin geri çevrilemez bir karaktere sahip olması gerekir ve sabit bir kara deliğin yapısını karakterize etmek için sadece birkaç parametreye ihtiyacımız vardır.[344] Bu parametrelerin herhangi bir kümesi için büyük bir faz uzayı gerektiğinden, Boltzmann denklemi (*bkz.* §1.3) entropinin çok büyük olacağını söyler. Kara deliklerin davranışları ve bize sunulan genel resimdeki rolleri bir bütün olarak fizikle uyumlu görünüyor; sadece kara deliklerin varlığının bir 'puf'la son bulması şu an varsayıma dayanıyor. Ancak o aşamada ne olacağını görmek oldukça zor.

Ama *gerçekten* neden bir *puf*'la sona erdiğine inanmamız gerekiyor? Kara delikler tarafından betimlenen uzayzaman

---

[343] J. M. Bardeen, B. Carter, S. W. Hawking (1973), 'The four laws of black hole mechanics,' *Communications in Mathematical Physics* 31 (2) 161-170.

[344] Gerçekte, durağan bir kara deliği (vakumda) tamamıyla karakterize etmek için on şarta ihtiyacımız bulunmaktadır, konumu (3), hızı (3), kütlesi (1), ve açısal momentumu (3), bunların yanında çok sayıda parametreye formunu açıklamak için ihtiyacımız bulunmaktadır. Bu yüzden, Boltzmann'ın denklemi yardımıyla verilen çok büyük entropiye sahip bir kara delik için bu 10 makroskopik parametre faz uzayının büyük alanını kesinlikle betimler.

klasik (kuantum-olmayan) bir geometriye dayandığı sürece ışınım, sonlu bir zaman diliminde yok olmasına neden olacak bir oranda kara delikten kütle/enerji sökmeye devam edecektir. Bu eğer kara deliğin içine artık daha fazla bir şey düşmeyecekse yaklaşık $2\times10^{67}(M/M_{\odot})^3$ yıl sürecektir.[345] Fakat ne kadar süre klasik uzayzaman kavramı güvenilir bir resim oluşturmaya devam eder? Genel beklenti (sadece boyutları düşündüğümüzde) kara delik, anlamsız bir büyüklük olan $l_p \sim 10^{-35}$ m civarındaki Planck büyüklüğüne ulaştığında (bir proton için klasik yarıçap 10^{-20} m'dir) bazı kuantum kütleçekim etkilerinin devreye girmesi yönündedir, fakat bu kadar geç bir dönemde ne olursa olsun kara delik, E_p enerjili m_p kütlesine sahip olacaktır ve bu durumda t_p Planck zamanından daha fazla (*bkz.* §3.2'nin sonu) yaşayacağını düşünmek zordur. Bazı fizikçiler son noktada *kararlı* bir $\sim m_p$ kütlesinin olma olasılığı üzerine düşünüp taşınmaktalar, fakat bu kuantum alan kuramıyla ilgili bazı zorluklara yol açar.[346] Bununla beraber, bir kara deliğin son kaderi ne olursa olsun, varlığının son anı deliğin orijinal boyutundan bağımsız görünmektedir ve o aşamada kara deliğin kütle/enerjisi de çok küçük bir katkıda bulunur. Bir kara deliğin son anındaki ufak kalıntı hakkında fizikçiler arasında ortaklaşılmış bir görüş birliği yoktur[347] ama CCC, durgun-kütleli *hiçbir şeyin* sonsuza dek süremeyeceğini varsayar. Bu yüzden 'puf' senaryosu (puf'lamada üretilen herhangi bir kütleli parçacığın durgun kütlesinin en sonunda bozunması gerektiğini de göz önüne alarak) CCC'nin görüş açısından oldukça kabul edilebilir bir durumdur ve ayrıca İkinci Yasayla da uyumludur.

Bütün bu tutarlılıklarına rağmen, kara deliklerle ilgili oldukça tuhaf bir durum var: fiziksel olguların gelecek-evrimin-

---

[345] http://xaonon.dyndns.org/hawking.

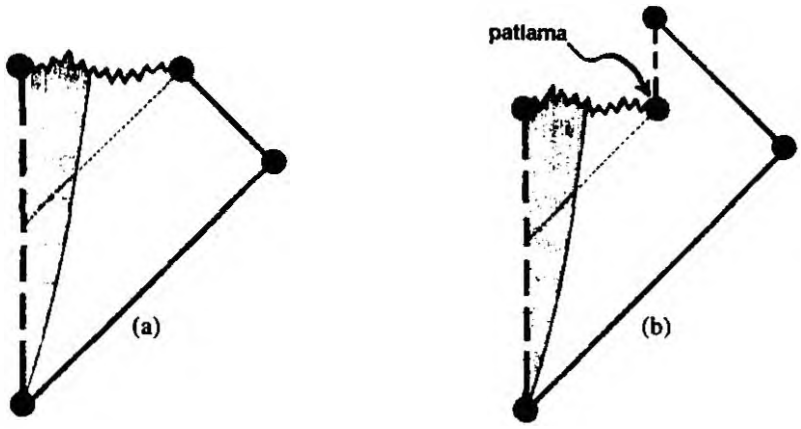
[346] L. Suskind (2008), *The black hole war: my battle with Stephen Hawking to make the world safe for quantum mechanics*, Little, Brown.

[347] D. Gottesman, J. Preskill, (2003),'Comment on "The black hole final state",' hep-th/0311269. G.T. Horowitz, J. Malcadena (2003), 'The black hole final state,' hep-th/0310281. L. Suskind (2003), 'Twenty years of debate with Stephen,' *The future of theoretical physics and cosmology* içindeki bölüm (ed. G. W. Gibbons et al), Cambridge Üniversitesi Yayınları.

den farklı olarak, kara deliklerin uzayzaman evrimi kaçınılmaz bir şekilde iç *uzayzaman tekilliğine* yol açar. Bu tekillik *klasik* genel göreliliğin sonucu olsa da (§2.4, §2.6), l_P Planck uzunluğu ölçeğine inerek olağanüstü uzayzaman eğriliklerini işin içine sokmadıkça, bu klasik betimlemenin, kuantum-kütleçekim varsayımlarıyla (*bkz.* §3.2'nin sonu) ciddi bir şekilde değiştirilebileceğine inanmak oldukça güç. Özellikle galaksi-merkezindeki büyük bir kara delik için, bunun gibi ince bir eğrilik yarıçapının kendini gösterdiği boyut klasik uzayzaman resmindeki tekilliği saran ufacık bir bölgedir. Klasik uzayzaman tanımında bir 'tekilliğin' konumu olarak adlandırdığımız şey, 'kuantum-kütleçekim etkilerinin' kendini hissettirmeye başladığı yer olarak düşünülebilir. Ancak pratikte bu bir şeyi değiştirmez, çünkü Einstein'ın sürekli uzayzaman resminin yerine koyabileceğimiz, genel olarak kabul edilmiş matematiksel bir yapımız yoktur. Bu yüzden o noktadan sonra ne olacağını soramayız, fakat sadece çılgın gibi ıraksayan eğriliği tekillik sınırıyla birleştirebiliriz ki, büyük olasılıkla bu durum BKL-tipli bir kaotik davranışa neden olacaktır (§2.4, §2.6).

Klasik resimde bu tekilliğin rolünü daha iyi anlayabilmek için, iki bölümü basit olarak Şekil 2.38(a) ve Şekil 2.41'in yeniden çizimi olan Şekil 3.13'teki konformal diyagramı daha iyi analiz etmeliyiz. Bu resimleri konformal diyagramlar olarak yorumladığımızda, çökme sırasındaki düzensizlikler nedeniyle tamamen hassaslıklarını koruyamasalar da, kesin bir küresel simetriye sahip olurlar. Bununla beraber, *puf*lamadan hemen önceye kadar *güçlü kozmik sansürü* (§2.5'in sonu ve §2.6) varsaydığımızı düşünürsek, klasik tekillik yakınlarında uzayzaman geometrisindeki aşırı düzensizliklere karşın, tekillik esas olarak *uzaysal* olacak ve Şekil 3.13'teki resimler niteliksel olarak şematik konformal diyagramlar halinde kalacaklardır.[348]

[348] Daha önce Stephen Hawking'in belirttiği gibi, teknik olarak puf'lamanın kendisi, kozmik-sansür varsayımını çiğneyen anlık bir 'çıplak tekilliği' belirtir. Bu temel olarak, kozmik sansür hipotezinin klasik genel görelilik kuramıyla sınırlandırılmasının nedenidir. R. Penrose (1994), 'The question of cosmic censorship,' *Black Holes and Relativistic Stars* içindeki bölüm (ed. R. M. Wald), Chicago Üniversitesi Yayınları.



Şekil 3.13 Kural dışı olarak çizilen (simetri eksikliğinden dolayı) konformal diyagramlar (a) bir kara deliğe kütleçekimsel çökmeyi, (b) Çökmeyi takip eden Hawking buharlaşmasını, gösterir. Bu tekillikler güçlü kozmik sansüre göre uzaysal kalır.

Klasik uzayzaman resmini geçersiz kılan kuantum-kütleçekim etkilerinin etkin olduğu bölgeler, klasik uzayzaman resmine artık daha fazla güvenemeyeceğimiz, uzayzaman eğriliklerinin uç sınırlara ulaştığı tekilliğe yakın yerlerdir. Bu düzeyde, 'diğer tarafa' kesintisiz olarak ulaşmak için tekillik boyunca uzayzamanın düzgün olarak uzatılabildiği CCC'nin '3-boyutlu geçiş yüzeyi' gibi bir görüşü savunmak için fazla umut yoktur. Aslında Tod'un önerisi, bir kara deliğin –belki de kaotik BKL doğasına sahip– tekilliğinde olmasını beklediklerimiz ile Büyük Patlamanın terbiye edilmiş tekilliğini *ayırt etmek* için ortaya atılmıştır. Smolin'in §3.3'te (Şekil 3.12) tanımlanan ilham verici önerisine rağmen, basitçe zaman-simetrili temel fiziksel süreçler kullanarak, bir çeşit uzay-zaman aynasından 'geri sekmeyle' çözüm sunan kuantum-kütleçekiminin bizim kurtuluşumuz olacağı konusunda çok az umudum var. Eğer işleseydi bile ortaya çıkan şey, Şekil 2.46'daki ak deliğin ya da §2.6'da (Şekil 3.2 ile karşılaştırın) incelediğimiz karmakarışık olarak çatallanan ak deliklerin karakterine benzer bir yapı olurdu. Bunun gibi bir davranış, kesinlikle evrenimizde alışık olduğumuz türden durumlara benzemeyecektir ve deneyimlediğimiz İkinci Yasayla hiçbir uyumluluğa sahip olmayacaktır.

Görünüşe göre –en azından üzerine düşünüp çalışabileceğimiz fiziksel evrimin herhengi bir türüne göre– gerçekte olan şey, bu bölgelerde fiziğin *sona* erdiğidir. Ya da o noktadan sonraki evren, bildiğimizden tamamen yabancı karakterde bir yapıya sahip olmalı. Her iki durumda da, tekillik bölgesiyle karşılaşan madde, bildiğimiz evrende kaybolur ve ayrıca bu maddeyle taşınan herhangi bir bilgi de ortadan yok olur. Fakat gerçekten kaybolur mu? Ya da §2.3'teki normal nedensel kurallara göre yasak olan ama uzayzaman geometrisinin kuantum-kütleçekimsel etkiler yüzünden bozulmasıyla bir tür uzay-zamansal yayılımlara izin verilen Şekil 3.13(b)'deki yan kısımlara sızar mı? Şayet öyle bile olsa, bu yolla bu bilginin ortaya çıktığını, *puf* lamadan önce görmek oldukça zordur: düşünün ki, kara deliğin içine düşen (milyonlarca güneş kütleli) maddede toplanmış olağanüstü büyük bilgi puf'lamadan hemen önce, çok küçük bir zaman diliminde, minicik bir bölgede dışarı çıkıyor. Kişisel olarak, bu senaryoya inanmakta zorlanıyorum. Gelecek evrimi buna benzer bir uzayzaman tekilliğine yönelen bütün süreçlerde içerilen bilgi, sonuç olarak yok olacak diye düşünüyorum.

Bununla birlikte sık sık önerilen alternatif bir öneri vardır ki,[3.49] buna göre bilgi, delikten gelen Hawking ışımasıyla bağlantılı olarak 'kuantum dolanıklılığı*' sayesinde uzun zamandır 'sızdırılmaktadır'. Bu bakış açısından, Hawking ışıması tam olarak 'termal' (ya da 'rastgele') değildir, ama tekillikte geri alınamaz şekilde kaybolduğu düşünülen bütün bilgi, deliğin dışında (tekrarlanarak) hesaba katılır. Ancak buna benzer öneriler hakkında da bazı kuşkularım var. Bunun gibi bir öneriye göre, tekilliğin civarında bulduğumuz bilgi, temel kuantum ilkelerini çğneyerek bu dış dolanıklılık bilgisinin 'tekrarı' ya da 'kopyası' olmalıdır.[3.50]

[3.49] James B. Hartle (1998), 'Generalized quantum theory in evaporating black hole spacetimes,' *Black Holes and Relativistic stars* içindeki bölüm (ed. R. M. Wald), Chicago Üniversitesi Yayınları.

* Quantum entanglement –çn.

[3.50] Kuantum kuramının iyi bilinen bir sonucu 'klonlanamama teoremi' (no-cloning theorem) olarak bilinir ve bilinmeyen bir kuantum durumunun kopyalanmasının yasak olduğunu belirtir. Burada uygulanmaması için bir neden göremiyorum. W. K. Wootters, W. H. Zurek (1982), 'A single quantum cannot be cloned,' *Nature*, 299 802-3.

Bununla birlikte Hawking 1974'teki orijinal argümanında, termal ışınımın bir kara delikten yayılımı sırasında, açıkça bir test dalgası formunda içeriye giren bilginin, deliğe düşen ve delikten kaçanlar tarafından paylaşılacağını düşünmüştür.[351] Deliğe düşen bilginin geri döndürülemez bir şekilde kaybolması, ışınımın şimdi Hawking sıcaklığı olarak tanımladığımız bir sıcaklığa sahip termal bir ışınım haline gelmesi sonucunu doğurur. Bu argüman, deliğin içine düşen bilginin kaybolduğu –ki bu tartışmamızın ana kısmını oluşturur– ve gerçekten gelen bilginin sonsuza kaçan ile deliğin içine düşen arasında paylaşıldığı, Şekil 2.38(a)'daki konformal diyagramın kullanılmasına bağlıdır. Gerçekten, çok uzun yıllardır Hawking kara deliğe giren bilginin kaybolduğu görüşünün en güçlü taraftarı olmuştur. Sonunda, 2004 yılında Dublin'de gerçekleştirilen 17. Uluslararası Genel Görelilik ve Kütleçekim konferansında, Hawking bakış açısını değiştirdi ve herkesin ortasında, Kip Thorne'la birlikte John Preskill'e karşı girdiği iddiada daha önce hata yaptığını fakat şu an bilginin deliğin dışında yeniden kazanıldığına inandığını söyledi.[352] Benim kişisel görüşüme göre Hawking silahına sıkı sıkıya bağlı kalmalıydı, çünkü daha önceki bakış açısı gerçekliğe çok daha yakındı.

Bununla birlikte, Hawking'in değiştirilmiş görüşü, kuantum alan kuramcılarının 'geleneksel' görüş açılarıyla aynı eksendedir. Gerçekten, fiziksel bilginin ortadan yok olması çoğu fizikçiye pek çekici gelmez, bu yolla bir kara delikte yok olan bilgi kavramı sık sık 'kara delik bilgi *paradoksu*' olarak adlandırılır. Fizikçilerin bu bilgi kaybıyla ilgili olarak kuşku duymalarının ana nedeni, bir kara deliğin kaderinin kuantum-kütleçekimsel betimlemesinin temel olarak *Schrödinger Denklemi*yle tanımlanan bir kuantum sisteminin zaman-simetrisine[353] sahip belirlenimci evrimini betimleyen kuan-

---

[351] S.W. Hawking (1974), 'Black hole explosions,' *Nature*, 248 30. S.W. Hawking (1975), 'Particle creation by black holes,' *Commun. Math. Phys.* 43.

[352] Hawking'in daha yeni argümanı, 'Hawking changes his mind about black holes,' internet üzerinden *Nature*'da yayımlandı (doi:10.1038/news040712-12). Varsayımlara dayalı iddiaları sicim kuramıyla ilişkilidir. S.W. Hawking (2005), 'Information loss in black holes,' *Phys. Rev* D72 084013.

[353] Schrödinger denklemi birinci mertebeden kompleks bir denklemdir, ve zaman geri çevrildiğinde 'sanal' i sayısı $-i$ ile yer değiştirmelidir ($i=\sqrt{-1}$); *bkz.* not 3.30.

tum kuramının, *üniter evrim* olarak adlandırılan temel ilkeleriyle uyumlu olması gerektiğine inanmalarından kaynaklanmaktadır. Doğası gereği bilgi, geri çevrilebildiği için üniter evrim süreçlerinde kaybolamaz. Bundan dolayı kara delikteki Hawking buharlaşmasının önemli bir parçası olarak ortaya çıkan bilgi kaybı, üniter evrimle uyumlu *değildir*.

Burada kuantum kuramının ayrıntılarına girmeyeceğim[3.54] ama daha sonraki tartışmalarımız için önemli olacak fikirlere değineceğim. Bir kuantum sisteminin belirli bir zamandaki temel matematiksel hesabı, sık sık ψ Yunan harfiyle gösterilen sistemin *kuantum durumu* ya da *dalga fonksiyonu* yardımıyla belirtilir. Yukarıda belirttiğimiz gibi, şayet ψ kuantum durumunun zamana bağlı Schrödinger denklemine göre evrimine bakarsak, **U** harfiyle göstereceğimiz bu üniter evrimin temel olarak belirlenimci, sürekli bir süreç olduğunu ve bir zaman-simetrisine sahip olduğunu görürüz. Bununla birlikte bir t zaman sonra gözlenebilen bazı q parametrelerinin hangi değerleri aldığını hesaplamak istersek, *gözlem* ya da *ölçüm yapmak* olarak adlandırılan oldukça farklı bir matematiksel işlemi ψ'ye uygularız. Bu durum ψ'ye uygulanan kesin bir O işlemiyle betimlenir ve seçilen q parametrelerinin olası her bir q_1, q_2, q_3, q_4, ... sonucunun P_1, P_2, P_3, P_4,... olasılıklarını belirten ψ_1, ψ_2, ψ_3, ψ_4,... olası alternatifler kümesi elde ederiz. Bütün bu alternatifler kümesi ve bunlara karşılık gelen olasılıklar, özel bir matematiksel işlem yardımıyla O ve ψ tarafından belirlenir. Fiziksel dünyada gerçekten ne *olduğunu* yansıtmak için yapılan ölçümlerde, ψ'nin tamamen rastgele olarak ama bir P_j olasılığıyla, ψ_1, ψ_2, ψ_3, ψ_4,... kümesi içinden *birine*, diyelim ki ψ_j'ye *sıçrar*. *Kuantum durumunun indirgenmesi* ya da *dalga-fonksiyonunun çökmesi* olarak adlandırılıran ψ'nin Doğanın seçimi sonucu ψ_j'ye dönüşümünü **R** harfiyle göstereceğim. ψ'nin ψ_j'ye sıçramasına neden olan bu ölçümü takiben, yeniden bir ölçüm yapılıncaya kadar, yeni ψ_j dalga fonksiyonu tekrar **U**'ya göre ilerler ve bu böylece sürüp gider.

[3.54] Daha fazla bilgi için, bakın R. Penrose (2004), *The Road To Reality* Random House, Chs 21-3.

Kuantum mekaniğinin bu melez durumundaki tuhaflık, sürekli ve belirlenimci olan **U** ile kesikli ve olasılıkçı olan **R** şeklinde birbirini takip eden oldukça farklı iki matematiksel işlem arasında gidip gelmesinden kaynaklanır. Fizikçilerin bu durumdan memnun olmamalarını ve birini ya da ötekini çeşitli felsefi görüşlere uyarlamaya çalışmalarını anlamak zor değil. Schrödinger (Heisenberg tarafından aktarılıyor) 'Şayet bütün bu Allahın belası kuantum sıçramaları gerçekte şu an burada oluyorsa, kuantum kuramının bunu içermesinden dolayı özür dilemem gerekir' demiştir.[355] Kendisinin büyük katkı yaptığı evrim denkleminin kıymetini bilen diğer fizikçiler, bu tatsız 'kuantum sıçramaları' fikrini kabul etseler de, kuantum evriminin bütün hikâyesinin tamamen ortaya çıkmış olduğunu düşünmezler. Genel görüş, bütün hikâyenin ψ'nin uygun bir 'yorumu'yla birlikte **U**'nun içinde saklı olduğu; ve belki de gerçek 'durumun' sadece bu koşullar altındaki kuantum sistemini içermekle kalmayıp, aynı zamanda karmaşık ortamını, ölçüm aletlerini ve belki de gözlemci olan *bizleri* de kapsayan üniter bir evrimin sonucu olarak, bütün bunlardan **R**'nin bir şekilde ortaya çıkması yönündedir.

Bütün alternatifleri ve çelişkileriyle hâlâ adamakıllı tartışmalı olan **U/R** konusuna girmeyi düşünmüyorum, fakat kendi konumumun, günümüz kuantum mekaniğinin *geçici* bir karakter taşıdığı yolundaki görüşleri savunan Schrödinger, Einstein ve hatta şaşırtıcı bir şekilde günümüzün kuantum mekaniğinin genel formülasyonlarını borçlu olduğumuz Dirac[356] ile aynı tarafta olduğunu belirtmek isterim.[357] Bütün kuramların harika bir şekilde öngörüleri doğrulamasına, gözlenen nicelik sayısının olağanüstü çok olmasına ve bu yorumun aksini ispatlayan hiçbir gözlem olmamasına karşın böyle düşünüyorum. Daha spesifik olarak, bence **R** olgusu doğanın üniter özel-

---

355 W. Heisenberg (1971), *'Physics and beyond,'* Harper ve Row, sayfa 73-6, Ayrıca bakın A. Pais (1991), *Niels Bohr's times*, Clarendon Press, sayfa 299.

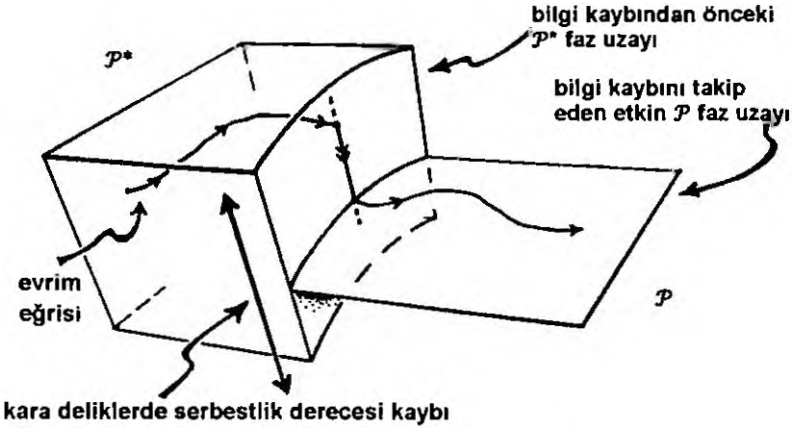
356 Dirac kuantum mekaniğinin ölçüm konusunu bu şekilde çözümleyen 'yorumuna,' ilgi göstermedi ve kuantum alan kuramının 'geçici bir kuram' olduğunu düşündü..

357 P.A.M Dirac (1982), *The principles of quantum gravity*. 4.Basım Clarendon Yayınları. [1. Basım 1930].

liğe katı bağımlılığından bir *sapmayı* gösterir ve bu durum kütleçekim ciddi bir şekilde devreye girdiğinde (gizemli olarak olsa da) ortaya çıkmaktadır.[3.58] Gerçekten, benim görüşüme göre kara deliklerdeki bu bilgi kaybı ve sonuç olarak U'nun çiğneniyor olması, U'ya katı bir bağlılığın (hâlâ keşfedilmemiş) gerçek kuantum-kütleçekim kuramının bir parçası *olamayacağı* gerçeğinin güçlü bir kanıtını ortaya koymaktadır.

Bu bölümün başlangıcında yüz yüze geldiğimiz bilmecenin çözümü için *anahtarın* bu olduğuna inanıyorum. Bu yüzden okura, kara delikteki bilgi kaybının –ve sonucunda üniterliğin çiğnenmesinin– yalnızca akla yatkın olduğunu değil, aynı zamanda bu koşullar altında gerekli bir *gerçeklik* olmasından dolayı kabul edilmesi gerektiğini öneriyorum. Kara delik buharlaşması durumunda Boltzmann'ın entropi tanımını yeniden incelemeliyiz. Peki tekillikteki 'bilgi kaybının' gerçekte anlamı nedir? Faz uzayını tanımlayan parametrelerin kaybolması ve faz uzayının öncekinden *daha küçük* hale gelmesi anlamındaki bu durumu *serbestlik derecelerinin kaybı* olarak düşünmek iyi bir yöntemdir. Dinamik davranışı göz önüne aldığımızda bu tamamen yeni bir durumdur. §3.1'de anlatılan alışkın olduğumuz dinamik evrim kavramına göre, $\mathcal{P}$ faz uzayı sabittir ve dinamik evrim sabit uzayda hareket eden bir noktayla betimlenir. Ancak burada olduğu gibi, bazı düzeylerde serbestlik derecelerini kaybeden bir dinamik evrim varsa, faz uzayı gerçekte bu evrimin tanımının bir parçası olarak *büzülür*! Şekil 3.14'te, bahsettiğimiz bu süreci düşük boyuttaki benzerini kullanarak resmetmeye çalıştım.

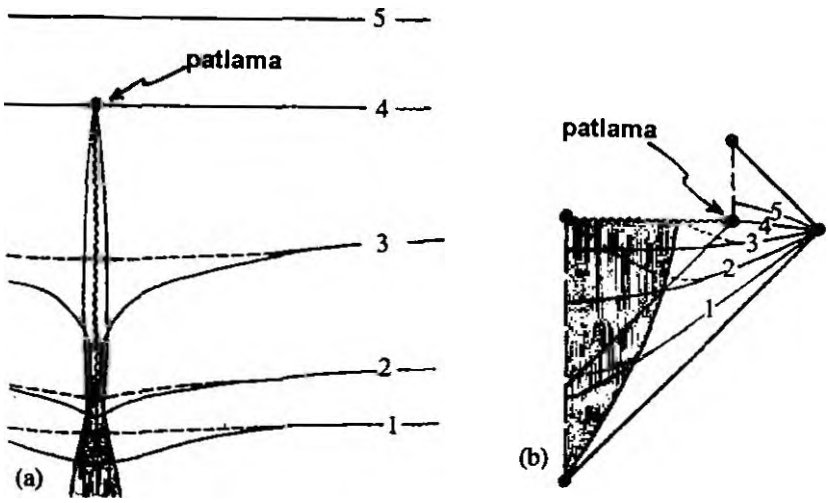
[3.58] L. Diósi (1984), 'Gravitation and quantum mechanical localization of macro-objects,' *Phys. Lett.* 105A 199-202. L. Di si (1984), 'Models for universal reduction of macroscopic quantum fluctuations,' *Phys. Rev.* A40 1165-74. R. Penrose (1986), 'Gravity and state-vector reduction,' *Quantum concepts in space and time* içindeki bölüm (eds. R. Penrose ve C.J. Isham), Oxford Üniversitesi Yayınları, sayfa 129-46. R. Penrose (2000), 'Wavefunction collapse as a real gravitational effect,' *Mathematical Physics 2000* içindeki bölüm (eds. A. Fokas, T.W.B.Kibble, A. Grigouriou, ve B. Zegarlinski), Imperial College Press, sayfa 266-282. R. Penrose (2009), 'Black holes, quantum theory and cosmology' (Fourth International Workshop DICE 2008), *J. Physics Conf. Ser.* 174 012001. doi: 10.1088/1742-6596/174/1/012001.



Şekil 3.14 Kara delikteki bilgi kaybını takip eden faz uzayının evrimi.

Kara deliğin buharlaşması durumunda süreç çok inceliklidir, ve bu büzülmenin herhangi bir anda aniden (örneğin 'puf' sırasında) oluşmayacağını fakat farkettirmeden meydana gelen bir süreç olduğunu düşünmeliyiz. Bu süreci anlamak için genel göreliliğin ortaya koyduğu gibi bir 'evrensel zamanın' olmadığını hatırlamak gerekir. Ayrıca kara delik durumunda özel olarak uzayzaman geometrisi uzaysal homojenlikten büyük oranda sapar. Bu durum, son andaki Hawking buharlaşmasıyla (*bkz.* §2.5, Şekil 2.40 ve 2.41) gösterilen Oppenheimer-Snyder çökme resminde (*bkz.* §2.4 ve Şekil 2.24) betimlenmiştir. Şekil 3.15(a)'da ve bunun katı konformal diyagramı olan Şekil 3.15(b)'de kesintisiz çizgiyle gösterilen uzaysal 3-boyutlu yüzey ailesi olarak (sabit zaman aralıklı) delikteki bütün bilgi kaybı 'anlık' bir puf'la yok olması biçiminde betimlenirken, kesikli çizgilerle farklı bir uzaysal 3-boyutlu yüzey ailesi olarak bilginin aşamalı olarak kaybolduğu bölge, kara deliğin varlığının bütün tarihi boyunca yayılabilir. Bu diyagramların küresel simetriyi yansıtmalarına karşın, güçlü kozmik sansürü varsaydığımız (elbette puf'lamanın kendisi dışında) sürece hâlâ uygulanabilir.

Bilgi kaybının gerçekte ne zaman olduğunun fark yaratmıyor olması aslında bu yokoluşun dış (termo)dinamikler üzerinde hiçbir etkisi olmadığını vurgular ve İkinci Yasanın normal



Şekil 3.15 Bir kara deliğin Hawking-buharlaşması: (a) Geleneksel uzayzaman resmi (b) katı konformal diyagram. İç serbestlik derecelerinin kaybı sadece 'puf'lama meydana geldiğinde dikkate alınabilir. Bu olay, kesintisiz çizgiler yardımıyla tanımlanan uzayzaman aralıkları sayesinde resmedilir. Alternatif olarak kesikli çizgilerle verilen uzayzaman aralıklarına göre bilgi, kara deliğin bütün tarihi boyunca aşamalı olarak kaybolur.

yolunda ilerlediğini, yani entropinin arttığı görüşünü savunmaya devam edebilmemizi sağlar. Ancak buradaki 'entropi' kavramından neyi kastettiğimiz konusunda dikkatli olmak zorundayız. Burada entropi, deliğin içine düşen bütün maddeleri de içeren *tüm* serbestlik dereceleriyle ilgilidir. Ancak deliğe düşen maddenin serbestlik dereceleri, er ya da geç tekillikle karşılaşır ve yukarıda tartıştığımız gibi sistemde kaybolur. Kara deliğin puf diye yok olduğu anda, faz uzayı ölçeği öyle bir küçülmeli ki –bir ülkede tedavüldeki paranın devalüasyona uğramasına benzer olarak– söz konusu kara delikten uzaktaki yerel fiziğin bu büyük devalüasyonu hissetmeden devam etmesine izin verecek şekilde faz uzayı hacmi küçülsün. Boltzmann'ın denklemindeki logaritma yüzünden hacimdeki bu azalma, söz konusu kara deliğin dışındaki evrenin bütün entropisinden büyük bir sabitin sökülmesiymiş gibi ele alınabilir.

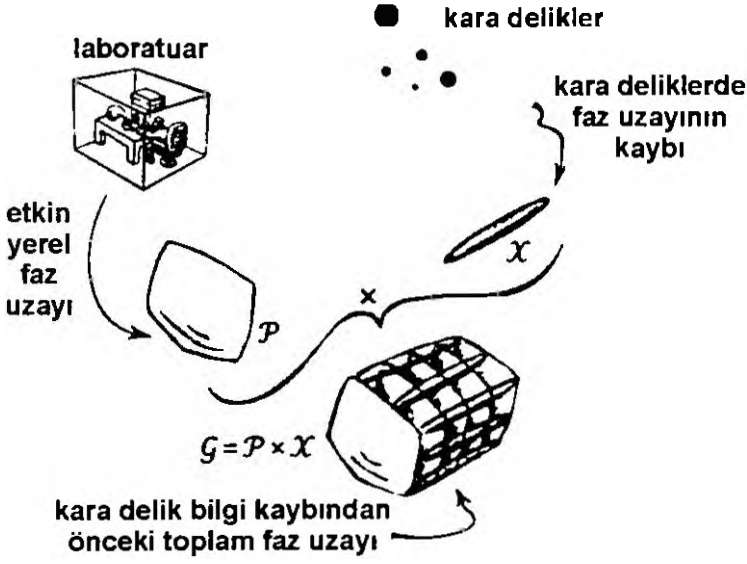
Bu durumu, Boltzmann'ın denklemindeki logaritma sayesinde bağımsız sistemlerin entropilerini ayrı ayrı toplayabildiğimizi belirttiğimiz §1.3'ün sonundaki tartışmamızla karşılaştırabiliriz. Daha önceki tartışmamızda, kara delikler tarafından yutulan ve yok edilen serbestlik dereceleri, laboratuarın dışındaki Samanyolu galaksisi olarak kabul ettiğimiz $\mathcal{X}$ dış faz uzayını tanımlayan parametreler olarak, §1.3'teki sistemin *dış* kısmı rolündeydiler; oysa burada bu serbestlik derecelerini kara deliğin kendilerine ait olarak kabul ediyoruz (Şekil 3.16). Şimdi kara deliğin dışındaki dünyayı, §1.3'teki tartışmamızla ilgili olarak (Şekil 1.9) bazı deneyleri yaptığımızı tasarladığımız $\mathcal{P}$ faz uzayıyla tanımlayarak, sistemin bir *iç* parçası olarak düşünüyoruz. §1.3'ün Samanyolu galaksisindeki serbestlik derecelerinin yokoluşlarına benzer olarak (bunun gibi bazı serbestlik dereceleri galaksinin merkezindeki kara delikler tarafından emilir), yapılacak bir deneyde entropi varsayımları geçerliliğini korumaktadır. Böylece bu bölümün başında vurguladığımız gibi, evrendeki kara deliklerde bilginin yok olması ve sonunda ayrı ayrı her kara deliğin puf'lamayla ortadan kalkması İkinci Yasanın çiğnenmesine yol açmaz.

Bununla birlikte, bilginin kayboIması yüzünden evrenin faz uzayı hacmi *bir bütün olarak* şiddetli bir şekilde azalır[359] ve bu temel olarak bölümün başlangıcında ortaya çıkan bilmecenin çözümü için ihtiyaç duyduğumuz şeydir. Bu çözümü zor bir konudur ve CCC'yle uyumlu hale getirmek amacıyla faz-uzayı hacmindeki azalma için detaylı tartışmalar yapmak gerekir. Daha genel olarak, şu an var olan evrendeki kara delik formasyonunun (ve buharlaşmasının) tüm tarihi boyunca gerçekleşen entropi artışını düşünürsek bu uyumluluk akla yatkındır.

Bilgi kaybı sonucunda oluşan etkin entropi azalımının herhangi bir kesinlik derecesiyle, nasıl hesaplandığı benim için

[359] Uzaysal sonsuz bir evrenle ilgilendiğimiz anda her zaman sorun yaşarız, çünkü entropi gibi niceliklerin toplam değeri sonsuz olur. Bununla birlikte bunun yerine, genel bir uzaysal homojenlik varsayımıyla, uzayı büyük bir 'birlikte hareket eden (co-moving) hacimli' kabul edersek bu çok önemli bir problem yaratmaz (maddenin genel akışı sınırları takip eder).

çok açık olmasa da, iyi bir tahminle, Hawking ışınımındaki kayıp düşünülmeden kara deliğin ulaştığı maksimum boyuttaki Bekenstein-Hawking entropisi dikkate alınarak, diğer eonun başlangıcındaki faz uzayı için ihtiyaç duyduğumuz ölçek aza-



Şekil 3.16 Kara delikteki bilgi kaybı toplama katkı koysa da, kaybolmadan önceki yerel faz uzayına etki etmez (*krş.* **Şekil** 1.9).

lımı bu entropi toplamından elde edilebilir. CCC'nin bu anlamda uygulanabilir olması için daha detaylı çalışmalar gerekir. Fakat bu koşullar altında CCC'nin tutarsız olması için hiçbir neden görmüyorum.

3.5 CCC ve Kuantum Kütleçekim

CCC modeli, kozmolojinin uzun yıllardır karşılaştığı merak uyandıran meseleler üzerine –İkinci Yasayla ilgili olarak– farklı bir genel bakış açısı sağlamaktadır. Özel olarak, genel göreliliğin klasik kuramında ortaya çıkan tekillikleri nasıl anlayabileceğimiz ve bu resme kuantum mekaniğini nasıl sokulabileceği konusunda bize bakış açıları sağlar. CCC sadece, Büyük Patlama tekilliğinin doğası hakkında değil, aynı zamanda bildiğimizi düşündüğümüz fiziği gidebileceği kadar geleceğe götürmeye çalıştığımızda ne olacağı, kara deliğin içindeki bir tekillikte açıkça ortaya çıkan bilginin geri dönüşümsüz olarak yok olması ya da CCC'ye göre Büyük Patlamadaki yeni bir eonda belirsiz bir gelecekte yeniden doğmak üzere devam etmesi hakkında da bize bir şeyler söyler.

Bu bölüme, daha önceki bölümde bir kenara bıraktığımız konuya geri dönerek, uzak bir gelecekteki durumda ne olacağını inceleyerek başlayalım. §3.4'te çok uzak bir gelecekte entropinin artacağına değinmiştik, CCC'ye göre de bu büyük entropi-artış sürecinin, CMB sıcaklığının kara deliğin Hawking sıcaklığının altına düşmesiyle birlikte, Hawking ışıması sayesinde deliğin nihai buharlaşmasıyla son bulan, büyük kara delik formasyonundan (ve katılaşmasından) kaynaklandığını belirtmiştik. Gördüğümüz gibi, eğer kara delikteki (Hawking'in ilk olarak ortaya attığı fakat daha sonra sözünü geri aldığı) büyük bilgi kaybını ve bunu takip eden kara deliklerin ser-

bestlik derecelerinin yok olmasından dolayı faz-uzayının boyutlarının yutulması sonucunda büyük miktarlarda faz uzayının kaybını kabul edersek, CCC'nin ilk iri taneli bölgenin faz uzayının (§1.3 ve §3.4) entropideki olağanüstü artışa rağmen son durumdaki faz uzayıyla eşleşebilmesi sağlanabilir. Bir kez kara delikler buharlaştıklarında, serbestlik derecelerinin büyük kaybından dolayı entropinin ölçümü de sıfırlanmalıdır. Bunun anlamı şudur: entropi değerinden çok büyük miktarda alınmıştır ve Büyük Patlamayı izleyen yeni eondaki izin verilen durumlar, 'Weyl eğrilik hipotezi' gereği büyük oranda kendilerini sınırlandırmış olmalıdır ki, böylece yeni eonunda kütleçekimsel kümeler için bir potansiyel sağlanır.

Ayrıca bizim ana konumuzla yakından ilgili bazı içeriklere sahip olmasına rağmen (*bkz.* §3.4'ün ilk paragrafının sonu) ihmal ettiğim, en azından çok sayıda kozmoloğun ilgisini çeken diğer bir meseleye değinelim: $\Lambda>0$ durumunda *kozmolojik olay ufuklarının* varlığından ortaya çıkan 'kozmolojik entropi' meselesi. Şekil 2.42 (a) ve (b)'de eğer pozitif bir kozmolojik sabit Λ varsa, gelecekteki $\mathscr{I}^+$ *uzaysal* konformal sınırından dolayı oluşan bir kozmolojik olay ufku fikrini resmettim. Bir kozmolojik olay ufku §2.5'in 'ölümsüz' O gözlemcisinin ($\mathscr{I}^+$'daki) en uç o^+ noktasının geçmiş ışık konisidir (Şekil 3.17). Şayet böyle bir olay ufkunu kara deliğin olay ufkuna benzer olarak ele alırsak, kara delik entropisi için olan Bekenstein-Hawking denklemini ($S_{BH}=\frac{1}{4}A$; *bkz.* §2.6) kozmolojik olay ufkuna da uyguluyabiliriz. Bu bize Planck biriminde nihai 'entropi' değerini verir.

$$S_\Lambda = \frac{1}{4} A_\Lambda$$

Burada A_Λ uzak gelecek limitindeki ufkun uzaysal kesit alanıdır. Gerçekte bu alanın değerini (Ek B5) *kesin olarak* Planck biriminde aşağıdaki gibi buluruz:

$$A_\Lambda = \frac{12\pi}{\Lambda}$$

Böylece önerilen entropi değeri

$$S_\Lambda = \frac{3\pi}{\Lambda}$$

olur ki, yalnızca Λ'nın değerine bağımlıdır ve evrende gerçekte meydana gelen şeylerin detaylarını incelememizi sağlayacak hiçbir şeye sahip değildir. (Burada Λ'yı gerçekten bir kozmolojik *sabit* olarak düşündüm). Bununla birlikte, karşılaştırmanın doğru olduğunu kabul edersek, aşağıdaki gibi tanımlayabileceğimiz bir sıcaklığın var olmasını bekleriz:[360]

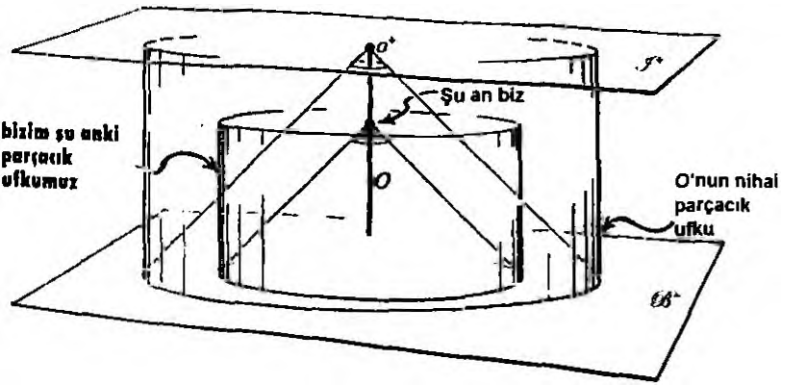
$$T_\Lambda = \sqrt[\frac{1}{2\pi}]{\frac{\Lambda}{3}}$$

Burada T_Λ sıcaklığı anlamsız küçüklükte bir değere sahiptir ($\sim 10^{-30}$ K) ve S_Λ olağanüstü büyük bir değere sahip olur ($\sim 3\times 10^{122}$ K).

Bu entropi değerinin bildiğimiz gözlenen evrendeki son kara delik buharlaşması ve kara delik formasyonu yardımıyla hesaplamayı umduğumuz ve 10^{115} değerini aşmasının oldukça zor olduğunu belirttiğimiz değerden çok daha büyük olduğunu vurgulamamız gerekir. Söz konusu olan kara delikler parçacık ufkumuzun içindekilerdir (*bkz.* §2.52). Ancak S_Λ entropisinin evrenin hangi bölgesiyle ilgili olduğunu sormakla yükümlüyüz. Belki de ilk tepki bütün evrenin nihai entropisi olduğunun düşünülmesi olacaktır, çünkü sadece tek bir sayıdır ve kesin olarak Λ kozmolojik sabitiyle belirlenir; üstelik sadece evrendeki detaylı aktivitelerin hiçbirine bağımlı olmamasından değil, $\mathcal{I}^+$'daki özel bir geleceğin o^+ son-noktasını bizim için sağlayan sonsuz O gözlemcisinin seçiminden de bağımsızdır. Bununla birlikte, özellikle evren barındırdığı sayısız kara delik ile birlikte uzaysal olarak sonsuz olabileceği için, İkinci Yasayla çelişerek evrenin *şu andaki* entropisi S_Λ'yı aşacağından bu bakış açısı çalışmayacaktır.

---

[360] S.W. Hawking (1976), 'Black holes and thermodynamics,' *Phys. Rev.* D13(2) 191. G.W. Gibbons, M.J. Perry (1978), 'Black holes and thermal Green's function,' *Proc. Roy. Soc. Lond.* A358 467-94. N.D. Birrel, P.C.W. Davies (1984), *Quantum fields in curved space*, Cambridge Üniversitesi Yayınları.



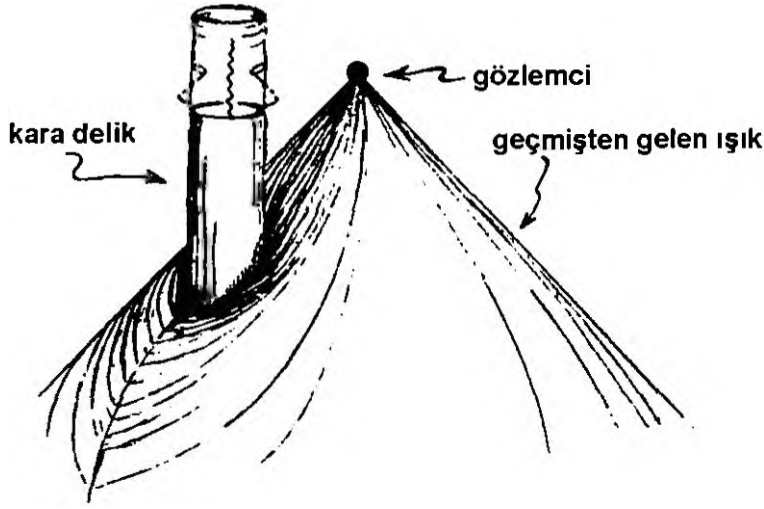
Şekil 3.17 Şu andaki evren/eon resminde, bizim parçacık ufkumuzun yarıçapı nihai parçacık ufkunun içinde olmasını beklediğimiz yarıçap değerinin kabaca 2/3'üne eşittir.

S_Λ'yı, evrenimizin kozmolojik olay ufkuyla ($\mathcal{I}^+$'da keyfi olarak seçilen o^+'nun geçmiş ışık konisi) çevrelenmiş bir parçasının nihai entropisi olarak yorumlamak çok daha uygun olabilir. Bu entropinin içerdiği madde o^+'nun *parçacık* ufkunun bir bölümünü kapsayabilir (Şekil 3.17).

§3.6'da göreceğimiz gibi, o^+'ya ulaşıldığında, standart kozmolojik evrim tahminlerine göre[3.61] parçacık ufkunun içindeki evren, *şu andaki* parçacık ufkumuzun içerdiği madde miktarından yaklaşık olarak $(\frac{3}{2})^3 \approx 3{,}4$ kez daha büyük olmalıdır. Eğer *bu* madde tek bir kara deliğin içinde toplansaydı entropi değerini yaklaşık olarak $(\frac{3}{2})^6 \approx 11{,}4$ kere 10^{124} elde ederiz. (§2.6'da şu an gözlenen evrenimizin içindeki madde miktarı yardımıyla entropinin elde edilebilen *üst limiti* için hesapladığımız değeri 10^{124} olarak belirtmiştik). Bu yüzden kara delik için olası entropi değerini yaklaşık olarak 10^{125} civarında elde ederiz. Eğer bu entropi ilkesel olarak Λ'nın gözlenen değerindeki bir evrende elde edilmiş olsaydı, İkinci Yasanın bütün olarak çiğnenmesi sonucunu doğururdu ($10^{125} \gg 3\times10^{122}$ olduğundan). Bununla beraber, eğer Λ'nın gözlenen değeri için evrenin indirgenemez T_Λ ambiyant sıcaklığına sahip olduğunu kabul edersek, bunun gibi olağanüstü büyük kara delik bu ambiyant sıcaklıktan her

[3.61] Paul Tod ile kişisel iletişimim.

zaman daha soğuk olur ve bu yüzden Hawking ışıması yardımıyla asla buharlaşmaz. Bu hâlâ bir probleme neden olur, çünkü o^+ noktasını, ışık konisinin yine de karşılacağı bu canavar kara delik dışındaki $\mathcal{J}^+$ üzerinde bir noktada seçebilirdik, (benzer olarak dış geçmiş konisi de kara delikle karşılaşabilir), dolayısıyla da bu yüzden entropisi dahil edilmiş olurdu. (*Bkz.* Şekil 3.18; tekrar İkinci Yasayla çelişen bir durum ortaya çıkmaktadır.)



Şekil 3.18. $\mathcal{J}^+$'de olsa da olmasa da herhangi bir 'gözlemcinin' geçmiş-ışık konisi bir kara delikle, ufkuyla kesişmesinden ziyade onu *yutarak* 'karşılaşır.'

Dahası burada oldukça boş yere sahibiz ve bu madde miktarı –yaklaşık 10^{81} baryonun değeri civarında (bugün gözlediğimiz evren içinde 3,4 kere10^{80}; yaklaşık 3'le çarpıyoruz çünkü baryonik maddeden bu kadar daha fazla kara madde bulunmaktadır)– 10^{79} protonun her bir kütlesi için 100 ayrı bölgeye ayrılabilir. Eğer bunların her biri bir kara delik olsaydı, sıcaklığının T_Λ'dan daha büyük olması gerekirdi ve entropi yaklaşık 10^{119} değerine ulaştığında buharlaşması gerekirdi. Bu 100 bölge için toplam entropi değerini yaklaşık 10^{121} olarak elde ederiz. Bu da 3×10^{120} değerinden hâlâ büyük olduğundan İkinci Yasayı az da olsa çiğnemektedir. Bu şekiller belki de onlardan kesin bir sonuç çıkarmak için oldukça kabataslak çizimlerdir. En azından bence, S_Λ'nın fiziksel yorumunun gerçek bir entro-

pi olarak, ve T_Λ'nın da gerçek bir sıcaklık olarak değerlendirilebilmesi için bazı *uyarılar* sağlamaktadır.

Ne olursa olsun iki nedenden ötürü, S_Λ'nın *gerçek* entropiyi göstermesi konusunda şüpheci olma eğilimindeyim. İlk olarak Λ gerçekten sabitse S_Λ sadece sabit bir sayıdır ve bu yüzden Λ ayırt edilebilir serbestlik derecelerinin ortaya çıkmasına neden olmaz. Λ'nın varlığından dolayı, ilgili faz uzayı Λ'sız durumdan daha büyük değildir. CCC'nin perspektifinden bu çok açıktır: sonraki eonun $\mathscr{I}^-$ bölgesi ile önceki eonun $\mathscr{I}^+$ bölgesini uygun bir şekilde eşleştirdiğimizde, olağanüstü S_Λ kozmolojik entropiyi sağlayan çok büyük sayılardaki ayırt edilebilir serbestlik dereceleri için kesinlikle bir alan bulamayız. Ayrıca bu yorum bana, eğer CCC'yi *varsaymazsak* bile, §3.4'te anlatılan konformal dönüşümler altında hacmin değişmezliğinden dolayı geçerli gelmektedir.[362]

Bununla beraber, Λ'nın gerçekten bir sabit olmama olasılığını da düşünüp, tanınmış bazı kozmologların yeni bir tür madde olarak adlandırdıkları durumu da hesaba katmalıyız: 'kara enerjili skaler alan.' Kişisel olarak bu tür bir öneriden çok da hoşnut değilim, çünkü cevaplardan çok daha fazla zor soruya neden olmaktadır. Eğer Λ'yı elektromanyetik alan gibi değişen bir alan olarak hesaba katarsak –§2.6'nın sonunda verdiğimiz gibi– Einstein denklemlerindeki ayrı bir 'Λ-terimi' olarak Λg

$$\mathbf{E} = 8\pi\mathbf{T} + \Lambda\mathbf{g}$$

(Planck biriminde) yazmak yerine Einstein alan denklemlerinde 'Λ-terimi' yok diyebiliriz ve Λ-alanını bir $\mathbf{T}(\Lambda)$ *enerji tensörü* olarak ele alıp (8π ile çarptığımızda) yaklaşık olarak Λg'ye eşitleyebiliriz:

$$8\pi\mathbf{T}(\Lambda) \cong \Lambda\mathbf{g}.$$

Bu ifadeyi şimdi $\mathbf{T}+\mathbf{T}(\Lambda)$ haline gelen *toplam* enerji tensörüne bir katkı olarak değerlendirebilir, ve Einstein denklemini Λ terimi olmaksızın düşünebiliriz:

$$\mathbf{E} = 8\pi(\mathbf{T}+\mathbf{T}(\Lambda))$$

[362] *Bkz.* Not 3.11.

Fakat Λg, diğer herhangi bir alandan oldukça farklı olarak, çok tuhaf bir ($8\pi\times$) enerji tensörüdür. Örneğin temel olarak *kütleyi* enerjiyle benzer olduğunu düşünürüz (Einstein'ın $E = mc^2$'si), bu anlamda da diğer maddeler üzerinde de *çekici* bir etkiye sahip olması gerekir, halbuki bu 'Λ-alanı,' enerjisi pozitif olmasına rağmen, diğer maddeler üzerinde *itici* bir etkiye sahiptir. Bence çok daha ciddi olan şey, §2.4'te (sadece belirsiz bir şekilde Λg terimi tarafından sağlanan) *zayıf-enerji koşulu* olarak bahsettiğimiz ilke, Λ-alanını bunun gibi yolla değiştirmeye izin verdiğimiz anda neredeyse tamamen çiğnenmektedir.

Kişisel olarak, burada $S_\Lambda = \frac{3\pi}{\Lambda}$ olarak adlandırdığımız entropinin gerçek bir nesnel entropi olarak tanımlanabilmesine karşı çok daha temel itirazlar hakkında bir şeyler söyleyebilirim: bir kara deliğin varlığında olan durumun aksine, bir tekillikteki kesin *bilgi kaybının* fiziksel olarak doğrulanması için ortada hiçbir şey yoktur. İnsanlar bu bilginin gözlemcinin olay ufkunu geçtikten sonra 'kaybolduğunu' düşünmeye eğilimlidirler. Fakat bu sadece gözlemciye-bağımlı olan bir bakış açısıdır. Eğer Şekil 3.19'daki gibi birbirini izleyen uzaysal yüzeyleri dikkate alırsak, uzayzaman tekilliğinin olmamasından dolayı (kara delikler içinde olanlar hariç), evrenin bir bütün olarak kozmolojik entropisiyle ilişkili olarak gerçekte ortada 'kaybolan' hiçbir şey olmadığını görürüz.[363] Ayrıca bu bölümün başlarında değindiğimiz kara delik entropisi için Bekenstein kuramına benzer olarak S_Λ entropisini açıkça *fiziksel* olarak doğrulayacak herhangi bir kanıt göremiyorum.[364]

Bence asıl zorluk T_Λ kozmolojik 'sıcaklığının' güçlü bir şekilde gözlemciye-bağımlı olmasından kaynaklanmaktadır. Bir kara deliğin varlığında, Hawking sıcaklığı, 'yüzey kütleçekimi' sayesinde elde edilir ve deliğe yakınındaki sabit (burada 'sabitin' olma durumundan kastedilen bir gözlemci ile sonsuz

---

[363] Sanırım 'bilgi kaybı'yla ilgili bakış açım sık sık tanımlanandan farklı bir kara delik entropisine yol açmaktadır. Bence bilgi kaybı için *ufuk* kritik önemde değildir (herhangi bir durumda ufuklar yerel olarak ayırt edilemezler), fakat *tekilliğin* gerçekten bilgi yıkımından sorumlu olduğunu kabul ediyorum.

[364] Not 3.42'e bakın.



Şekil 3.19 Kozmolojik bir olay ufku için bilgi kaybı (kara delikteki durumun tersine) yoktur, bu durum global zaman-dilimlerinin bir ailesi tarafından doğasının bütün olarak kuşatıldığının kanıtıdır.

daki sabit bir referans sistemi arasındaki ilişkidir) konfigürasyonda herhangi bir gözlemci tarafından ivmelenme olarak hissedilen şeydir. Diğer yandan eğer gözlemci serbest bir şekilde deliğe düşerse, yerel Hawking sıcaklığını *hissetmeyecektir*.[3.65] Bu nedenle Hawking sıcaklığının öznel bir yanı vardır ve hızlı bir şekilde ivmelenen gözlemcinin kendini yassı $\mathbb{M}$ Minkowski uzayında hissedeceğini söyleyen *Unruh etkisine* benzer. $\mathbb{D}$ De Sitter uzayının kozmolojik sıcaklığını dikkate aldığımızda, benzer olarak, *ivmelenen* bir gözlemcinin bu sıcaklığı hissetmesini, fakat serbest olarak düşen birininse hissetmemesini (jeodezik hareket-te; *bkz.* §2.3'ün sonu) bekleriz. De Sitter ardalanında serbest olarak hareket eden bir gözlemci bu anlamda *ivmelenmeyen* bir hareket yapar ve görülen odur ki, T_Λ sıcaklığını da *hissetmeyecektir*.

Kozmolojik entropi için ana argüman çok zarif görünmektedir fakat analitik sürekliliğe dayanan formel matematiksel prosedürlere bağımlıdır (§3.3). Matematiği kesinlikle çekicidir, fakat itirazlar, teknik olarak, sadece kesin bir uzayzaman simetrisinin varlığında ($\mathbb{D}$ de Sitter Uzayı benzer olanı) uygulanabilmesinden dolayı ortaya çıkmaktadır.[3.66] Burada tekrar,

---

[3.65] W.G. Unruh (1976), 'Notes on black hole evaporation,' *Phys. Rev.* D14 870.

[3.66] G.W. Gibbons, M.J. Perry (1978), 'Black holes and thermal Green's function,' *Proc. Roy. Soc. Lond.* A358 467-94. N.D. Birrel, P.C.W. Davies (1984), *Quantum fields in curved space*, Cambridge Üniversitesi Yayınları.

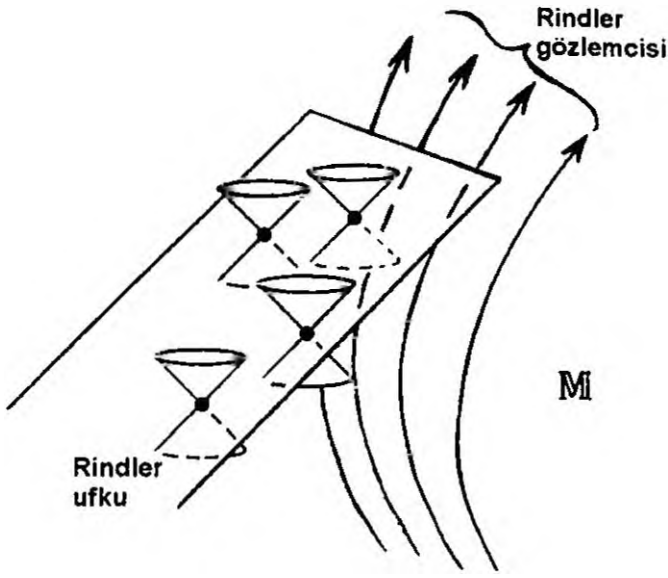
$\mathbb{D}$'nin ivmelenen gözlemcinin farklı durumlarıyla ilgili olarak çok farklı simetrilere sahip olmasından kaynaklanan, ivmelenen gözlemcinin öznelliğine sahip oluruz.

Eğer dikkatli bir şekilde Unruh etkisini $\mathbb{M}$ Minkowski uzayında incelersek, çok daha iyi bir bakış açısı geliştirmiş oluruz. Şekil 3.20'de Unruh etkisine göre düzgün ivmelenen bir gözlemci grubunun –*Rindler gözlemcileri*– tam bir vakum boyunca hareket etse bile bir sıcaklık hissedeceklerini (oldukça küçük bir sıcaklık) göstermeye çalıştım.[367] Bu durum kuantum alan kuramını dikkate aldığımızda ortaya çıkan bir durumdur. Bu sıcaklıkla ilgili olan bu gözlemciler için $\mathcal{H}_0$ gelecek 'ufku' da ayrıca gösterilmiştir. Tutarlılık açısından bu sıcaklıkla ve kara deliğin Bekenstein-Hawking tartışmasıyla ilgili olarak $\mathcal{H}_0$'la ilgili bir entropiyi de varsayabiliriz. Gerçekten çok büyük bir deliğin ufku yakınlarındaki çok küçük bir bölgeye gittiğimizi hayal edersek, Şekil 3.21'de gösterilen duruma oldukça yaklaşılacaktır. Burada $\mathcal{H}_0$ yerel olarak kara deliğin ufkuyla uyuşur ve Rindler gözlemcileri de yukarıda dikkate aldığımız 'deliğe yakın bir durağan konfigürasyon tarafından desteklenmiş gözlemciler' haline gelirler. Bu gözlemciler yerel Hawking sıcaklığını 'hissederler,' ancak, $\mathbb{M}$'deki eylemsiz bir gözlemciye (ivmelenmemiş) benzer şekilde, deliğin içine serbest olarak düşen bir gözlemci bu sıcaklığı hissetmeyecektir. Bununla birlikte, kara delik entropisi ve sıcaklık için yaptığımız bütün tartışmamızı kapsamak amacıyla yerel-olmayan durumları da içermek için, bu resmi $\mathbb{M}$'de sonsuzluğun dışına doğru taşırsak, $\mathcal{H}_0$ ile ilgili olan bütün entropinin *sonsuz* olması gerektiğini görürüz.

Yukarıda dikkate aldığımız gibi $\Lambda>0$ durumunda ortaya çıkan bir $\mathcal{H}_\Lambda$ kozmolojik olay ufku, bir $\mathcal{H}_0$ Rindler ufku ile güçlü benzerliklere sahiptir.[368] Gerçekten $\Lambda\to 0$ limitini ele alırsak, $\mathcal{H}_\Lambda$ bir Rindler ufku *olur* (fakat şimdilik *global olarak*). Bu durum $S_\Lambda=3\pi/\Lambda$ entropisiyle uyumludur ve $S_0=\infty$ sonucuna yol açar, fakat ayrıca bu *sonsuz* entropinin Minkowski uzayının var-

[367] Wolfgang Rindler (2001), *Relativity: special, general and cosmological*, Oxford Üniversitesi Yayınları.

[368] H.-Y.Guo, C.-G. Huang, B. Zhou (2005), *Europhys. Lett.* 72 1045-51.

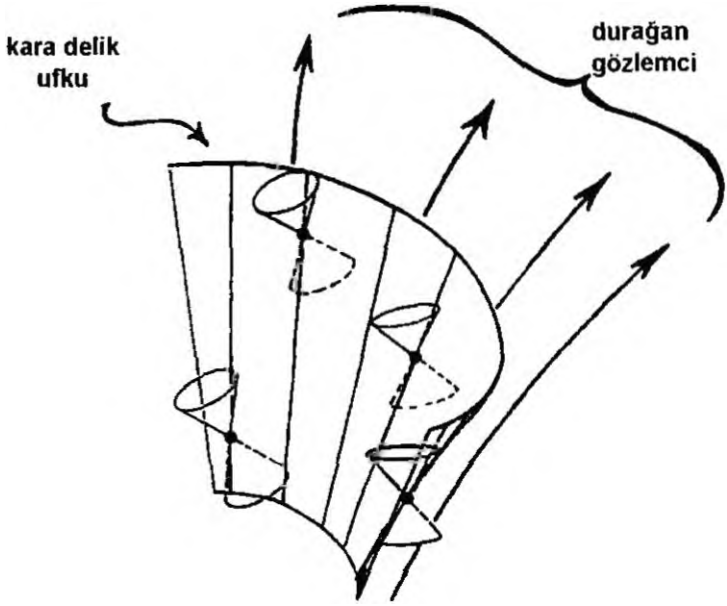


Şekil 3.20 Unruh sıcaklığını hisseden Rindler (düzgün olarak ivmelenen) gözlemcileri.

lığında pek az nesnel anlamı olmasından dolayı, entropinin gerçek nesnelliğini sorgulamamıza da yol açar.[369]

Burada ortaya çıkan bu meselelerin önemli olduğuna inanıyorum, çünkü vakumun sıcaklık ve entropisi, 'vakum enerjisi' olarak adlandırılan kavramla derin ilişkili olan *kuantum kütleçekimin* bir konusudur. Şu an anladığımız kuantum alan kuramına göre, vakum bir bütün olarak aktivitelerden mahrum değildir, fakat çok küçük bir ölçekte meydana gelen faaliyetlerle, karşı-parçacığı bir anda ortaya çıkarak 'vakum dalgalanmalarında' yok olan *sanal* parçacıklarla dolup taşmaktadır. Buna benzer vakum dalgalanmalarında, l_P Planck ölçeğindeki *kütleçekimsel* süreçlerin baskın olması gerektiğini bekleriz ve bu vakum enerjisini elde etmek amacıyla hesaplamalar yaptığımızda, şu an matematiksel olarak anladığımız resmin çok ötesinde bazı şeylere ihtiyacımız olduğu ortaya çıkar. Yine de, göreliliğin gerekliliklerini yerine getirmek için gereken simetrinin genel

[369] Rindler gözlemcileri tarafından sarılan bu bölgenin M'nin tamamı olmadığına itiraz edilebilir, fakat itiraz ayrıca D'ye de uygulanabilir..



Şekil 3.21 Bir kara delik ufkunun yakınındaki sabit bir gözlemci Hawking sıcaklığını ve güçlü bir entropiyi hisseder. Bu durum, yerel olarak, Şekil 3.20'ye benzemektedir.

argümanları, bu vakum enerjisinin iyi bir tanımını, λ'ya bağlı olarak T_V enerji tensörü formunda verilebileceğini söyler.

$$T_V = \lambda g$$

Bu kesinlikle yukarıda görüldüğü gibi bir kozmolojik sabit tarafından sağlanan bir tür $T(\Lambda)$ enerji terimine benzemektedir; bu yüzden sık sık vakum enerjisini, kozmolojik sabitin doğal bir yorumu olduğu ileri sürülür:

$$\lambda = (8\pi)^{-1}\Lambda$$

Bu görüş açısına göre, büyük S_Λ kozmolojik entropiden sorumlu olan serbestlik dereceleri, buradaki 'vakum dalgalanmalarıyla' ilgilidir. Bunlar yukarıda bahsetmiş olduğum 'ayırt edilebilir' serbestlik dereceleri değildir, çünkü onları bütün faz-uzayı hacmi boyunca hesaba kattığımızda, uzayzamanda devam eden normal fiziksel aktivitelerin katkı yapmadığı bir *ardalanda* kalarak, uzayzaman boyunca *düzgün* bir şekilde ortaya çıkarlar.

Belki de bu yorumla ilgili daha ciddi bir sorun, λ'nın gerçek değerini elde etmek için yapılan hesaplamalarda ortaya çıkmaktadır. Yanıt, t_P Planck zamanı olmak üzere,

$$\lambda = \infty \text{ ya da } \lambda = 0 \text{ ya da } \lambda \approx t_P^{-2}$$

olarak hesaplanmaktadır (*bkz.* §3.2). Bu cevaplardan ilki en tutarlı olanıdır (kuantum alan kuramı kurallarının *doğrudan* uygulanmasına eğilimli olan genel türden bir sonuç olduğundan aynı zamanda da en yaygın olan sonuçtur); ancak bu aslında en yanlış olan sonuçtur. İkinci ve üçüncü cevaplar temel olarak 'başımızdan savmak istediğimiz' sonsuzluklara uygulanan standart prosedürlerin birini ya da diğerini uyguladıktan sonra ortaya çıkması *gereken* cevabın ne olacağını tahmin eder. (Uygun beceriyle uygulanan bu tür prosedürler sık sık kuantum-kütleçekim-olmayan durumlarda muhteşem kesinlikte cevapları bulmamızı sağlar.) λ = 0 cevabı, gözlemsel verileri Λ=0'a oturttuğumuzda avantajlı hale gelmektedir. Fakat §2.1'de işaret ettiğimiz süpernova gözlemleri Λ>0 durumunun çok daha olası olduğunu göstermektedir ve daha sonraki gözlemler de bu sonucu desteklediklerinden, sıfırdan farklı bir λ değeri daha olası görünmektedir. Eğer kozmolojik sabit gerçekten 'kuantum dalgalanmalarının' *kütleçekimsel* vakum enerjisiyse, λ için ihtiyaç duyduğumuz uygulanabilir ölçek t_P Planck ölçeği (ya da aynı anlama gelmek üzere l_P) ya da bunların bazı küçük uygun çarpanları olmak *zorundadır*. Ayrıca boyutsal nedenlerden dolayı λ uzaklığın ters karesidir, bu yüzden kabaca cevabın $\lambda \approx t_P^{-2}$ olmasını bekliyoruz. Oysa, §2.1'de gördüğümüz gibi, Λ'nın gözlenen değeri

$$\Lambda \approx 10^{-120}\, t_P^{-2}$$

kadardır ki, bu yorumla ilgili ($\lambda = \Lambda/8\pi$) ya da bu hesapla ilgili ciddi bir yanlışlık vardır.

Buraya kadar anlattığımız konular konusunda henüz tartışmalar sonuçlanmadı, bu yüzden CCC'nin bunlar hakkında ne söylediğini hatırlatmamız faydalı olabilir. S_A ve T_A'nın fiziksel konumu CCC'yi *kritik bir şekilde* etkilemez, çünkü S_A entropisi ve T_A sıcaklığının fiziksel olarak 'doğru' olduğunu düşün-

sek bile, bu durum CCC'nin sunduğu resmi değiştirmeyecektir. Bildiğimiz evrende ortaya çıkmasını umduğumuz hiçbir kara delik, T_Λ'nın evrenin evrimine ciddi bir şekilde etkisi olmasını sağlayacak boyutlara ulaşamayacaktır. S_Λ da aynı şekilde, §3.4'teki ikilemin çözümü için bir fayda sağlamaz; çünkü ilgilendiğimiz konu *ayırt edilebilir* serbestlik dereceleridir (diğer bir deyişle, gerçek dinamik süreçlerle ilgili serbestlik dereceleridir) ve $3\pi/\Lambda$ değerine sabitlenmiş bir 'entropi' gerçekte hiçbir şeyi değiştirmeyecektir. Evrenin dinamiğinde hiçbir rol oynamamasından dolayı bunu basitçe ihmal edebiliriz, ve ayrıca bu entropiyi 'gerçek' olarak düşünsek bile ayırt edilebilir serbestlik dereceleriyle fiziksel olarak hiçbir ilişkisini kurmayız. Her durumda kişisel görüşüm, S_Λ ve T_Λ'nın her ikisinin de ihmal edilmesi ve onlarsız ilerlenmesi yönündedir.

CCC modeliyse diğer yandan, kuantum kütleçekimin nasıl klasik uzayzaman tekilliklerini etkilediğini açık bir şekilde fakat alışkın olmadığımız bir yolla *gösterir*. Klasik genel görelilikteki kaçınılmaz uzayzaman tekillikleri (§2.4, §2.6, §3.3), bunun gibi tekilliklerin civarında ortaya çıkmasını beklediğimiz olağanüstü uzayzaman eğriliklerinin fiziksel sonuçlarını anlamak için fizikçileri kuantum kütleçekimin *bazı* formlarına yöneltmiştir. Fakat kuantum kütleçekimin bu klasik tekillik bölgelerini nasıl değiştirdiği konusunda çok az görüş birliği bulunmaktadır. Gerçekten de, herhangi bir durumda hangi 'kuantum kütleçekimin' geçerli *olduğu* konusunda fikir birliği yoktur.

Bununla birlikte kuramcılar, uzayzaman eğriliğinin çapı l_P Planck uzunluğu (*bkz.* §3.2) ile karşılaştırıldığında çok büyük olduğu sürece, akla yatkın bir 'klasik' uzayzaman resminin korunabileceğini, belkide genel göreliliğin klasik standart denklemlerine ufak 'kuantum düzeltmelerinin' yapılabileceğini öğrenmişlerdi. Fakat uzayzaman eğriliği çok büyüdüğünde, eğriliğin çapı anlamsız bir küçüklüğe sahip l_P ölçeğine küçülür (klasik bir protonun yarıçapından 20 kat daha küçük) ve daha sonra standart düzgün sürekli bir uzay resmini de tamamen terk etmemiz ve kullanmakta alışık olduğumuzdan oldukça farklı bir resimle yer değiştirmemiz gerekir.

Ayrıca, John Wheeler ve diğerlerinin güçlü bir şekilde belirtmiş oldukları gibi, deneyimlediğimiz sıradan düz uzayzamanın bile, eğer Planck ölçeğinde incelenmiş olsaydı, türbülanslı kaotik bir karaktere ya da belki de ayrık bir tanecikli yapıya sahip olacağı –ya da diğer şekilde daha iyi açıklayabileceğimiz bilinmeyen bazı yapılara sahip olduğu– görülürdü. Wheeler, kütleçekimin kuantum etkisinin Planck ölçeğindeki uzayzamanda 'kurt deliklerinin kuantum köpüğü' türünden bazı topolojik karmaşıklıklara kıvrılacağını göstermiştir.[3.70] Diğerleri de bazı tür ayrık yapıların (dolaşık düğümlü 'ilmekler,'[3.71] spin köpükleri,[3.72] kafes benzeri yapılar,[3.73] nedensel gruplar,[3.74] polihedral yapılar[3.75] ve benzerleri[3.76]), ya da 'komütatif-olmayan geometri'[3.77] olarak adlandırılan kuantum mekaniksel fikirlerin modellendiği bazı matematiksel yapıların ya da zar-benzeri ve sicim-benzeri yapıların içerildiği yüksek boyutlu geometrilerin[3.78] ya da uzayzamanın kendi kendine, uzayzamanın normal makroskopik

---

3.70 J. A. Wheeler, K. Ford (1995), *Geons, black holes, and quantum foam*, Norton.

3.71 A. Ashtekar, J. Lewandowski (2004), 'Background independent quantum gravity: a status report,' *Class. Quant. Grav.* 21 R53-R152. doi:10.1088/0264-9381/21/15/R01, arXiv:gr-qc/0404018.

3.72 J.W. Barrett, L. Crane (1998), 'Relativistic spin Networks and quantum gravity,' *J. Math. Phys.* 39 3296-302. J.C. Baez (2000), *An Introduction to spin foam models of quantum gravity and BF theory*. Lect. Notes. Phys. 543 25-94. F. Markopoulou, L. Smolin (1997), 'Casual evoluation of spin networks,' *Nucl. Phys.* B508 409-30.

3.73 H.S. Snyder (1947), *Phys. Rev.* 71(1) 38-41. H.S. Snyder (1947), *Phys. Rev.* 72(1) 68-71. A. Schild (1949), *Phys. Rev.* 73, 414-15.

3.74 F. Dowker (2006), 'Casual sets as discrete spacetimes,' *Contemporary Physics* 47 1-9. R.D. Sorkin (2003), 'Casual sets: discrete gravity,' (Valdivia yaz okulu için notlar), *Proceedings of the Valdivia Summer School* içindeki bölüm (ed. A. Gomberoff ve D. Marolf), arXiv:gr-qc/0309009.

3.75 R. Geroch, J.B. Hartle (1986), 'Computability and physical theories,' *Foundations of Physics* 16 533-50. R.W. Williams, T. Regge (2000), 'Discrete stuctures in physics,' *J. Math. Phys.* 41 3964-84.

3.76 Y. Ahmavaara (1965), *J. Math. Phys* 6 87. D. Finkelstein (1996), *Quantum relativity: a synthesis of the ideas of Einstein and Heisenberg*, Springer-Verlag.

3.77 A. Connes (1994), *Non-commutative geometry*, Academic Press. S. Majid (2000), 'Quantum groups and noncommutative geometry,' *J. Math. Phys.* 41 (2000) 3892-942.

3.78 B. Greene (1999), *The elegant universe*, Norton. J. Polchinski (1998), *String Theory*, Cambridge Üniversitesi Yayınları.

resminin sadece farklı bir ilkel geometrik yapıdan türetilebildiği, yok edildiği bazı uzayzamanların ortaya çıkabileceğini göstermişlerdir ('Machian'[3.79] ve 'twistor'[3.80] kuramlarında olduğu gibi). Çok açıktır ki, bu çok farklı alternatif önerilerde Planck ölçeğindeki 'uzayzamanda' nelerin olup bittiği konusunda herhangi bir görüş birliği yoktur.

Bununla birlikte CCC'ye göre Büyük Patlamada, bunun gibi devrimsel ya da yabancı önerilerden farklı olan bazı şeylerin gerçekleştiğini görürüz. Konformal bir ölçeklendirmenin olmadığı Einsteinci uzayzaman resminden farklı olan ve zaman evriminin alışkın olduğumuz matematiksel işlemlerin yardımıyla gerçekleştiği, mükemmel bir düz uzayzamana sahip olduğumuz daha *muhafazakâr* bir resim elde ederiz. Diğer yandan, CCC'ye göre, kara deliklerin içlerinde meydana gelen tekillikler, Büyük Patlama tekilliğinden çok daha farklı bir yapıya sahiptirler ve bu durumda günümüzün fiziğinde kullanılan uzayzaman kavramından çok daha farklı kuantum-kütleçekim kavramlarını gerektiren bilginin-yok olduğu egzotik fizik bakış açılarını da göz önüne almamız ya da yukarıda bahsettiğimiz devrimsel nitelik taşıyanlar arasından daha mantıklı olanları seçmemiz gerekebilir.

Yıllarca zamanın bu iki farklı tekil sonunun farklı karakterlere sahip olduğunu düşündüm. Bu durum İkinci Yasadan kaynaklanmakta: başlangıçtaki sonda, bitişteki sondan farklı olarak, bazı kütleçekimsel serbestlik dereceleri büyük oranda bastırılmıştır. Kuantum kütleçekimin bu iki uzayzaman tekilliğini farklı ele alması gerektiğini son derece gizemli bulmaktayım. Oysa, şu an hüküm süren bakış açısına uygun olarak, tekil uzayzaman geometrisinin *her ikisine de* yakın olan bir tür geometrik yapıları ortaya koyan *kuantum kütleçekim* yasalarının bulunacağını hayal etmiştim. Ancak artık, genel bakış açısına aykırı olarak, doğru bir 'kuantum kütleçekim' ku-

---

[3.79] J. Barbour (2000), *The end of time: the next revoluation in our understanding of the universe*, Phoenix. R. Penrose (1971), 'Angular momenum: an approach to combinatorial space-time,' *Quantum theory and beyond* içindeki bölüm (ed. T. Bastin), Cambridge Üniversitesi Yayınları.

[3.80] Bükülme kuramı için bir açıklama, *bkz.* R. Penrose (2004), *The Road To Reality* Random House, Bölüm 33.

ramının, bir şekilde günümüz kuantum mekaniğinin standart kurallarının değiştirilerek –§3.42'nin sonu boyunca tartıştığımız konuyla uyumlu olarak– zamanda simetrik olmayan bir hale getirilmesi gerektiğini düşünüyorum.

CCC'nin sağladığı bakış açısına geri dönmeden önce belirtmem gerekir ki, daha önce öngöremediğim şey, Büyük Patlamanın standart genel görelilik denklemlerinin hâkim olduğu belirlenimci diferansiyel denklemlerin davranışıyla açıklanarak, gerçekten *klasik olarak* evrimleştiğini görmek oldu. Soru şuydu: CCC Büyük Patlama civarında yarıçapı l_P Planck ölçeği düzeyine inen olağanüstü uzayzaman eğriliğini açıklarken, *kuantum kütleçekimin* bütün kaotik yapısıyla birlikte bu modele sokulmasından nasıl kaçınılabilir? CCC'nin cevabı bunun eğrilikler arasındaki farktan kaynaklandığı yönündedir ve bu eğrilikler daha açık konuşmak gerekirse Weyl C ve Einstein E eğrilikleridir (ikincisi Ricci eğriliğine eşittir; *bkz.* §2.6'ya ve Ek A). CCC'nin bakış açısı, eğrilik yarıçapı Planck ölçeğine yaklaştığında çılgın kuantum kütleçekimin (ya da her neyse) gerçekten baskın olmasını kabul eder, fakat bu eğriliğin C konformal eğrilik tensörü yardımıyla tanımlanan *Weyl* eğriliği olması gerektiğini söyler. Bu nedenle, E Einstein tensörünü içeren eğrilik yarıçapı istendiği kadar küçük olabilir ve Weyl eğriliği de Planck ölçeğinden daha *büyük* olduğu sürece uzayzaman geometrisi hâlâ klasik ve düz kalmaya devam edecektir (Şekil 3.22).

CCC'de Büyük Patlama için C=0 olarak buluruz (Weyl eğrilik yarıçapının *sonsuz* olduğu yer), böylece klasik bakış açılarının yeterli olduğu sonucunu elde edebiliriz. Yani, her bir eonun Büyük Patlamasının detaylı doğası tamamen bir önceki eonun uzak geleceğinde meydana gelenler tarafından belirlenir ve bu durum §3.6'da ele alacağımız bazı gözlemsel sonuçlara yol açar. Burada, bir sonraki Büyük Patlamadan hemen önceki eonun çok uzak geleceğindeki kütlesiz alanların evrimi klasik denklemlerle devam eder. Diğer yandan, çok erken evrene ilişkin standart yaklaşımlar, Büyük Patlamadaki davranışı *kuantum kütleçekimin* tanımladığını iddia eder. İşin özü, bu türden bir bakış açısına göre

şişme kozmolojisi ('inflaton alanı' yardımıyla) tüm gökyüzünü kaplayan CMB sıcaklığındaki ufak dalgalanmaların (10^5'ten



Şekil 3.22 Bir 'eğrilik yarıçapı', eğrilik küçüldüğünde büyüyerek ve eğrilik büyüdüğünde küçülerek, eğriliğin ölçümünü verir. Kuantum kütleçekim genel olarak uzayzaman eğrilik yarıçapı Planck uzunluğuna yaklaştığında baskın olur fakat CCC bu şemayı sadece Weyl eğriliğine uygulanabileceğini söyler.

daha küçük bir düzeyde), ilk olarak 'kuantum dalgalanmalarından' kaynaklandığını ortaya koymaktadır. Bununla birlikte CCC, bir sonraki bölümde göreceğimiz gibi daha farklı bir perspektife sahiptir.

3.6 Gözlemsel Çıkarımlar

Bu bölümde yanıtlamak istediğim soru, CCC'nin gerçekten test edilip edilemeyeceğine dair herhangi bir gözlemsel kanıt bulunup bulunamayacağı olacaktır. Denilebilir ki, Büyük Patlamamızdan önce var olmuş olası bir 'eonla ilgili herhangi bir kanıt, gözlemsel erişimin ötesinde olmalıdır, çünkü Büyük Patlamada bütün bilgileri geçersiz kılacak kadar olağanüstü büyük sıcaklıklar ortaya çıkmıştır ve bu yüzden de daha önce gerçekleşmesi olası tüm aktiviteler bizden bağımsızlaşmıştır. Öte yandan, İkinci Yasanın gereği olarak Büyük Patlamada olağanüstü bir düzen var olmuş olması gerekir ve bu kitabın ortaya koyduğu argümanlara dayanarak bu 'düzenin' sahip olduğu özelliklerden dolayı Büyük Patlamamızın, çok özel belirlenimci bir evrim tarafından yönetilerek, bir önceki eona konformal olarak uzatılabilirliğini göz önünde tutmamız gerekir. Bu nedenle, daha önceki eonlarda gerçekleşen bazı olayların 'görülebileceğini' söylemek anlamsız olmaz.

Öncelikle, gözlenmesi olası bir önceki eonun uzak geleceğinin özelliklerinin ne olacağını sormalıyız. Bir şey hakkında emin olabiliriz, eğer CCC doğruysa, bizim kendi eonumuzun bütün uzaysal geometrisi bir önceki eonla uyuşmalıdır. Örneğin eğer bir önceki eon uzaysal olarak sonluysa, bizim kendi eonumuz da öyle olmalıdır. Eğer büyük ölçekte daha önceki eon Öklitçi uzaysal bir 3-boyutlu geometriyle (K=0) uyumluysa, bu durum bizim eonumuza da uygulanabilir ve eğer önceki eon

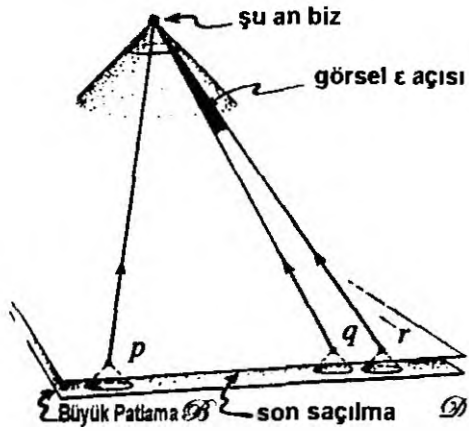
hiperbolik bir uzaysal geometriye sahip olduysa (K<0), bizimki de hiperbolik olmalıdır. Uzaysal geometriden dolayı meydana gelen tüm bu olaylar, 3-boyutlu yüzeyin karşılıklı geçişi tarafından tanımlanır ve bu 3-boyutlu yüzeyin geometrisi de her iki eonun sınırlarını birleştirir. Elbette bunlar bize yeni bilgiler kazandırmaz, çünkü bir önceki eonun bütün uzaysal geometrisi hakkında bağımsız bilgilere sahip değiliz.

Bununla birlikte her bir eonun gelişiminde, daha küçük ölçeklerde madde dağılımı, olası bazı karmaşık –fakat ilkesel olarak kabul edilebilir olan– dinamik süreçlere göre gerçekleşebilir. Bu madde dağılımlarının *nihai* hali, kütlesiz ışıma biçimini alarak (CCC'nin §3.2'deki gerekliliklerine uyumlu bir şekilde) 3-boyutlu geçiş yüzeylerinde işaret bırakabilir ve belki de CMB'de gizemli düzensizlik ortaya çıkartırlar. Bu bakımdan bir önceki eonda meydana gelmiş olan en önemli süreçlerin ne olduğunu soruşturmak ve CMB sinyalindeki oldukça küçük düzensizliklerin anlamını çözmeye çalışmak bizim asıl işimiz olacaktır.

Bu türden işaretleri yorumlamayabilmek için, onlara neden olan olguları iyi bir şekilde anlamaya ihtiyacımız olacaktır. Bunun için, bir önceki eonun içermiş olduğu dinamik süreçlere daha dikkatli bir şekilde bakmalıyız ve birinden diğerine bu etkilerin nasıl iletildiğini anlamalıyız. Bununla birlikte bir önceki eonun detaylı doğası hakkında akla yatkın açık bazı sonuçlar elde edebilmek için, genel olarak bizimkine benzemiş olacağını varsaymak bize yardımcı olacaktır. Böylece daha sonra bizden önceki eonun gördüğümüz evrenin davranışıyla uyumlu olduğunu göz önüne alarak, genel bir şekilde geleceğe doğru nasıl evrileceğini anlayabiliriz.

Açıkça, bir önceki eonun uzak geleceğinde üssel bir genişleme olduğunu varsayabiliriz ve bu eonun uzak geleceğinde, bizim kendi evrenimizde ortaya çıkan duruma benzer olarak (eğer Λ değerini sabit alırsak) pozitif bir kozmolojik sabitin baskın olduğunu da düşünebiliriz. Önceki eonun üssel olarak genişlemesi, Büyük Patlamamızın kendisini takip eden *kendi* eonumuzda (*bkz.* §2.1 ve §2.6) 10^{-36} ile 10^{-32} saniyeler arasında gerçekleşen üssel bir genişleme (şişme fazı) olduğunu varsa-

yan, evrenimizin en erken tarihinin şu an kabul gören resmine şaşırtıcı bir şekilde benzer. Diğer yandan CCC bu 'şişme fazını,' bir önceki eonun uzak geleceğinin üssel genişlemesi olarak tanımlayarak, onu Büyük Patlamadan *önceye* yerleştirebilir. Aslında §3.3'te belirttiğimiz gibi, sicim kuramına oldukça bağlı bu fikir 1998'de Gabriel Veneziano tarafından ileri sürülmüştür.[3.81]

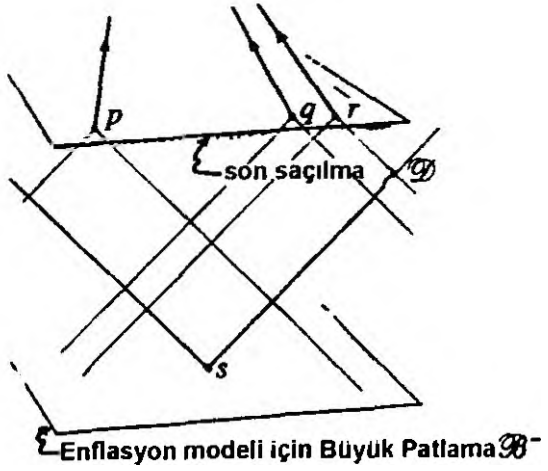


Şekil 3.23 Standart (şişme-öncesi) kozmolojilere göre, CMB uzayında şekilde $\varepsilon=2^{o}$ olarak gösterilen noktaların birbirleriyle bağlantılı değildirler (çünkü q ve r'nin geçmiş ışık konileri kesişmezler); oysa *p* ve *r* gibi noktalar arasında $\sim 60^{o}$'ye kadar bağlantılı durumlar gözlenmektedir.

Bu genel fikrin önemli bir özelliği, günümüzdeki standart şişme kozmolojisini desteklemek için ortaya atılmış olan, CMB'deki ufak sıcaklık dalgalanmaları üzerine iki önemli gözlemsel kanıtın, benzer Büyük Patlama öncesi kuramlara da uygulanma olanağına sahip olmasıdır. Bunlardan ilki, Büyük Patlamanın kendisinin içkin olarak bağıntısız olduğunu söyleyen Tolman ya da Friedmann tipindeki standart kozmolojilerle (§2.1 ve §3.3) uyumsuz bir şekilde, CMB'deki uzayındaki noktalar arasındaki (gerçekte $\sim 60^{o}$'ye kadar) sıcaklık değişimlerindeki gözlenen *bağıntılardır*. Şematik olarak Şekil 3.23'ün konformal diyagramında gösterilen bu uyumsuzluk, gökyüzünde

[3.81] G. Veneziano (2004), 'The myth of beginning of time,' *Scientific American* (Mayıs). Ayrıca Not 3.34'e bakın.

2^{0}'den daha uzaktaki noktalar için bizim görüş açımızdan görülebilecek etkiler nedensel temasa sahip olmadıkları halde, son saçılma yüzeyi $\mathscr{S}$ (ayrışma; *bkz.* §2.2) Büyük Patlamanın $\mathscr{B}^{+}$ 3-boyutlu yüzeyine çok yakın olduğunda ortaya çıkar. Burada buna benzer bütün bağıntıların Büyük Patlamadan *sonra* meydana gelen süreçlerden kaynaklandığı ve $\mathscr{B}^{+}$'nin farklı noktalarının bağıntısız olduğu varsayılmaktadır. Şişme bunun gibi bağıntıları sağlamak için kullanılabilir, çünkü 'şişme fazı' konformal bir diyagramdaki $\mathscr{B}^{+}$ ve $\mathscr{S}$ noktaları arasındaki ayrımı öylesine artırır ki,[382] gözlem noktamızdan gördüğümüz daha büyük açılar arasında nedensel temas kurabiliriz (*bkz.* Şekil 3.24).



Şekil 3.24 Şişme $\mathscr{B}^{+}$ ve $\mathscr{S}$ noktaları arasındaki ayrımı artırdığından, Şekil 3.23'teki bağıntılar ortaya çıkar.

Diğer önemli gözlemsel kanıt, CMB'de sıcaklık dalgalanmalarına yol açan ilk yoğunluk dalgalanmalarının geniş bir mesafede *ölçek-değişmez* olarak ortaya çıkmasıdır ki, bu durum şişmeyi güçlü bir şekilde destekler görünmektedir. Şişme kozmolojisine göre bunlar, Büyük Patlamadan hemen sonra –'inflaton alanı' içindeki ufak *kuantum dalgalanmalarının* doğası gereği– tamamen rastgele gerçekleşen ilk düzensizliklerden

[382] R. Penrose (2004), *The Road To Reality, Random House*, §28.4.

kaynaklanır ve Büyük Patlamadan sonra üssel olarak şişen bir genişleme, bu düzensizlikleri olağanüstü derecelere taşıyarak, sonuçta madde dağılımında (özellikle kara madde) gerçek yoğunluk düzensizlikleri meydana getirir.[383] Şimdi üssel şişme kendi-gibi bir süreçtir, dolayısıyla eğer uzayzamanda ilk dalgalanmalar rastgele dağıldıysa, bu dalgalanmalar üzerindeki üssel etkinin sonucu olarak, dalgalanmalardaki dağılım *ölçek-değişmez* olacaktır. Aslında şişme modeli ortaya atılmadan çok önce, 1970'lerde E. R. Harrison ve Y. B. Zel'dovich tarafından, eğer ilk dalgalanmaların gerçekten *ölçek-değişmez* olduğunu varsayarsak, evrenin erken madde dağılımında gözlenen sapmaları açıklayabileceğimiz ileri sürülmüştür. Sadece şişmenin bu varsayım için rasyonel bir açıklama vermesinden değil, aynı zamanda CMB'nin ardıl gözlem analizlerinin öncekinden çok daha büyük bir mesafe üzerinden ölçek-değişmezliğini doğruladığı için ve özellikle diğer açıklamalar gözlenen bu ölçek-değişmezliğini açıklamak konusunda yetersiz kaldıkları için, şişme fikri desteklenir görünmektedir.

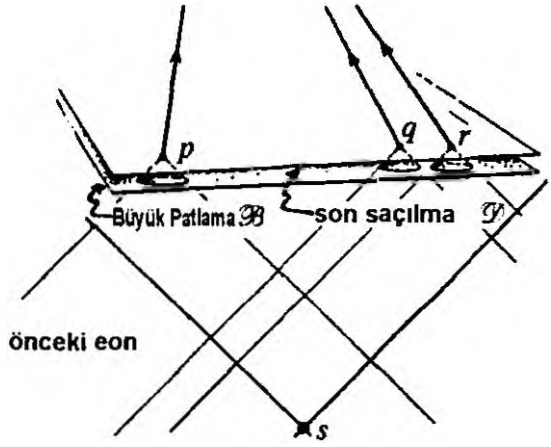
Gerçekten eğer şişme resmi reddedilecekse, hem ilk yoğunluk düzensizliklerinde ufuk boyutu ötesindeki bağıntılara hem de ölçek değişmezliğine alternatif *bazı* açıklamaların getirilmesi gerekir. CCC'de (daha önceki Veneziano resminde olduğu gibi) aslında, yukarıda açıklanan Büyük Patlamayı takip eden şişme fazı yerine Büyük Patlamadan *önce* meydana gelen *bir* genişleme fazı konularak, bu iki mesele beraber değerlendirilir. Bu durumda şişme modelindeki kendi-gibi genişleyen bir evren fazına sahip olacağımızdan, ölçek-değişmez bir doğaya sahip yoğunluk dalgalanmaları ortaya çıkar. Ayrıca, Friedmann ya da Tolman modellerindeki gibi ufuk ölçeği dışındaki bağıntıların da olmasını bekleriz, fakat şimdi bu bağıntılar kendi eonomuzdan önceki eonda meydana gelen olaylar tarafından düzenlenmiştir (Şekil 3.25).

CCC'ye göre bu olayların gerçekten neye benzediği hakkında daha açık konuşabilmek için, bizim eonumuzdan daha

---

[383] Bir klasik madde dağılımı içindeki gerçek bir düzensizliği bir kuantum dalgalanması olarak 'kavramak' için, §3.4'ün sonu boyunca anlatılan *üniter bir* U *evriminin* parçası olmayan bir R-sürecinin belirtisine ihtiyacımız vardır.

önceki eonda meydana gelmiş ilgili süreçlerin neye benzediklerini anlamaya çalışmalıyız. Bu konuda daha fazla detaya girmeden önce, özellikle uğraşmamız gereken çok büyük bir



Şekil 3.25 CCC'ye göre, Şekil 3.23'ün bağıntıları bir önceki eonda meydana gelen aktivitelerden kaynaklanır.

sorun bulunmakta. §3.3'te üzerinde durduğumuz konuyu ciddiyetle ele almalıyız: John A. Wheeler'ın iddia ettiği gibi, bizim eonumuzda temel doğa sabitlerinin almış olduğu değerler, bizden önceki eonda sahip oldukları değerlerden *farklı* olabilir. Bunun en açık (ve en basit) örneği, §3.2'nin sonunda belirttiğimiz bizim eonumuzdaki yaklaşık 10^{20} civarında olan N değerinin, daha önceki eonda çok daha büyük olma olasılığıdır. Elbette bu konunun iki tarafı bulunmaktadır. Eğer N gibi temel sayısal sabitlerin bizden önceki eonda almış olduğu değerle bizim eonumuzda almış olduğu değerlerin aynı olduğunu ya da gözlemlerin bunun gibi (mantıklı) değişimlerden etkilenmediklerini *varsayarsak* hayat bizim için kolaylaşacaktır. Ancak diğer yandan N gibi sayıların sahip olduğu değerlerdeki değişimlerin açıkça ayırt edilebilen etkileri varsa, bunun gibi sayıların gerçekten temel bir sabit olup olmadıklarını (belki de matematiksel olarak hesaplanıp hesaplanamayacaklarını), ya da bir eondan diğer eona gerçekten *değişip değişmediklerini*, belki de gözlemsel sınamalara uygun özel bir matematiksel yöntemle, kesin olarak *saptama* olasılığımız var demektir.

Bütün bunlara ek bazı soru işaretleri kümesi, çok uzak gelecekteki *kendi eonumuzun* sahip olacağı evrimle yakından ilişkilidir. Burada CCC için beklentilerimiz ve ihtiyaç duyduklarımız aslında çok açıktır. Özellikle kendi eonumuz sonsuza doğru üssel olarak genişlerken, Λ değeri gerçekten kozmolojik bir sabit *olmalıdır*. *Kara deliklerin* Hawking buharlaşması *gerçek* olmalıdır ve bu buharlaşma beklenen en büyük kara deliğin bile çok uzak bir zaman sonra, sahip olduğu bütün durgun-kütle enerjisini düşük enerjili fotonlar ve kütleçekimsel ışıma yardımıyla kaybederek yok olmasına neden olana dek devam etmelidir. Peki bizimkinden önceki bir eonda gerçekleşmiş bir Hawking buharlaşması süreci *saptanabilir mi?* Başlangıçta ne kadar büyük olursa olsun, bir kara deliğin bütün kütle-enerjisinin sonunda düşük frekanslı elektromanyetik ışınıma dönüşeceğini dikkate almak durumundayız. Bu enerji en sonunda karşılıklı geçiş bölgesindeki yolunu bulacaktır ve kendi eonomuzun sahip olduğu CMB'de zor saptanabilecek bir iz bırakacaktır. Eğer CCC doğruysa, bu bilginin nihai olarak CMB'deki ufak düzensizlikler içinde kendini belli etmesi olanaksız değildir. Eğer gerçekten öyleyse, bu olağanüstü bir şeydir; çünkü kendi eonumuzdaki Hawking ışınımı normalde tamamen gözlenemez olan oldukça küçük bir etki bırakır.

CCC'nin daha alışılmadık bir çıkarımı şudur: bütün parçacıklarının durgun-kütleleri çok uzun zaman sonra yok olurlar ve asimptotik limitte yüklü olanlar da dahil tüm parçacıklar kütlesiz hale gelirler. Durgun kütlenin bozunup yok olması modele göre kütleli parçacıkların evrensel bir özelliğidir, dolayısıyla bunun gözlenebilir bir etkiye sahip olacağını düşünebiliriz. Bununla birlikte, meseleyi şu anki kavrayışımız durumunda, bu modelde kütlenin bozunma hızlarıyla ilgili olarak sunulan herhangi bir hesap yoktur. Bozunma hızı o kadar düşük olabilir ki, buna benzer bir bozunmaya dair herhangi bir gözlemsel kanıtın olmaması, CCC'nin modelini çürüten bir olgu gibi görünebilir. Burada önemli bir noktayı işaret etmemiz gerekir: eğer bütün farklı tipteki parçacıklar benzer oranda kütle-bozunma hızına sahipse, bunun sonucunda kütleçekim sabiti çok yavaş bir şekilde zayıflar. 1998 yılında yapılmış bir

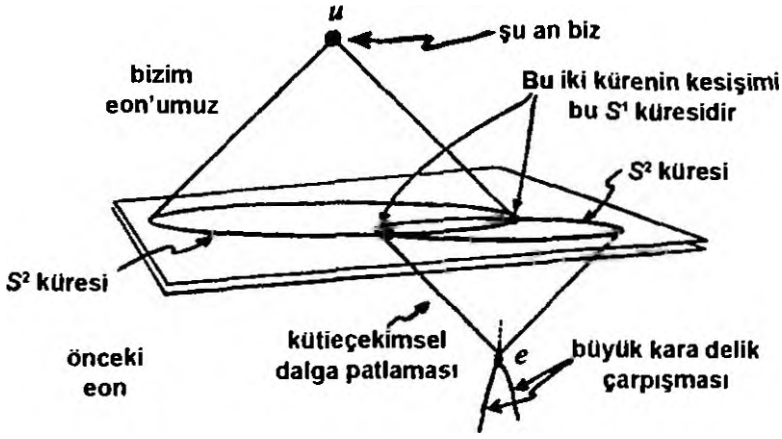
ölçümde[384] kütleçekim sabitinin bozunma hızı için deneysel üst limit yılda $1{,}6\times10^{-12}$ olarak bulunmuştur. Bununla birlikte bütün kara deliklerin en sonunda yok olacağı en azından 10^{100} yıllık bir zaman diliminde, 10^{12} yıllık bir zaman ölçeğinin oldukça önemsiz kalacağını göz önünde bulundurmalıyız. Bu kitabın yazıldığı günlere kadar, durgun-kütlenin nihai olarak bozunacağını söyleyen CCC'nin doğrudan test edilebilirliğine ilişkin herhangi bir gözlemsel önerinin olduğunu duymadım.

Bununla birlikte, CMB'nin ayrıntılı analizinin CCC'nin açık bir çıkarımını destekleme olasılığı bulunmaktadır. Söz konusu etki, olağanüstü büyük kütleli kara deliklerin (ilkel galaksi merkezlerinde olan) birbirlerine çok yaklaşmaları sonucu ortaya çıkan kütleçekim ışımasından kaynaklanır. Böyle bir karşılaşmanın sonucunda ne olabilir? Eğer deliklerin biri diğerine yaklaşırsa, şiddetli bir şekilde diğerinin hareketinde müthiş bir sapma yaratır ve bunun sonucunda kara delik çiftlerinden olağanüstü büyük miktardaki enerji kopartan bir kütleçekimsel ışıma patlaması meydana gelerek, deliklerin göreli hareketleri hissedilebilir bir şekilde azalır. Eğer karşılaşma çok yakında gerçekleşirse biri diğerinin yörüngesine yakalanır ve giderek daha sıkı bir şekilde kütleçekim dalgalarıyla enerji kaybederek, tek bir kara delik haline gelinceye dek birbirlerini yutarlar. Üç durumlarda, bu tek delik doğrudan bir darbenin sonucunda oluşur ve kütleçekim ışıması sayesinde durulmadan önceki ilk anda karman çorman bir haldedir. Her iki durumda da, iki deliğin kütlece birleşmelerinden ortaya çıkan enerjiden hiç de azımsanmayacak miktarlarda kütleçekim dalgası yayılır.

Burada ele aldığımız zaman ölçeğinde kütleçekimsel dalga patlamaları nerdeyse anlık meydana gelir. Evrende bu şekilde sapmaya yol açacak daha büyük etkilerin olmadığı durumda, bu ışıma e karşılaşma noktasından ışık hızıyla neredeyse çok ince bir küresel kabuk şeklinde yayılır. Bu enerji patlaması Şekil 3.26'da şematik konformal resmi cinsinden, e'den $\mathscr{I}^+$'ya uzanan bir $\mathscr{B}^+(e)$ ışık konisinin yardımıyla resmedilmekte ($\mathscr{I}^+$

[384] D.B. Guenther, L.M. Krauss, P. Demarque (1998), 'Testing the caonstancy of the gravitational constant using helioseismology,' *Astrophys. J.* 498 871-6.

bizden daha önceki eonda var olmuş olan $\mathscr{I}^+$'ya karşılık gelir). Belki de bu ışımanın sonuçta süresiz olarak sönümleneceği ve $\mathscr{I}^+$'ya ulaştığında bütün olarak önemsizleşeceği akla gelebilir.

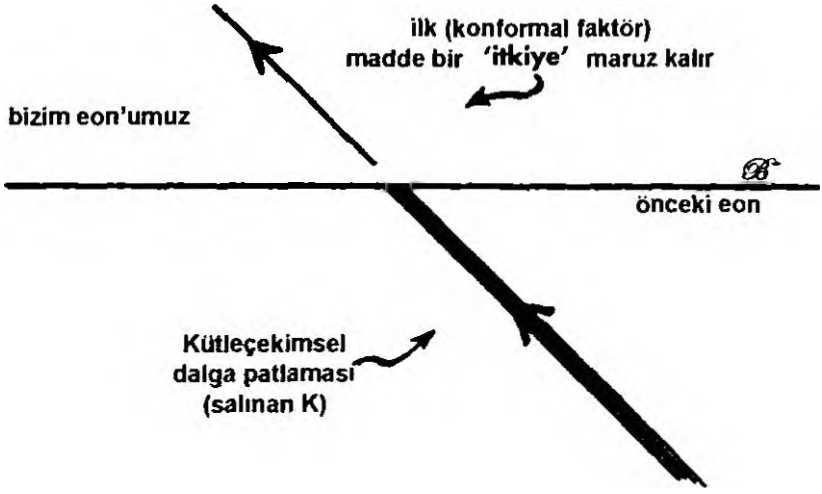


Şekil 3.26 Daha önceki eonda karşılaşan büyük kara delikler önemli bir kütleçekimsel ışınım patlamasına neden olurlar. Bu CMB uzayındaki (bütün geometriye bağlı olarak) sıcaklık dağılımında bir azalma ya da artmaya neden olur.

Ancak meseleye doğru bir şekilde yaklaştığımızda gerçeğin bu olmadığını görürüz. §3.2'de ele aldığımız gibi, $\nabla K=0$ konformal değişmez bir dalga denklemini sağlayan kütleçekim alanı bir $\left[{}^{0}_{4}\right]$–K tensörünün yardımıyla betimlenir. Bu dalga denklemi gerçekten konformal değişmez olduğundan, Şekil 3.26'da resmettiğimiz K'nın, $\mathscr{I}^+$ gelecek sınırını sıradan bir uzaysal 3-boyutlu yüzey olarak ele alabileceğimiz bir uzayzamanda ilerlediğini düşünebiliriz. Şekil 3.26'daki geometriden görülebileceği gibi, dalga sonlu bir zaman diliminde $\mathscr{I}^+$'ya ulaşır ve böylece K sonlu bir değere sahip olur.

Şimdi, Şekil 3.26 için kullandığımız (§3.2'de '$\hat{\mathrm{C}}=\Omega\hat{\mathrm{K}}$') konformal metrik ölçeklendirmesindeki C konformal tensörü ile K arasındaki ilişkiden dolayı, C konformal tensörünün $\mathscr{I}^+$'da *sıfır* değerine ulaşacağını buluruz, fakat $\mathscr{I}^+$'nın ötesinde sıfırdan-farklı normal türeve sahip olur (*bkz.* Şekil 3.27 ve Şekil 3.6). Ek B12'de kullandığımız argümanlardan dolayı, bu normal türevin doğrudan iki etkiye sebep olduğunu görebiliriz.

Bunlardan ilki 'Cotton-York' tensörü olarak bilinen konformal eğriliğe sahip bir nicelik sayesinde geçiş yüzeyinin ($\mathcal{I}^+/\mathscr{B}^-$) *konformal geometrisinin* etkilenmesidir ki, bu yüzden ardıl eonun (kendi eonumuz) uzaysal geometrisi Büyük Patlama anında FLRW tipindeki bir evrenle uyuşmaz fakat çok az düzensizliklere sahip olur. İkincisi, ve gözlenir etkileri daha belirgin olanı, ϖ-alan maddesine –§3.2'de anlatıldığı gibi yeni *kara maddenin* ilk evresi– ışımanın yönünde önemli bir 'itki' vermesidir (Şekil 3.27).



Şekil 3.27 Kütleçekimsel dalga patlaması karşılıklı geçişin 3-yüzeyi ile karşılaştığında, sonraki eonun ilk madde dağılımı dalga yönünde bir 'itki' verir.

Eğer u noktası uzayzamandaki şimdiki konumumuzu gösteriyorsa, u'nun geçmiş ışık konisi $\mathscr{C}(u)$ doğrudan 'görebileceğimiz' evren bölgesini gösterir. $\mathscr{C}(u)$'nun $\mathscr{D}$ ayrışma yüzeyiyle kesişimi, CMB'de doğrudan gözlenebilecek yerleri gösterir, ancak $\mathscr{D}$'nin katı konformal diyagramındaki gösterimi (resimde bütün eonun toplam yüksekliğinin %1'lik kısmı) $\mathscr{B}^-$ geçiş yüzeyine çok yakın olduğundan, bunu '$\mathscr{C}(u)$'nun $\mathscr{B}^-$ ile kesişimi olarak düşünürsek çok da yanlış bir yolda sayılmayız.[3.86] Kendi eonumuzdaki madde yoğunluğun düzensizliğinden gelen et-

[3.86] Gerçekte, $\mathscr{I}^+$'den $\mathscr{D}$'ye olan evrimi hesaba katmak için standart prosedürler vardır. Bununla birlikte, bu Hajian'ın CMB datasının başlangıç analizine (metinde kısaca bahsedilmiş olanı) uygulanamaz.

kilerini ihmal ettiğimizde, bu geometrik bir *küre* olacaktır. Bir *önceki* eonun yoğunluk düzensizliğini ihmal ettiğimizdeyse *e*'nin gelecek ışık konisi $\mathscr{I}^+(e)$, geometrik bir küre içinde $\mathscr{I}^-$(= $\mathscr{H}^-$) ile karşılaşır. Dolayısıyla, *e'de* ortaya çıkan ve CMB'de etkilerini doğrudan gözlemlediğimiz kara delik ışımasının bir kısmı, $\mathscr{I}^-$ üzerindeki bu iki kürenin kesişmesi olacaktır. $\mathscr{I}^-$ ve $\mathscr{H}$ 3-boyutlu yüzeyleri arasındaki ince farklılıkları ihmal edersek bu kesişim, tam bir geometrik C *çemberi* halindedir.

Kütleçekimsel dalga patlamasının açığa çıkardığı enerji-momentumun (varsaydığımız) ilkel kara madde üzerine olan impuls 'itkisi' bizim yönümüzde, *u ile e* arasındaki geometrik ilişkiye ve karşılıklı geçiş yüzeyine bağlı olarak, bize doğru ya da bizden uzaklaşan bir bileşene sahip olacaktır. Bize doğru ya da ters yönde olan bu etki bütün C çemberi üzerinde aynı olacaktır. Bu yüzden, bu iki kürenin kesiştiği bir önceki eonda meydana gelen bunun gibi kara delik karşılaşmalarının sonucu olarak, CMB uzayında ortalama sıcaklığa pozitif ya da negatif katkıda bulunan halkalar olmasını bekleriz.

Kullanışlı bir karşılaştırma için, rüzgârsız bir günde yumuşak bir yağmur altındaki göleti hayal edebiliriz. Her yağmur damlası darbe noktasından dışarı doğru hareket eden dairesel dalgacıkların oluşmasına neden olacaktır, fakat çok sayıda darbeye bağımlı olarak oluşan ayrı ayrı dalgacıklar varsa sürekli olarak dışarı doğru hareket edip birbileri üzerine bineceklerinden ayırt edilmeleri zorlaşacaktır. Yukarıda öngördüğümüz kara delik karşılaşmalarının her biri bu darbeler gibidir. Çok kısa bir süre sonra, yağmur gücünü kaybederse, (karşılaştırılması açısından kara deliklerin Hawking buharlaşması sayesinde nihai olarak yok olacaklarını düşünmemize benzer olarak) geriye rastgele-görünen dalga motifleri kalacaktır ki, bunun gibi bir motifin fotoğrafının yardımıyla bu desenlerin nasıl üretildiğini anlamak oldukça zordur. Bununla birlikte, bu modele uygun bir istatistiksel yöntem uygularsak, orijinal yağmur damlası darbelerinin orijinal uzayzamansal modelini (şayet yağmur çok uzun bir süre yağmadıysa) yeniden üretebiliriz ve bu modelin gerçekten doğanın ayrık etkilerinden kaynaklandığından oldukça emin olabiliriz.

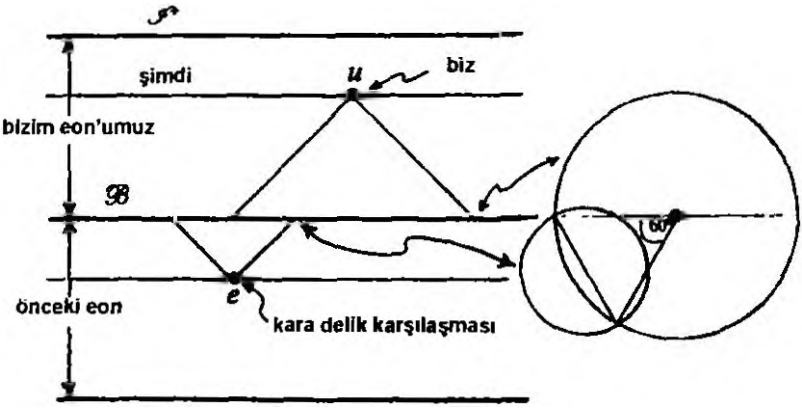
CMB'nin bu türden bir istatistiksel analizi bence CCC için iyi bir test olabilir. Bu yüzden 2008'in mayısının başında Princeton Üniversitesini ziyaretim sırasında, bu fikrimi CMB verisinin analizinde uzman olan David Spergel'le paylaştım. CMB verisinde bunun gibi bir etkinin birileri tarafından araştırılıp araştırılmadığını sorduğumda 'hayır' cevabını verdi ve ekledi: 'Aslında daha önce hiç kimse buna bakmadı!' Daha sonra bu problemi, eğer buna benzer bir etkinin kanıtı varsa bulmaya çalışması için, WMAP uydu gözlemcisinin gözlemsel dataları üzerinde ilk incelemeleri yapan doktora-sonrası asistanlarından biri olan Amir Hajian'a verdi.

Hajian 1^0 civarındaki bir açısal yarıçapı seçerek işe başladı ve bu açısal yarıçapı her adımda yaklaşık $0{,}4^0$ değiştirerek 60^0'lik bir bölgedeki art arda gelen yarıçapları (toplamda 171 farklı yarıçap) inceledi. Daha sonra Hajian, verilen her bir yarıçapın merkezi olduğu çember içindeki düzgün dağılmış 196.608 farklı noktanın ortalama CMB sıcaklığını hesapladı ve bu bilgilere dayanarak, bütün rastgele verinin 'Gauss dağılımında' sapmalar olup olmadığını görmek için bir grafik çizdi. Grafikte ilk olarak CCC'yi destekler bir şekilde, bir dizi ayrı çemberin varlığına ilişkin bir kanıt olarak 'ani artışlar' görünüyordu. Çok geçmeden bunların doğru olmadıkları, gökyüzü boyunca ortaya çıkan söz konusu çemberlerin Samanyolu galaksisinin konumu yüzünden CMB'nin normalden daha sıcak veya daha soğuk olarak görünmesine bağlı olarak ortaya çıktıkları anlaşıldı. Buna benzer yapay etkileri ortadan kaldırmak için, galaksi düzlemine yakın bölgelerden gelen bilginin bastırılması gerekmektedir, bu şekilde buna benzeyen 'yapay artışlar' etkili bir biçimde ihmal edilebilir.

Bu durumda çok önemli bir noktayı belirtmemiz gerekmektedir ki, ani bir artışa neden olan çok sayıdaki çember gökyüzündeki 30^0'nin üzerinde bir yarıçap içinde bulunuyorlardı; oysa CCC'ye göre bu durumda bu etkinin gözlenmemesi gerekirdi (şüphesiz bizden önceki eonun bizim eonumuzla kabaca aynı tarihe sahip olduğunu varsayarsak). Bunun nedeni, bahsettiğimiz galaktik kara delik karşılaşmalarının, Şekil 3.28 konformal diyagramında gösterdiğimiz gibi kendi eonumuzda

2/3 kadarlık bir yol almış olan, daha önceki eonun 'şimdiki zamanı'ndan önce ortaya çıkması imkânsızdır. Oldukça basit bir geometriye göre, *e* daha önceki eonun konformal diyagramında 2/3 kadarlık bir yol aldıktan sonra gerçekleşen bu kara delik karşılaşmalarının etkileri, *u* bakış noktamız referans alınırsa 30°'den *daha az* bir yarıçapa sahip çemberler içinde kalır (grafikteki çok sayıda ani artışın tersine). Sonuç olarak, bu etkilerin neden olacağı sıcaklık bağıntıları, gökküresi üzerinde 60°'yi geçmeyecek bir alanda aranmalıdır. Şurası ilginçtir ki, CMB'deki sıcaklık bağıntılarının 60° civarında azalıyor *görünmesi* bildiğim kadarıyla standart şişme modeliyle açıklanamamaktadır ve bu belki de CCC'yi destekleyen bir durumdur.

Bu ani çıkışların ortadan kaldırılmasından sonra Hajian'ın analizinde Gauss dağılımından sistematik sapmalar hâlâ yer almaktadır. Bunlar arasında, açısal yarıçapı 7° ile 15° arasındaki aşırı soğuk çemberler özellikle dikkate değer görünmektedir ve bence açıklanmaya ihtiyacı vardır. Bu etkiler CCC ile ilgisi olmayan bazı olaylar sonucunda üretilmiş olabilir, fakat bence, ortalaması alınan gökyüzü bölgelerinde rastgelelikten sapmanın diğer şekiller yerine *çemberler* şeklinde olması



Şekil 3.28 Konformal diyagramda gösterirsek kendi eonumuzda 2/3 kadarlık bir yol almış durumdayız. Eğer bu durumu daha önceki eonda gerçekleşmiş erken kara delik karşılaşmalarına da uygularsak, açısal bağıntıların 60°'nin içinde olmasını bekleriz.

kritik bir öneme sahiptir, çünkü CMB'deki dağılımların çembersel doğası, CCC'nin bu önerisinde açıkça ortaya çıkmaktadır. Bu nedenle analizin gökyüzü küresine bir alan-korunumlu 'büküm' uygulayarak (Şekil 3.29) tekrar edilmesini öneriyorum. Böylece gökküredeki gerçek küreler analize uygun olarak daha eliptik bir şekilde ortaya çıkacaktır. Bu analizin üç farklı şekilde olabileceğini önermekteyim: biri küresel bükümsüz olarak, biri az bir büküme ve bir diğeri de büyük bir büküme sahip olacak şekilde. Yaptığım hesaplar, CCC'ye göre Gauss dağılımından sapma etkilerinin bükümsüz durumda en büyük değeri alacağı, küçük bir bükümle azalacağı ve belki de çok bükümle yok olacağı yönündedir.

Bununla birlikte (2008'in sonbaharında Hajian'ın gerçekleştirdiği) bu analizin sonucu beni oldukça şaşırttı! 8,4° ile 12,4° yarıçapları arası bölgenin sistematik bir şekilde taranması sonucu (birbirini izleyen 12 farklı grafik elde edilerek), az miktarda uzaysal bükümün bu etkiyi *artırdığı*, oysa daha büyük bükümlerin etkileri ortadan kaldırdığı ortaya çıktı.



Şekil 3.29 CMB uzayının küresel polar koordinatlarda ($\theta'=\theta$, $\emptyset'=\emptyset+3a\pi\,\theta^2-2a\theta^3$ dönüşümü kullanılarak) bükümü. Bu çemberleri daha eliptik bir şekle sokar.

Grafiklerin diğer kısımlarında da araştırdığımız şeklin çemberselliğine duyarlı benzer etkiler ortaya çıktı. İlk anda, bunu bulduğumuzda çok şaşırmıştım. Bu ufak bükülmelerin sonucunda bu çapta artışların nasıl mümkün olabildiğini hayal etmekte zorlanmıştım, fakat kendi evrenimizin madde dağılı-

mındaki (tercihen) büyük düzensizliklerin dairesel şekli eliptik bir şekle bükebilme olasılığı bana yakın gelmeye başladı.[386] §2.6'yı tekrar hatırlarsak, şekillerin bükülmesinin Weyl eğriliğinin varlığında olabileceği gösterilmişti (Şekil 2.48). Ufak bükülmelerin etkinin artmasına neden oluşu (önermiş olduğum resme göre), bazı gökyüzü bölgelerinde yapay büküm ile Weyl eğriliğinden kaynaklanan gerçek bükümün tesadüfi bir şekilde denk gelmesinden kaynaklanmış olabilir. Belki de diğer bölgelerdeki bükümler daha büyük *uyumsuzluklara* neden olmuştu, ama bunlar 'gürültü' olarak değerlendirilmişti.

Weyl eğriliğinden kaynaklı önemli düzensizlikler ne yazık ki bu analizi oldukça karmaşık bir hale getirmektedir. Belki de, u ile 3-boyutlu $\mathcal{U}$ ayrışma yüzeyi arasındaki gözlem çizgisi boyunca Weyl eğriliğini görebilmek için gök küreyi daha küçük alanlara bölmek faydalı olabilir. Belki de sorun evrenin madde dağılımındaki bildiğimiz düzensizliklerle (büyük 'ıssızlık'[387]) yakından ilgilidir. Yine de şimdilik yapılan gözlemlerin problem hakkında elimizi boş bırakması çok da umut kırıcı değil. Bu konuların çok da uzak olmayan bir gelecekte açıklığa kavuşturulabileceğini umuyorum ve inancım odur ki, döngüsel konformal kozmolojinin fiziksel değeri çok geçmeden anlaşılacaktır.

[386] Tahminime göre daha küçük etkilere sahip olmasına rağmen, dairesel şekildeki buna benzer bozulmalar önceki evrende de olabilir. Şayet herhangi bir anda bu olursa bu etkilerin üstesinden gelmek oldukça zorlaşacaktır ve oldukça fazla nedenden dolayı analiz için baş belası bir durum yaratacaktır.

[387] V.G Gurzadyan, G.L. Bianco, A.L Kashin, H. Kuloghlian, G. Yegorian (2006), 'Ellipticity in cosmic microwave background as a tracer of large-scale universe,' *Phys. Lett. A.* 363 121-4. V.G. Gurzadyan, A.A. Kocharyan (2009), 'Porosity criterion for hyperbolic voids and the cosmic microwavw background,' *Astronomy and Astrophysics* 493 L61-L63 [DOI: 10.1051/000-6361:200811317]

SONSÖZ

Tom büyük bir hayretle teyzesi Priscilla'ya baktı ve "bu şu ana kadar duyduğum en çılgınca fikir" dedi.

Tom onu evine götürecek olan teyzesinin arabasına büyük adımlarla yürüdü, ve teyzesi de kısa adımlarla onu takip etti. Değirmenin yanındaki büyük gölete düşen yağmur damlalarına daha yakından bakmak için birden durdu. Yağmur şimdi belli belirsiz çiseliyordu, etkisi gittikçe azalmıştı, ve tek tek yağmur damlalarının darbeleri artık açıkça görülebiliyordu. Tom onlara bir süre baktı; acaba diye düşündü...

EKLER

EK A: Konformal yeniden ölçeklendirme, 2-spinör, Maxwell ve Einstein kuramı

Burada detaylı olarak yaralandığım 2-spinör formalizminin denklemlerinin çoğunu veriyorum. Bu aslında önemli bir konu değil, çünkü alternatif olarak daha bilindik 4-tensör tanımını epeyce kullandık. Bununla birlikte, 2-spinör formalizmi sadece konformal değişmezlik özellikleri hesaba katıldığından değil (*bkz.* A6), aynı zamanda kütlesiz alanların iletilmesini ve onları oluşturan parçacıkların ilgili Schrödinger denklemlerini anlamak için daha sistematik bir bakış açısı sunduğundan dolayı da işimizi kolaylaştırıyor.

Burada soyut indisler de dahil olmak üzere uzlaşım, Penrose ve Rindler'de (1984, 1986)[A1] olduğu gibidir; tek farkla ki, burada Λ kozmolojik sabiti göstermektedir, oysa Penrose ve Rindler'in çalışmalarda λ kozmolojik sabiti gösteriyordu. Dolayısıyla 'Λ' skaler eğrilik niceliği $\frac{1}{24}R$ değerini almaktadır. Bu çalışmada denklemlerin referanslarını göstermek için denklemlerin başlarında 'P&R' kullanılmıştır, gerekli denklemlerin hepsini 1986'daki yayında bulabilirsiniz. Bu çalışmadaki Einstein tensörü E_{ab}, diğer çalışmadaki $R_{ab}-\frac{1}{2}Rg_{ab}$ 'Einstein tensörünün' *negatifi* olarak kullanılmıştır (bahsedilen kaynaklarda R_{ab} Ricci tensörünün işareti aynıdır); böylece Einstein denklemleri aşağıdaki formda yazılabilir (§2.6 ve §3.5'te olduğu gibi)

$$E_{ab} = \tfrac{1}{2}Rg_{ab} - R_{ab} = 8\pi G T_{ab} + \Lambda g_{ab}.$$

A1 R. Penrose, W. Rindler (1984), *Spinors and space-time, Vol I: Two-spinor calculus and relativistic fields*, Cambridge Üniversitesi Yayınları. R. Penrose, W. Rindler (1984), *Spinors and space-time, Vol II:Spinor and twistor methods in space-time geometry* , Cambridge Üniversitesi Yayınları.

A1. 2-spinör Gösterimi: Maxwell Denklemleri

2-spinör formalizmi soyut spinör indisleri yardımıyla nicelikleri tanımlar (2-boyutlu kompleks spin-uzayı için), burada indisleri büyük Latin harfleri ile, üst virgülsüz (A, B, C, ...) ve üst virgüllü (A', B', C', ...) olarak gösterdim, bu indisler kompleks eşleniği altında yer değiştirir. Her bir uzayzaman noktasındaki tanjant uzayı (karmaşık alanlı) üst virgüllü ve üst virgülsüz spin-uzaylarının tensör çarpımına eşittir. Bu soyut-indeks tanımlamasını yapabilmemizi sağlar,

$$a=AA', \quad b=BB', \quad c=CC', \ldots$$

burada küçük Latin harfli indeksler a, b, c, ... tanjant uzayının uzayzamanını göstermektedir. Daha özel olarak, tanjant uzayı *üst* indislerle, *kot*anjant uzayıysa *alt* indislerle tanımlanır.

Anti-simetrik Maxwell alan tensörü $F_{ab}(= -F_{ba})$, simetrik bir 2-indisli 2-spinörün $\varphi_{AB}(= \varphi_{BA})$ yardımıyla 2-spinör formunda aşağıdaki gibi tanımlanabilir,

$$F_{ab} = \varphi_{AB}\, \varepsilon_{A'B'} + \bar{\varphi}_{A'B'}\, \varepsilon_{AB}$$

burada ε_{AB} $(=-\varepsilon_{BA}=\overline{\varepsilon_{A'B'}})$ niceliği spin-uzayının karmaşık simplektik yapısını tanımlar ve soyut-indis denklemi yardımıyla tanımlanan metrik ile

$$g_{ab} = \varepsilon_{AB}\, \varepsilon_{A'B'},$$

ilişkilidir. Soyut-indeks denkleminin spinör indisleri aşağıdaki tanıma göre (epsilonlar üzerideki indis sıralaması önemlidir!) aşağı indirilebilir veya yukarı çıkarılabilir:

$$\xi^A=\varepsilon^{AB}\xi_B, \quad \xi_B=\xi^A\varepsilon_{AB}, \quad \eta^{A'}=\varepsilon^{A'B'}\eta_{B'}, \quad \eta_{B'}=\eta^{A'}\varepsilon_{A'B'}$$

Maxwell alan denklemlerini (hepsini içerecek şekilde §3.2'de $\nabla F=4\pi J$ olarak gösterilmişti), yüklü-akım vektörü kaynağı J^a cinsinden,

$$\nabla_{[a}F_{bc]}=0 \quad \nabla_a F^{ab}=4\pi J^b$$

şeklinde ifade edilir (burada indislerin etrafındaki köşeli ayraç anti-simetrikliği, çember ayraç simetrikliği belirtir) ve yük-akım korunumu aşağıdaki denklemi sağlar

$$\nabla_a J^a = 0$$

Bu tanımlar 2-spinör formunda (P&R 5.1.52, P&R 5.1.54)

$$\nabla^{A'B} \varphi^A{}_B = 2\pi J^{AA'} \text{ ve } \nabla_{AA'} J^{AA'} = 0$$

Kaynak olmadığı durumda ($J^a = 0$), serbest Maxwell denklemlerini (§3.2'de $\nabla F=0$ olarak gösterilmişti) elde ederiz

$$\nabla^{AA'} \varphi_{AB} = 0$$

A2. Kütlesiz serbest-alan ('Schrödinger') denklemi

Bu son denklem kütlesiz serbest-alan denkleminin n=2 durumuna karşılık gelir (P&R 4.12.42) ya da kütlesiz bir spin $\frac{1}{2}n(>0)$ parçacığının 'Schrödinger denklemi'dir.[A.2]

$$\nabla^{A'A} \varphi_{ABC\ldots E}=0,$$

Burada $\varphi_{ABC\ldots E}$ n indise sahiptir ve tamamen simetriktir.

$$\varphi_{ABC\ldots E} = \varphi_{(ABC\ldots E)}$$

$n=0$ durumunda, alan denklemleri genelde D'Alembert operatörü yardımıyla,

$$\Box = \nabla_a \nabla^a$$

olarak tanımlanır, fakat eğri uzayda ∇_a *kovaryant* türevi tanımlar, ve denklemin formu (P&R 6.8.30) konformal değişmez olarak

$$\left(\Box + \frac{R}{6}\right) \phi = 0$$

tanımlanır. Bununla ilgili olarak ilerde (A6) skaler eğriliğin $R=R_a{}^a$ olduğunu göstereceğiz.

[A.2] A.2 P.A.M Dirac (1982), *The principles of quantum mechanics*, 4. Basım. Clarendon Press [1.Baskı 1930]. E.M. Corson (1953) *Introduction to tensors, spinors, and relativistic wave equations*. Blackie ve Sons Ltd.

A3. Uzayzaman eğrilik nicelikleri

Eğrilik (Riemann-Christoffel) tensörü R_{abcd} aşağıdaki simetrilere sahiptir,

$$R_{abcd} = R_{[ab][cd]} = R_{cdab}, \; R_{[abc]d} = 0$$

ve türevlerinin komütasyonları şu şekildedir (P&R 4.2.31):

$$(\nabla_a \nabla_b - \nabla_b \nabla_a) V^d = R_{abc}{}^d V^c$$

Bu durum R_{abcd} için uygun işaret seçimini sağlar. Burada Ricci, ve Einstein tensörü ile Ricci skalerini tanımlayabiliriz,

$$R_{ac} = R_{abc}{}^b, \; E_{ab} = \tfrac{1}{2} R g_{ab} - R_{ab} \text{ ve } R = R_a{}^a$$

ve Weyl konformal tensörü (P&R 4.8.2)

$$C_{ab}{}^{cd} = R_{ab}{}^{cd} - 2 R_{[a}{}^{[c} g_{b]}{}^{d]} + \tfrac{1}{3} R g_{[a}{}^{c} g_{b]}{}^{d}$$

olarak tanımlanır ve R_{abcd} ile aynı simetriye sahiptir, ancak ek olarak bütün izleri [trace] sıfırdır.

$$C_{abc}{}^b = 0$$

Spinör cinsinden aşağıdaki biçimde yazılır (P&R 4.6.41),

$$C_{abcd} = \Psi_{ABCD} \varepsilon_{A'B'} \varepsilon_{C'D'} + \Psi_{A'B'C'D'} \varepsilon_{AB} \varepsilon_{CD}$$

ve Ψ_{ABCD} *konformal spinörü* tam simetriktir,

$$\Psi_{ABCD} = \Psi_{(ABCD)}$$

R_{abcd} tensörünün kalan bilgisi skaler eğrilikte R ve Ricci (ya da Einstein) tensörünün iz-bağımsız kısmı içindedir; ayrıca Ricci tensörü, $\Phi_{ABC'D'}$ spinör niceliği içinde, aşağıdaki simetrik ve hermitik ilişkilere sahiptir (P&R 4.6.41).
Burada,

$$\Phi_{ABA'B'} = -\tfrac{1}{2} R_{ab} + \tfrac{1}{8} R g_{ab} = \tfrac{1}{2} E_{ab} - \tfrac{1}{8} R g_{ab}$$

şeklindedir.

A4. Kütlesiz kütleçekim kaynakları

Ek B'de, T_{ab} kaynak tensörünün (simetrik) iz-bağımsız olduğu durumdaki

$$T_a{}^a = 0$$

Einstein alan denklemleriyle ilgileneceğiz. Bu durumda uygun *kütlesiz* (sıfır durgun-kütleli) kaynak, simetrik spinör-indisli niceliği $T_{ABA'B'} = \bar{T}_{A'B'AB} = T_{ab}$ yardımıyla

$$T_{ABA'B'} = T_{(AB)(A'B')}$$

olarak tanımlanır.

Ayrıca diverjans denklemi $\nabla^a T_{ab}=0$, $\nabla^{AA'} T_{ABA'B'} = 0$ aşağıdaki gibi yeniden tanımlanabilir:

$$\nabla_B^{A'} T_{CDA'B'} = \nabla_{(B}^{A'} T_{CD)A'B'}$$

Yukarıdaki Einstein denklemleri şimdi (P&R 4.6.32)

$$\Phi_{ABA'B'} = 4\pi G T_{ab},\ R = 4\Lambda$$

haline gelir. Durgun kütle varsa T_{ab} bir ize sahip olur

$$T_a{}^a = \mu$$

Böylece Einstein alan denklemlerini aşağıdaki formda yazabiliriz.

$$\Phi_{ABA'B'} = 4\pi G T_{(AB)(A'B')},\ R = 4\Lambda + 8\pi G\mu$$

A5. Bianchi eşitlikleri

Genel Bianchi eşitliğini spinör-indeks formunda $\nabla_{[a}R_{bc]de}=0$ (P&R 4.10.7, P&R 4.10.8) aşağıdaki biçimde ifade edebiliriz

$$\nabla_B^A \Psi_{ABCD} = \nabla_{(B}^{A'} \Phi_{CD)A'B'} \text{ ve } \nabla^{CA'} \Phi_{CDA'B'} + \tfrac{1}{8}\nabla_{DB} R = 0.$$

R sabit olduğunda –kaynağı *kütlesiz* aldığımızda Einstein denklemlerinde ortaya çıkan bir durumdur– sağ taraftaki BCD üzerinden bir simetriye sahip oluruz.

$\nabla^{CA'} \Phi_{CDA'B'}=0$ eşitliği nedeniyle $\nabla^{A}_{B'} \Psi_{ABCD}=\nabla^{A'}_{B} \Phi_{CDA'B'}$ olur.

Kütlesiz kaynaklı Einstein denklemlerini dahil ettiğimizde,

$$\nabla^{A}_{B'} \Psi_{ABCD}=4\pi G \nabla^{A'}_{B} T_{CDA'B'}$$

denklemini elde ederiz (*bkz.* P&R 4.10.12). $T_{ABC'D'} = 0$ olarak seçildiğinde A2'de n=4 için (spin 2 için) verilmiş olan kütlesiz serbest-alan denklemini elde ederiz (P&R 4.10.9):

$$\nabla^{A'A} \Psi_{ABCD}=0$$

A6. Konformal yeniden ölçeklendirme

Konformal yeniden ölçeklendirmeyle uyumlu olarak (düzgün değişen $\Omega>0$ durumu),

$$g_{ab} \mapsto \hat{g}_{ab}=\Omega^2 g_{ab}$$

Soyut-indis gösterimi ile olan ilişkileri tanımlamalıyız.

$$\hat{g}_{ab} = \Omega^{-2} g^{ab},$$
$$\hat{\epsilon}_{AB} = \Omega \epsilon_{AB}, \hat{\epsilon}^{AB} = \Omega^{-1}\epsilon^{AB}$$
$$\hat{\epsilon}_{A'B'} = \Omega \epsilon_{A'B'}, \hat{\epsilon}^{A'B'} = \Omega^{-1}\epsilon^{A'B'}$$

∇_a operatörü şimdi

$$\nabla_a \mapsto \hat{\nabla}_a$$

olarak dönüşmelidir, ve ∇_a'nın genel olarak bir niceliğe etkisi spinör indisleriyle,

$$\Phi_{ABC'D'} \mapsto \Phi_{(AB)(C'D')} = \overline{\Phi_{CDA'B'}}$$

$$\hat{\nabla}_{AA'}\phi = \nabla_{AA'}\phi, \quad \hat{\nabla}_{AA'}\xi_B = \nabla_{AA'}\xi_B - \Upsilon_{BA}\xi_{A'}, \quad \hat{\nabla}_{AA'}\eta_{B'} = \nabla_{AA'}\eta_{B'} - \Upsilon_{AB'}\eta_{A'}$$

şeklinde üretilir. Burada bu kurallardan yararlanarak

$$\Upsilon_{AA'} = \Omega^{-1}\nabla_{AA'}\Omega = \nabla_a \log \Omega$$

şeklinde gösterilen hesaplamalarda, her bir indis için terimler, çok sayıda alt indis yardımıyla yeniden tanımlanmaktadır (üst indisler de benzer şekilde yeniden tanımlanabilir, fakat burada ihtiyacımız yoktur).

Yukarıdaki tanımları kullandığımızda, bir $\phi_{ABC..E}$ kütlesiz alanı için ölçeklendirmeyi aşağıdaki gibi seçersek,

$$\hat{\phi}_{ABC...E} = \Omega^{-1}\phi_{ABC..E}$$

her iki tarafın biri diğerini yok etmesiyle kütlesiz serbest-alan denklemlerinin konformal değişmez olduklarını görebiliriz:

$$\hat{\nabla}^{AA'}\hat{\phi}_{ABC...E} = \Omega^{-3}\nabla^{AA'}\phi_{ABC..E}$$

Bir kaynağa sahip Maxwell denklemlerinin varlığında, bütün sistem için $\nabla^{A'B}\varphi^{A}{}_{B}=2\pi J^{AA'}$, $\nabla_{AA'}J^{AA'}=0$ (P&R 5.1.52, P&R 5.1.54) konformal değişmezlik ölçeklenmeyle sağlanır:

$$\hat{\varphi}_{AB} = \Omega^{-1}\varphi_{AB}, \text{ ve } \hat{J}^{AA'} = \Omega^{-4}J^{AA'}$$

Dolayısıyla,

$$\hat{\nabla}^{A'B}\hat{\varphi}^{A}{}_{E} = \Omega^{-4}\nabla^{A'B}\varphi^{A}{}_{E} \quad \text{ve} \quad \hat{\nabla}^{A'A}\hat{J}_{AA'} = \Omega^{-4}\nabla^{AA'}J_{AA'}$$

eşitliklerini elde ederiz.

A7. Yang-Mills Alanı

Zayıf ve yeğin parçacık etkileşimlerinin temelleri olan Yang-Mills denklemlerinin, *kütle* teriminin bir ihtimal Higgs alanı aracılığıyla eklenmesini görmezden geldiğimiz sürece konformal değişmez olduklarının saptanması önemlidir. Yang-Mills alanının şiddeti bir tensör niceliği ('yığın eğriliği') sayesinde tanımlanır:

$$F_{ab\Theta}{}^{\Gamma} = -F_{ba\Theta}{}^{\Gamma}$$

Burada (soyut) indisler Θ, Γ parçacık simetrisiyle ilgili olan (U(2), SU(3), ya da her neyse) iç simetri gruplarına işaret eder. Bu yığın eğriliğini spinör niceliği cinsinden $\varphi_{AB\Theta}{}^{\Gamma}$ (P&R 5.5.36) aşağıdaki biçimde tanımlayabiliriz:

$$F_{ab\Theta}{}^{\Gamma} = \varphi_{AB\Theta}{}^{\Gamma}\varepsilon_{A'B'} + \bar{\varphi}_{A'B'}{}^{\Gamma}{}_{\Theta}\varepsilon_{AB}$$

Burada üniter iç grup özelliğini sağlamak için, alt iç indisin kompleks eşleniği üst iç indise dönüşür, ve tam tersi de doğrudur. Alan denklemleri Maxwell denklemlerini yansıtır, yukarıda bahsettiğimiz gibi ek iç indisler bu durumu sağlamak için kullanılmıştır. Maxwell kuramının konformal değişmezliği ayrıca Yang-Mills denklemlerini sağlar çünkü $\Theta, \Gamma, \ldots$ iç indisleri konformal yeniden ölçeklendirmeler tarafından etkilenmezler.

A8. Sıfır durgun-kütle enerji tensörünün ölçeklendirilmesi

İzsiz T_{ab} enerji tensörü ($T_a{}^a=0$) için ölçeklendirmeyi (P&R 5.9.2)

$$\hat{T}_{ab} = \Omega^{-2}\, T_{ab}$$

olarak buluruz. Bu korunum denklemini sağlar $\nabla^a T_{ab}=0$, ve sonuç olarak

$$\hat{\nabla}^a \hat{T}_{ab} = \Omega^{-4}\nabla^a T_{ab}$$

eşitliğini elde ederiz. Maxwell kuramında spinör formuna geçmemizi sağlayan F_{ab} cinsinden bir enerji tensörü tanımı vardır (P&R 5.2.4)

$$T_{ab} = \tfrac{1}{2\pi}\varphi_{AB}\bar{\varphi}_{A'B'}$$

Yang-Mills kuramının varlığında, ek indislere sahibiz

$$T_{ab} = \tfrac{1}{2\pi}\varphi_{AB\Theta}{}^{\Gamma}\bar{\varphi}_{A'B'}\Phi_{\Gamma}.$$

Kütlesiz skaler bir alan için, daha önce dikkate aldığımız $(\Box + \frac{R}{6})\phi=0$ denklemini konformal değişmez olarak aşağıdaki biçimde ifade edebiliriz (P.R 6.8.32)

$$(\hat{\Box} + \tfrac{\hat{R}}{6})\hat{\phi} = \Omega^{-3}(\Box + \tfrac{R}{6})\phi$$

Burada

$$\hat{\phi} = \Omega^{-1}\phi$$

olarak tanımlanır ve onun (bazen 'yeni geliştirilmiş' olarak ad-

landırılır)[A.3] enerji tensörüdür (P&R 6.8.36)

$$T_{ab} = C\,\{2\nabla_{A(A'}\phi\nabla_{B')}\phi - \phi\nabla_{A(A'}\nabla_{B')}\phi + \phi^2\,\Phi_{ABA'B'}\}$$

$$= \tfrac{1}{2}C\{4\nabla_a\phi\nabla^a\phi - g_{ab}\nabla_c\phi\nabla^c\phi - 2\phi\nabla_a\nabla_b\phi + \tfrac{1}{6}R\phi^2 g_{ab} - \phi^2 R_{ab}\}$$

Burada C bir sabittir ve enerji tensörü aşağıdaki eşitlikleri sağlar

$$T_a{}^a = 0, \quad \nabla^a T_{ab} = 0 \text{ ve}$$

$$\hat{T}_{ab} = \Omega^{-2} T_{ab}$$

A9. Weyl konformal tensör ölçeklendirmesi

Konformal Ψ_{ABCD} tensörü uzay-zamanın konformal eğriliğini bünyesinde barındırır ve konformal değişmezdir (P&R 6.8.4):

$$\hat{\Psi}_{ABCD} = \Psi_{ABCD}$$

Burada bu konformal değişmezlik ile kütlesiz serbest alan denklemlerinin sağlaması gereken konformal değişmezlik arasında, sağ tarafa Ω^{-1} gibi bir faktörün geldiği, tuhaf (fakat önemli) bir çelişkiyi burada not etmek durumundayız. Bu çelişkiye uyum sağlamak için Ψ_{ABCD} ile orantılı olan ve aşağıdaki gibi ölçeklenebilen ψ_{ABCD} niceliğini tanımlayabiliriz

$$\hat{\psi}_{ABCD} = \Omega^{-1}\,\psi_{ABCD}$$

ve gravitonlar için vakumda (T_{ab}=0) konformal değişmez 'Schrödinger denklemini' buluruz[A.4] (P&R 4.10.9)

$$\nabla^{AA'}\psi_{ABCD} = 0$$

§3.2'de yukarıdaki denklem aşağıdaki gibi ifade edilir,

$$\nabla K = 0$$

[A.3] C.G. Callan, S. Coleman, R. Jackiw (1970), *Ann. Phys. (NY)* 59 42. E.T. Newman, R. Penrose (1968), *Proc. Roy. Soc., Ser. A* 305 174.

[A.4] Bu genel göreliliğin doğrusallaştırılmış limitinde spin-2 Dirac-Fierz denklemidir. Dirac, P.A.M. (1936), Relativistiv wave equations, *Proc. Roy. Soc. Lond.* A155 447-59. M. Fierz, W. Pauli (1939), 'On relativistic wave equations for particles of arbitrary spin in an electromagnetic field', *Proc. Roy. Soc. Lond.* A173 211-32.

Yukarıdaki C_{abcd} Weyl tensörünüyse (A3, P&R 4.6.41) aşağıdaki biçimde ifade edebiliriz:

$$K_{abcd} = \psi_{ABCD}\varepsilon_{A'B'}\varepsilon_{C'D'} + \bar{\psi}_{A'B'C'D}\varepsilon_{AB}\varepsilon_{CD}$$

Dolayısıyla ilgili ölçeklendirme de aşağıdaki gibi olur (§3.2'de $\hat{\mathbf{C}}=\Omega^2\mathbf{C}$ ve $\hat{\mathbf{K}}=\Omega\mathbf{K}$ olarak yazılan denklemler):

$$\hat{C}_{abcd} = \Omega^2 C_{abcd}, \quad \hat{K}_{abcd} = \Omega K_{abcd}.$$

EK B: Karşılıklı geçiş bölgelerindeki denklemler

Ek A'ya benzer olarak, geleneksel gösterimleri Penrose ve Rindler'de (1984, 1986) olduğu gibi soyut indisleri kullanarak belirttik, fakat kozmolojik sabiti burada 'λ'dan yerine Λ ile gösterdik; 'Λ' skaler eğrilik niceliği de $\frac{1}{24}R$ değerini almaktadır. Buradaki bazı analizlerin sonuçları tamamlanmamış ve kesin değildir. Bu analizlerin tamamlanabilmeleri için de bazı düzeltmelere ihtiyaçları vardır. Bununla birlikte, bir eonun uzak geleceğinden bir sonraki Büyük Patlama bölgesine geçişini tam ve uygun bir şekilde tanımlayabilmek için iyi tanımlanmış klasik denklemlere ihtiyacımız vardır.

B1. $\hat{g}_{ab}$, $\mathbf{g}_{ab}$ ve $\check{g}_{ab}$ metrikleri

Burada 3. Bölümle uyumlu olarak, bir 3-boyutlu $\mathscr{K}$ yüzeyinin –gelecek ve geçmişin her ikisine birden genişletilebilen $\mathscr{C}$ halkasını içeren düz bir $\mathscr{K}$ konformal uzayzamanının– komşu geçişi olan bir geometriyi inceliyoruz. Öyle ki, burada $\mathscr{B}$ geçiş bölgesinden önceki $\mathscr{C}$ halkasında sadece kütlesiz alanlar bulunmaktadır. Bu halkada, en azından yerel olarak ve ilk anda keyfi bir şekilde, verilen konformal yapıyla uyumlu bir $\mathbf{g}_{ab}$ metrik tensörü seçeriz. $\mathscr{K}$'dan önceki 4-boyutlu Einstein bölgesindeki $\mathscr{C}^+$ *fiziksel* metriğini $\hat{g}_{ab}$ olarak, ve $\mathscr{K}$'yı izleyen 4-boyutlu $\mathscr{C}^-$ bölgesininkini $\check{g}_{ab}$ olarak belirleyelim. Burada

$$\hat{g}_{ab}=\Omega^2 g_{ab} \text{ ve } \check{g}_{ab} = \omega^2 g_{ab}$$

eşitlikleri bulunmaktadır. (Bunların §3.2'de kullandığımız gösterimle birebir aynı olmadığını belirtmek durumundayız, çünkü §3.2'de Einstein'ın fiziksel metriği için 'şapkasız' g_{ab} metriğini kullanmıştık, bununla birlikte açık bir şekilde Ek A'da verilen denklem burada da geçerlidir). 'Hatırlatıcı' olması açısından '$\hat{}$' ve '$\check{}$' sembolleri $\mathscr{I}$ noktasındaki boş konilerle ilintilidir. Bu iki bölgenin her birinde sabit bir kozmolojik sabit Λ içeren Einstein denklemlerinin geçerli olduğunu varsaydık. *Daha önceki* $\mathscr{C}^{\wedge}$ bölgesindeki bütün kütleçekimsel kaynaklar *kütlesizdir*, böylece toplam $\hat{T}_{ab}$ enerji tensörünün *izi sıfır* olur:

$$\hat{T}_a{}^a = 0$$

Daha sonra göreceğimiz nedenlerden dolayı, formalizmle uyumlu kalabilmesi açısından, '$\mathscr{C}^{\vee}$'deki enerji tensörü için farklı bir harf, $\check{U}_{ab}$ kullanacağım. Bu tensör gerçekte $\mathscr{C}^{\vee}$'de yayılmaya başlayan enerji tensörünün bir durgun-kütle bileşenine sahip olabilmesi için ufak bir ize sahiptir:

$$\check{U}_a{}^a = \mu$$

Bu durumun, bir şekilde Higgs mekanizmasıyla uyumlu olarak durgun-kütleyi ortaya çıkartabileceğini varsayabiliriz[B.11] fakat bu fikrin ayrıntılarına burada girmeyeceğiz ($\hat{T}_{ab}$ gibi 'şapkalı' nicelikler indislerini $\hat{g}^{ab}$ veya $\hat{g}_{ab}$'yi, ya da bahsedilenlerle ilgili olan $\hat{\varepsilon}^{AB}, \hat{\varepsilon}^{A'B'}, \hat{\varepsilon}_{AB}, \hat{\varepsilon}_{A'B'}$, kullanarak kaldırabilir ya da indirebilir, bununla birlikte $\check{U}_{ab}$ gibi 'ters-şapkalı' nicelikler indis kaldırma veya indirme işlemini $\check{g}^{ab}, \check{g}_{ab}, \check{\varepsilon}^{AB}, \check{\varepsilon}^{A'B'}, \check{\varepsilon}_{AB}, \check{\varepsilon}_{A'B'}$, kullanılarak yapılabilir). $\mathscr{C}^{\vee}$ ve $\mathscr{C}^{\wedge}$ bölgelerinde Einstein denklemleri geçerlidir; bu yüzden 'şapkalı' ve 'ters şapkalı' versiyonları şu şekilde yazabiliriz:

$$\hat{E}_{ab} = 8\pi G \hat{T}_{ab} + \Lambda \hat{g}_{ab},$$
$$\check{E}_{ab} = 8\pi G \check{U}_{ab} + \Lambda \check{g}_{ab},$$

[B.11] Belki de şu anki formalizmin değiştirilip, §3.2'ye uyumlu olarak, $\mathscr{C}^{\vee}$ içinde bozunan bir durgun kütlenin de hesaba katılması uygun, görünmektedir. Ancak, bu oldukça karmaşık bir konudur. Şu ana kadar tartıştığımız meselelere olan dikkatimi sınırlamak için $\mathscr{C}^{\wedge}$ içindeki 'bileziğimizde' durgun-kütle olmadığını varsaydık.

Burada kozmolojik sabitin her iki bölgede de *aynı* olduğunu varsaydık[B.2]

$$\hat{R}=4\Lambda,\quad \check{R}=4\Lambda+8\pi G\mu.$$

Önce, 3-boyutlu $\mathscr{K}$ geçiş yüzeyinin arasında kalan g_{ab} metriği tamamen serbest bir şekilde düzgünce ve verilen $\hat{\mathscr{C}}$ ve $\check{\mathscr{C}}$ konformal yapılarıyla uyumlu olarak seçilir. Daha sonra, g_{ab}'yi standart ve uygun bir şekilde sabitlemek için, g_{ab}'nin özel bir seçimi sayesinde, italik g_{ab} ile ifade edeceğimiz tek bir ölçeklenme öneregeğiz. Ayrıca R_{abcd} eğrilik niceliği gibi ifadeleri de, g_{ab}'nin g_{ab}'ye özelleşmesinin nasıl olduğuna bakmaksızın standart italik harfle gösterdim.

B.2 $\hat{\mathscr{C}}$ için Denklemler

İlk olarak $\hat{\mathscr{C}}$ bölgesi ile daha sonra $\check{\mathscr{C}}$ bölgesiyle ilgili denklemleri göz önüne alacağız (*bkz.* B.11). Einstein ve Ricci tensörü için dönüşüm kurallarını (P&R 6.8.24) aşağıdaki gibi ifade edebiliriz:

$$\hat{\Phi}_{ABA'B'}-\Phi_{ABA'B'}=\Omega\nabla_{A(A'}\nabla_{B')B}\Omega^{-1}=-\Omega^{-1}\hat{\nabla}_{A(A'}\hat{\nabla}_{B')B}\Omega$$

ve (P&R 6.8.25)

$$\Omega^2\hat{R}-R=6\,\Omega^{-1}\Box\Omega$$

Dolayısıyla:

$$(\Box+\tfrac{R}{6})\Omega=\tfrac{1}{6}R\,\Omega^3.$$

Bu son denklem *Calabi Denklemi* olarak bilinen tamamen saf matematiksel bir denklemdir.[B.3] Fakat ayrıca *fiziksel* bir anlamı da vardır, çünkü ϖ alanına kendiliğinden-bağlanan konformal değişmez bir denklem, $R=4\Lambda$ ile, olarak da ifade edilebilir

---

[B.2] $\hat{\Lambda}=\check{\Lambda}$ durumunun büyük bir varsayım olmadığını düşünüyorum: sadece işleri kolaylaştırır. Fiziksel sabitlerdeki herhangi bir değişim sadece maddenin düzenlenmesine yol açar ki bu durum diğer niceliklerin yardımıyla bir sondan diğerine yer kapladığında meydana gelir. Daha ileri bir yorum olarak, §3.2'de ki standart 'Planck birimlerine' bir alternatif yaratmak düşünülebilir, burada sunulmuş olan CCC formalizmiyle uyumlu olması için $G=1$ şartı, $\Lambda=3$ ile yer değiştirilmelidir.

[B.3] E. Calabi (1954), 'The space of Kähler metrics', *Proc. Internat. Congress Math. Amsterdam*, sayfa 206-207.

$$(\Box+\tfrac{R}{6})\varpi=\tfrac{2}{3}\Lambda\,\varpi^3.$$

'ϖ–denkleminin' her bir çözümü 4Λ değerine sahip skaler eğrilik için yeni bir metrik $\varpi^2 g_{ab}$ tanımlar. ϖ-alanının konformal değişmezliği, *yeni* bir konformal faktör $\tilde{\Omega}$ ve yeni bir konformal metrik g_{ab} seçtiğimiz takdirde, tanımlanabilir.

$$g_{ab} \mapsto \tilde{g}_{ab}=\tilde{\Omega}^2 b_{ab}$$

ϖ–alanının konformal ölçeklenmesi için,

$$\tilde{\varpi}=\tilde{\Omega}^{-1}\varpi$$

tanımlanabilir, ve (A8'de daha önce belirttiğimiz gibi; P&R 6.8.32)

$$(\tilde{\Box}+\tfrac{\tilde{R}}{6})\tilde{\varpi}=\tilde{\Omega}^{-3}(\Box+\tfrac{R}{6})\varpi$$

elde edilir. Bu doğrusal olamayan ϖ-denkleminin konformal değişmezliğinin doğrudan sonucudur. ($\tilde{\Omega}=\Omega$ ve $\varpi=\Omega$ olduğunda Einstein'ın $\hat{g}_{ab}$ metriğini, $\tilde{\varpi}=1$ ile kolayca ters çevirebiliriz, ve $\frac{2}{3}\Lambda=\frac{2}{3}\Lambda$ eşitliğini elde ederiz.)

Fiziksel bir ϖ-alanı için A8'deki *enerji tensörünün* $\tilde{\varpi}^3$ terimi *yok olduğunda* (P&R 6.8.36),

$$\begin{aligned} T_{ab}[\varpi] &= C\{2\nabla_{A(A'}\varpi\nabla_{B')}\varpi-\varpi\nabla_{A(A'}\nabla_{B')}\varpi+\varpi^2\Phi_{ABA'B'}\} \\ &= C\varpi^2\{\varpi\nabla_{A(A'}\nabla_{B')B}\varpi^{-1}+\Phi_{ABA'B'}\} \end{aligned}$$

denklemleri elde edilir. Burada C bir sabittir. Bununla birlikte, ϖ-denklemindeki $\tilde{\varpi}^3$ terimi $\nabla^a T_{ab}[\varpi]=0$ korunum denklemini etkilemez; bu nedenle ϖ-alanının enerji tensörüne bu tanımı adapte edebiliriz, ve uygun olması açısından C'yi aşağıdaki gibi seçebiliriz.

$$C=\frac{1}{4\pi G}$$

Bunu (P&R 6.8.24, B2) ile karşılaştırırsak,

$$T_{ab}[\varpi]=\frac{1}{4\pi G}\,\Omega^2\Phi_{ABA'B'}=\Omega 2\,\hat{T}_{ab}$$

Einstein denkleminden

$$\Phi_{ABA'B'}=4\pi G\hat{T}_{ab}$$

şeklinde, $\hat{g}_{ab}$ metriğinin geçerli olduğu denklemi elde ederiz. İzsiz bir enerji-tensörü için $\hat{T}_{ab}=\Omega^{-2}T_{ab}$ (A8, P&R 5.9.2) ölçeklenmesinin korunum denklemini sağladığı görülür; bu da, $\tilde{g}_{ab}$ metriğiyle tanımlanan T_{ab} kütlesiz kaynakları için Einstein kuramının yeniden formüle edilebilmesi anlamına gelir:

$$T_{ab} = T_{ab}[\Omega]$$

B3. Hayalet alanının rolü

Kendi kendisiyle etkileşime giren, kütlesiz ve konformal olarak değişmez ϖ-alanının özel bir durumu olan Ω'yı, *hayalet* alanı olarak ele aldık.[B.4] Bu alan fiziksel olarak bağımsız serbestlik derecelerini bize sağlamaz; onun varlığı (g_{ab}-metriğindeki), bir g_{ab} düz metriğini fiziksel bir metriğe yeniden ölçekleyebilmemiz için, Einstein'ın konformal fiziksel metriğinde ihtiyacımız olan serbestlik derecelerini sağlar ki, bu durum bir eondan diğerine her birinin düzgünce katılabilmesini sağlar. Buna benzer metriklerin karşılıklı 3-boyutlu yüzeyi sarmalarının sayesinde, CCC'nin gereksinmelerine uyumlu olarak, klasik diferansiyel denklemlerin kullanılması ile eonlar arasındaki özel geçişleri detaylı bir şekilde çalışabiliriz.

Hayalet alanının rolü, Einstein'ın *gerçek* fiziksel metriğini 'takip etmesinden' dolayı ortaya çıkar, bu da bize g_{ab} metriğinin fiziksel olana ($\hat{g}_{ab}=\Omega^2 g_{ab}$ yoluyla) nasıl ölçeklendirildiğini anlatır. Daha sonra, önceki geçiş uzayındaki $\mathscr{C}^*$ Einstein denklemlerini tanımlayabiliriz, fakat şimdilik g-metriği cinsinden basitçe $T_{ab}=T_{ab}[\Omega]$ olarak ifade ediyoruz; bunun anlamıysa şudur: Einstein alan denklemleri, $\mathscr{C}^*$ uzayzaman bölgesindeki bütün fiziksel madde alanlarının toplam enerji tensörünün T_{ab} (kütlesiz ve doğru konformal ölçeklenmeye sahip olduğunu varsaydığımız) $T_{ab}[\Omega]$ hayalet alanının enerji tensörüne eşit olması gerektiğini söyler. Bu durum basitçe $\mathscr{C}^*$ açık alanındaki Einstein kuramının yeniden formülasyonu (g_{ab} kullanılarak) anlamına gelse de, gerçekte çözümü daha zor olan bir

[B.4] Phantom alanı: Bu terim literatürde değişik anlamlarda da kullanılmaktadır.

durumdur. Ayrıca bu formülasyon denklemlerimizi $\mathscr{I}^+$ gelecek yüzey sınırının ötesine bile uzatabilmemize olanak sağlar. Fakat bunu etkin bir biçimde gerçekleştirebilmek için ilgilendiğimiz niceliklerle ilgili denklemlere ve $\mathscr{K}$'ya yaklaştığındaki beklenen davranışlarına daha dikkatli bir şekilde bakmalıyız. Bununla birlikte, ilgilendiğimiz $\mathscr{C}$ 'halkasına' ait g-metriğinin (Ω konformal faktörünün) ilk keyfi seçimindeki serbestlik derecelerini anlamaya ve ortadan kaldırmaya ihtiyacımız vardır.

Gerçekten de daha önce söylediğimiz gibi Ω'da bazı serbestliklere sahibiz. Şimdiye kadar gerek duyduğumuz şey, Ω'nin, Einstein'ın fiziksel metriğin $\hat{g}_{ab}$'den hareketle $g_{ab}=\Omega^{-2}\hat{g}_{ab}$'yi kullanarak $\mathscr{K}$ etrafında sonlu, sıfırdan farklı ve düzgün bir şekilde elde edilmesiydi. Bunun gibi bir Ω'nın varoluşu aşırı bir talep gibi görünse de, Helmut Friedrich'in[B 5] göstermiş olduğu güçlü kanıtlara göre, pozitif bir Λ kozmolojik sabitinin varlığında, kütleli kaynaklardan tamamen bağımsız bir şekilde genişleyen evren modelindeki kütlesiz ışıma alanlarının serbestliği düz uzaysal bir $\mathscr{I}^+$ içerir. Diğer bir şekilde söylersek, $\mathscr{C}$'ya $\mathscr{I}^+$ şeklinde düz bir gelecek konformal sınırı elde etmemiz, modelin sınırsız olarak genişlemesinin ve bütün kütleçekimsel kaynakların, konformal değişmez denklemlere göre ilerleyen kütlesiz alanlar olmasının doğrudan sonucudur. Bu düzeyde g-metriğinin R skaler eğriliğinin bir sabit olmasına, $R=4\Lambda$'ya ek olarak, gerek yoktur. Bu nedenle Einstein'ın $\hat{g}_{ab}$ metriğine geri dönmemize neden olan Ω^{-1} konformal faktörünün, g-metriğindeki ϖ-denklemini
$(\hat{\Box}+\frac{1}{6}\hat{R})\varpi=\frac{2}{3}\Lambda\varpi^3$ sağlaması şart değildir.

B4. $\mathscr{K}$'ya dik N vektörü

$\Omega\mapsto\infty$ olduğunda, ya alt sınırdan yaklaşıldığı gibi, Ω'nın rolü, sınırsız miktardaki $\mathscr{I}^+$da konumlanmış olan g-metriğini artırmak olacaktır, böylece daha önceki eonun uzak geleceği tanımlanmış olur. Bununla birlikte,

[B 5] *Bkz.* Not 3.9.

$$\varpi=-\Omega^{-1}$$

niceliği $\mathscr{I}^+$da düzgün bir şekilde aşağıdan *sıfıra* yaklaşır (eksi işareti sonraki eon için gereklidir), ve böylece bu nicelik karşılıklı geçişin 3-boyutlu $\mathscr{I}^+$ (=$\mathscr{H}$) yüzeyinde

$$\nabla^a\omega=N^a$$

sıfırdan farklı bir değer alır; bu da bize $\mathscr{H}$'ya *dik* olan, gelecek yönelimli zamansal bir **N** 4-vektörünü verir. Amaç, özel 'ω'nin $\mathscr{C}^-$'dan $\mathscr{C}^+$ bölgesine $\mathscr{H}$ boyunca düzgün bir şekilde devam etmesi için gerekli düzenlemenin gerçekleşmesi, böylece $\mathscr{C}^+$'nin Einstein metriği $\tilde{g}_{ab}=\omega^2 g_{ab}$ için gerekli olan *aynı* (pozitif) 'ω' niceliğinin elde edilmesidir (bu yüzden '$\omega=\Omega^{-1}$' de eksi işaretine ihtiyacı vardır). 'Normalizasyon' şartı (P&R 9.6.17)

$$g_{ab}N^aN^b=\tfrac{1}{3}\Lambda$$

kütleçekim alanı için sadece kütlesiz kaynakları düşündüğümüzde, *otomatik olarak* konformal sonsuzluğun (burada $\mathscr{H}$) genel özelliği olarak karşımıza çıkar; böylece

$$\left(\frac{3}{\Lambda}\right)^{\frac{1}{2}}\mathbf{N}$$

ifadesi, özel olarak seçilmiş olan konformal Ω faktöre bakılmaksızın, $\mathscr{H}$'ya dik *birim* vektördür.

B5. Olay ufku bölgesi

Buradan hareketle §3.5'te bahsettiğimiz herhangi bir *kozmolojik olay ufkunun* kesit alanını sınırlayan bölgenin $12\pi/\Lambda$ olması gerektiğini kolayca görebiliriz. Herhangi bir olay ufku (daha önceki eonda), §2.5'te gösterilen eondaki bazı ölümsüz gözlemcilerin $\mathscr{H}$ üzerindeki gelecek son noktasının o^+ geçmiş ışık $\mathcal{C}$ konisidir (Şekil 2.43). Daha sonra o^+'daki $\mathcal{C}$'nin kesit alanını sınırlayan bölge $4\pi r^2$'nin aşağı kısmına yaklaşır ki, burada r (g-metriğindeki) kesit alanının uzaysal yarıçapıdır. $\hat{g}_{ab}$ metriğinde, bu alan $4\pi r^2\Omega^2$ olmaktadır, ve B4'te bulduğumuz gibi Ωr, $(\frac{1}{3}\Lambda)^{-1/2}$ limitine, kesit alanının o^+'ya yaklaşması gibi, yaklaşır böylece ihtiyacımız olan olay-ufku alanı

$4\pi\times(3/\Lambda)=12\pi/\Lambda$ haline gelir. (Bu argüman CCC'nin içeriğinde sunulsa da, uzaysal konformal sonsuzluk için küçük derecede bir düzgünlüğe, Friedrich'in çalışmasında gösterildiği gibi,[B.6] $\Lambda>0$ olduğu durumda çok ılımlı bir varsayım olan, sahip olur.)

B6. Karşılıklı öneri

Buradaki özel durumumuzda elbette bir acemilik bulunmaktadır, $\mathscr{I}^+$'dan $\mathscr{I}^+$ bölgesine tanımlamış olduğumuz geçişte, tek bir şekilde *her iki* Einstein metriğinin $(\hat{g}_{ab}, \check{g}_{ab})$ geriye doğru ölçeklenmesini tanımlayan Ω ya da ω niceliklerinin ikisi de düzgün bir şekilde değişmemektedir. Fakat bu konuyu daha uygun bir şekilde ortaya koymak için, yukarıda bahsettiğimiz gibi $\omega = -\Omega^{-1}$ şeklindeki ***karşılıklılık önerisini*** uygun bir şekilde uygulamaya ihtiyacımız vardır, ve bunu yapabilmek için 1-formunda tanımladığımız $\mathbf{\Pi}$ bize yardımcı olabilir:

$$\mathbf{\Pi} = \frac{d\Omega}{\Omega^2-1} = \frac{d\omega}{1-\omega^2}$$

$$\mathbf{\Pi}_a = \frac{\nabla_a\Omega}{\Omega^2-1} = \frac{\nabla_a\Omega}{1-\omega^2}$$

Bu 1-formlu nicelik, yukarıda üstü kapalı bir şekilde ima ettiğimiz öneriye bağlı kaldığımız sürece $\mathscr{I}$ boyunca düzgün ve sonsuz olur. $\mathbf{\Pi}$ değeri, her ne kadar (fakat önemli) ince bir belirsizliğe sahip olsa da, uzay-zamanın metrik ölçeklenmesinin bilgisini içermektedir.[B.7] Bir τ parametresi üzerinden integral aldığımızda aşağıdaki sonuçları elde ederiz:

$$\mathbf{\Pi}=d\tau,\ -\coth\tau=\Omega\ (\tau<0),\ \tanh\tau=\omega\ (\tau\geq 0).$$

İşaretin değişiminde ufak bir belirsizlik bulunduğunu belirtmeliyiz, çünkü $\mathbf{\Pi}$, Ω^{-1} ile Ω'nın ya da ω^{-1} ile ω'nın yer değiş-

---

[B.6] *Bkz.* B.6 Not 3.9.

[B.7] Tüm serbestlik, A ve B sabit olmak üzere, $\Omega\mapsto(A\Omega+B)/(B\Omega+A)$ yer değiştirmesi sayesinde verilir, bununla birlikte $\mathbf{\Pi}\mapsto\mathbf{\Pi}$'dir. Fakat bu belirsizlik Ω'nın X'te bir kutup noktasına (ω sıfır olmak üzere) sahip olmasıyla yakından ilişkilidir.

tirmesine duyarsız olmasına rağmen, Ω^{-1}'den ω'ya geçtiğimizde işaret değişir. Herhangi bir durumda konformal faktörün işaretinin konumuzla dolaylı bir ilgisinin bulunmadığını belirtmemiz gerekir, çünkü $\hat{g}_{ab}=\omega^2 g_{ab}$ ve $\hat{g}_{ab}=\Omega^2 g_{ab}$ metrik ölçeklendirmesinde konformal faktör Ω ve ω, *kareleri* şeklinde ifade edilmiştir, bu anlamda her bir konformal faktörü negatiften ziyade pozitif işaretli olarak düşünmek uygun olur. Bununla birlikte Ek A'da belirttiğimiz gibi, çok sayıda ölçeklenme niceliği Ω (ya da ω) karesiz bir biçimde ortaya çıkmaktadır. Özellikle $\Psi_{ABCD}=\Psi_{ABCD}$ ve $\hat{\psi}_{ABCD}=\Omega^{-1}\psi_{ABCD}$ ölçeklendirmeleri arasındaki çelişkiyi düşündüğümüzde, bu durum $\mathscr{I}$ uzayında,

$$\Psi_{ABCD}=\Omega^{-1}\psi_{ABCD} \quad \mathrm{C}=\Omega^{-1}\,\mathrm{K}$$

sonucuna yola açar, çünkü Einstein fiziksel metriği $\hat{g}_{ab}$'dir ve sonuç olarak aşağıdaki ifadeyi elde ederiz:

$$\hat{\Psi}_{ABCD}=\hat{\psi}_{ABCD} \text{ ve } \hat{\mathrm{C}}=\hat{\mathrm{K}}$$

(Bu gösterim §3.2'deki gösterimden farklıdır, şimdi Einstein denklemlerini geçerli kılan şapkalı metriği kullanıyoruz). Bu yüzden $\mathscr{I}$ boyunca düzgün davranan nicelikleri hesaba kattığımızda, Ω ve ω'nın her ikisi de işaret değiştirir (açıkça ∞ ve 0 olarak), bu işaretlerin fiziksel önemini incelemek zorundayız.

Ω ve ω arasındaki özel karşılıklı ilişkiyi burada hatırlatacağız, bununla birlikte g_{ab} metriği için ölçek seçimindeki sınırlamaya bağlı olan bu şart

$$R=4\Lambda$$

olarak, $\hat{R}=4\Lambda=\tilde{R}-8\pi G\mu$ (*bkz.* B.1) ile bağlantılı olarak, ortaya çıkar. Bu ölçeklenmeyi $\mathscr{C}$ için yeni bir yerel metrik $\tilde{g}_{ab}$ seçerek düzenlemek en azından yerel olarak çok kolaydır,

$$\tilde{g}_{ab}=\tilde{\Omega}^2 g_{ab}$$

burada $\tilde{\Omega}$ karşılıklı geçiş bölgesindeki ω-denkleminin bazı düzgün çözümlerini içerir. Bu $\tilde{g}$-metriği, kabul edilebilir bir şekilde araştırdığımız karşılıklı geçiş bölgesini kapsayan bir g-metriği henüz değildir, bununla birlikte, seçtiğimiz ω-

denkleminin çok sayıda olası $\tilde{\Omega}$ çözümü vardır. Birazdan bizim kanonik g_{ab} metriğimizin sağlaması gereken daha ileri özelliklerin neler olması gerektiğini inceleyeceğiz. Şimdilik, g_{ab} metriğimizin $R = 4\Lambda$ değerine sahip olduğunu varsayacağız (yukarıdaki $\tilde{g}_{ab}$ metriğini yeni seçtiğimiz g_{ab} metriği olarak yeniden ele aldık). $R = 4\Lambda$ gibi bir sınırlama olmaksızın, Ω ile ω arasındaki karşılıklı ilişki net değildir, ω tipindeki bir konformal faktör için Tod'un önerisini[B.8] bulmayı beklememize rağmen (*bkz.* §2.6'nın sonu ve §3.1 ve §3.22), kütleçekimsel kaynak olarak saf ışımanın oluşturduğu bir Büyük Patlama durumu için konformal faktörün davranışı, Tolman'ın ışınım dolu çözümleriyle birlikte[B.9] (*bkz.* §3.3), gerçekte, geçmiş limitte, sanki bir önceki eon için bir Ω ölçek faktörü karşılıklı düzgün devamlılığı ile *orantılıymış* gibi davranıyor olmasına rağmen, Büyük Patlamaya doğru yaklaşması şeklindedir. $\mathscr{I}$ 'da $\mathscr{C}$ metriği için $R = 4\Lambda$ seçimi bu oranı -1'de sabitler. Bu durum bazı (Π_a üzerine ∇^a diverjans operatörünü etki ettirdiğimizde ve Ω için ω-denklemine uyguladığımızda ortaya çıkan) özel ilişkiler yardımıyla gösterilebilir:

$$\Omega = \frac{\nabla^a \Pi_a}{\frac{2}{3}\Lambda - 2\Pi_b \Pi^b}$$

Bu sınırlama R üzerinde ortaya çıktığı anda, Π formunun özel seçimi (daha genel formdaki $d\Omega/(\Omega^2 - A)$ ifadeler yerine) bu sınırlamada $-A/\Omega$'dan ziyade $\omega = -1/\Omega$ tersi ile iletilen (eksi) Ω konformal faktörüne bağımlı olur. $\mathscr{I}$'da $\Omega = \infty$ olduğunda

$$\Pi_b \Pi^b = \tfrac{1}{3}\Lambda$$

elde ederiz ve $\mathscr{I}$'da ayrıca daha önce (P&R 9.6.17) de ifade ettiğimiz gibi, uzunluğu $\sqrt{\Lambda/3}$ olan $\mathscr{I}$'ya normal $\Pi_a = \nabla_a \omega = N_a$ denklemini elde ederiz.

[B.8] K.P. Tod (2003), 'Isotropik cosmological singularities: other matter models', *Class. Quant. Grav.* 20 521-34. [DOI: 10.1088/0264-9381/20/3/309].

[B.9] *Bkz.* not 3.28.

B7. $\mathscr{I}$ boyunca gerçekleşen dinamikler

Sahip olduğumuz dinamik sistemlerin kesin bir şekilde $\mathscr{I}$ boyunca ilerleyebilmemize izin vereceğini nasıl umabiliriz? Einstein denklemlerinin geçerli olduğu, bütün kaynakların kütlesiz ve iyi tanımlanmış belirlenimci konformal değişmez klasik denklemlere göre ilerlediği daha önceki eonun uzak geleceğini düşünerek işe başlıyoruz. Bunların Maxwell denklemleri, kütlesiz Yang-Mills denklemleri ve Dirac-Weyl benzeri denklemler $\nabla^{AA'}\phi_A=0$ (sıfır kütle limitindeki Dirac denklemi) olacağını varsayıyoruz, yani buna benzer parçacıklar ayar alanları için bir kaynak görevi görmekteler, ve bütün limiti §3.2 ile uyumlu olarak durgun kütle sıfıra yaklaştığı anda tanımlıyoruz. Kütleçekim alanıyla etkileşen bu alanları Ω bir hayalet alanı olmak üzere $T_{ab}=T_{ab}[\Omega]$ denklemi sayesinde belirliyorduk. Ω'nın sonsuz olmasına rağmen $T_{ab}[\Omega]$'nin $\mathscr{I}$ üzerinde sonlu olacağını biliyoruz, çünkü T_{ab} $\mathscr{I}$ üzerinde kendi-kendine sonlu olmaktadır, T_{ab}'nin içerdiği alanların yayılımı konformal değişmezdir ve bu yüzden $\mathscr{C}$ içindeki $\mathscr{I}$'nın konumu ile özel olarak ilgilenmiyoruz. CCC'nin önerdiği şey, durumlar çok daha karmaşık oluncaya dek, belki de sıradan kütleçekimsel kaynakların Higgs mekanizması yoluyla durgun kütle kazanmaya başladığı ya da çok daha gerçekçi alternatif önerilerin nihai olarak açıklığa kavuşturacağı karmaşık durumlarda, madde kaynakları için *benzer* konformal değişmez denklemler $\mathscr{C}$' Büyük Patlama sonrası bölge içinde de geçerli olacağıdır. Bununla birlikte görüyoruz ki, çok kısa bir süre sonra $\mathscr{I}$ kestiği bazı durgun kütle formlarının ortaya çıkmasından kaçamıyoruz (*bkz.* B.11).

B8. Konformal değişmez D_{ab} operatörü

$\mathscr{C}$'nün fiziksel anlamını anlamaya yardımcı olması ve bu bölgede Einstein alan denklemlerinin nasıl bir rol oynadığını göstermesi açısından ilk önce $T_{ab}[\Omega]$'yi inceleyelim:

$$T_{ab}[\Omega]= \frac{1}{4\pi G}\ \Omega^2\{\Omega\nabla_{A(A'}\nabla_{B')B}\Omega^{-1} + \Phi_{ABA'B'}\}$$

$\omega=-1/\Omega$ olduğuna göre denklemi yeniden yazarsak,

$$[\nabla_{A(A'}\nabla_{B')B}+\Phi_{ABA'B'}]\omega=4\pi G\omega^3 T_{ab}[\Omega]$$

Bu ikinci mertebeden ilginç bir denklemi verir,

$$\nabla_{(A(A'}\nabla_{B')(B)}+\Phi_{ABA'B'} = \mathrm{D}_{ab}$$

Bu denklemi konformal ağırlığı 1 olan skaler bir niceliğe etki ettirdiğimizde (burada bir skaler üzerine operatör etki ettiğinde AB ekstra bir simetri özelliğine sahip olmaz), Eastwood ve Rice sayesinde gösterilmiş olduğu gibi[B.10] konformal değişmezlik elde edileceğini belirtmemiz gerekir. Tensörel formda bunu (R_{ab} için yaptığımız uygun işaret gösterimi ile) aşağıdaki şekilde ifade edebiliriz,

$$\mathrm{D}_{ab} = \nabla_a\nabla_b - \tfrac{1}{4}\mathrm{g}_{ab}\Box - \tfrac{1}{2}R_{ab} + \tfrac{1}{8}R\mathrm{g}_{ab}$$

ω niceliğinin gerçekten konformal ağırlığı 1'dir, eğer g_{ab}'ye aşağıdaki denkleme göre *daha ileri* bir yeniden ölçeklendirme uygularsak,

$$\mathrm{g}_{ab} \mapsto \bar{g}_{ab} = \tilde{\Omega}^2\mathrm{g}_{ab}$$

g-metriği için ω'nin yansıması olan $\tilde{\omega}$ tanımı,

[B.10] Bu operatör etkili bir biçimde bükülme kuramındaki kendi tanımı olan 'Einstein demeti' olarak, C.L. LeBrun tarafından, ((1985), 'Ambi-twistors and Einstein equations', *Classical Quantum Gravity* 2 555-63), gösterilmiştir. Eastwood ve Rice tarafından gösterilen daha genel bir operatör ailesinin bir üyesidir (M.G. Eastwood ve J.W. Rice (1987)), 'Conformally invariant differantial operators on Minkowski space and their curved analagues', *Commun. Math. Phys.* 109 207-28, Erratum, *Commun. Math. Phys.* 144 (1992) 213). Ayrıca diğer bir konu ile de bağlantılıdır (M.G. Eastwood (2001), 'The Einstein bundle of a nonlinear graviton', *Further advances in twistor theory Vol: III* içindeki bölüm , Chapmann & Hall/CRC, sayfa 36-9. T.N. Bailey, M.G.Eastwood, A.R. Gover (1994), 'Thomas structure bundles for conformal, projective, and related structures', *Rocky. Mtn. Jour. Math.* 24 1191-217). 'Einstein konformal' operatörü olarak da bilinir, Ayrıca R.Penrose ve W. Rindler (1986), *Spinors and space-times, Vol. II: Spinor and twistor methods in space-time geometry*, Cambridge Üniversitesi Yayınları, sayfa 124 dipnot.

$\tilde{g}_{ab}=\tilde{\omega}^2\hat{g}_{ab}$ yansıması $g_{ab}=\omega^2\hat{g}_{ab}$

haline gelir ve

$$\omega \mapsto \tilde{\omega} = \tilde{\Omega}\omega$$

elde ederiz (ω'nin konformal ağırlığı 1'dir). Böylece,

$$\tilde{\mathrm{D}}_{ab}\tilde{\omega} = \tilde{\Omega}\mathrm{D}_{ab}\omega$$

olur. Bu konformal değişmezliği operatör formunda yazabiliriz.

$$\tilde{\mathrm{D}}_{ab}\circ\tilde{\Omega} = \tilde{\Omega}\circ\mathrm{D}_{ab}$$

$\hat{g}$-metriği için Einstein denklemleri yukarıda verilen g-metriği cinsinden aşağıdaki biçimde ifade edilir,

$$\mathrm{D}_{ab}\omega=4\pi G\omega^3 T_{ab},$$

Bu denklem bize, $\mathscr{I}$ boyunca T_{ab} beklenildiği gibi düzgünse, $\mathrm{D}_{ab}\omega$'nin $\mathscr{I}$'nın kendisi boyunca *üçüncü mertebede* yok olması gerektiğini söyler. Özel olarak, $\mathscr{I}$ üzerinde $\mathrm{D}_{ab}\omega=0$ olması,

$$\mathscr{I} \text{ üzerinde } \nabla_{A(A'}\nabla_{B')B}\omega(=-\omega\Phi_{ABA'B'}) = 0$$

sonucunu doğurur ve bunu aşağıdaki biçimde yeniden yazabiliriz

$$\mathscr{I} \text{ üzerinde } \nabla_{(a}N_{b)}=\tfrac{1}{4}g_{ab}\nabla_c N^c$$

($N_c=\nabla_c\omega$ olduğunu B4'te belirtmiştik.) Bu denklemse, $\mathscr{I}$'ya normal olan vektörlerin $\mathscr{I}$'da 'makaslamadan-bağımsız'* olduğunu, $\mathscr{I}$ için şart noktalarının her birinde 'göbek bağı' olmasıdır, gösterir.[B 11]

B9. Pozitif kütleçekim sabitini korumak

T_{ab}'nin tanımladığı kütlesiz kütleçekim kaynak alanları ve kütleçekim alanı (ya da 'graviton alanı') ψ_{ABCD} –A5'in (P&R

---

* Shear-free –çn.

[B 11] Bu yorumu bana K.P. Tod gösterdi. Penrose ve Rindler'de (1986), bu şart 'asimptotik Einstein şartı' olarak anılır. R. Penrose, W. Rindler (1986), *Spinors and space-times, Vol. II: Spinor and twistor methods in space-time geometry*, Cambridge Üniversitesi Yayınları.

4.10.12) denklemi ile 'şapkalı formda verilen' ve $\omega=-1/\Omega$ yardımıyla yeniden yazılan– arasındaki etkileşimi incelediğimizde, CCC'nin yardımıyla bize gösterilen fiziksel yorumlar hakkında daha fazla bilgi elde edebiliriz.

$$\nabla^{A}_{B}(-\omega\ \Psi_{ABCD})=4\pi G\nabla^{A'}_{B}((-\omega)^2 T_{CDA'B'})$$

Benzer denklemi 'şapkasız' nicelikler cinsinden türetebiliriz,

$$\nabla^{A}_{B}\psi_{ABCD}= -4\pi G\{\omega\nabla^{A'}_{B}T_{CDA'B'}+3N^{A'}_{B}T_{CDA'B'}\}.$$

Bu denklem, ω sıfırdan (negatiften pozitife) düzgün bir şekilde arttığında iyi tanımlanabilen bir davranışa sahip olduğunu belirtmemiz gerekir. Bu durum, bütün sistemin evrimini yöneten kısmi diferansiyel denklem ailesinin, g-metriği cinsinden, $\mathscr{I}$ boyunca $\mathscr{C}^{\wedge}$'den $\mathscr{C}^{\vee}$'ye geçildiğinde ortaya çıkan zorlukları karşılayamadığını göstermektedir.

$\mathscr{C}^{\vee}$'ye geçtiğimizde kullanışlı orijinal $\hat{g}$-metriğine döndüğümüzü hayal edelim. Daha sonra, ($\mathscr{I}$ üzerindeki ilk 'kusurdan' farklı olan), klasik denklem resmimiz, $\mathscr{C}^{\vee}$ uzay-zamanının evrimi için, sonsuzdan başlayarak içe doğru ters-üssel bir çökmeye dayalı çöken bir evren modeli verecektir ki, bu durum kendi evrenimizin uzak geleceği için tahmin edilen olası bir zaman-ters çevrimi durumuna çok benzer görünmektedir. Bununla birlikte, burada önemli bir yorum meselesi vardır, çünkü ω işaret değiştirdiğinde, negatiften pozitife, 'etkin kütleçekim sabiti' (özel olarak yukarıdaki denklemde $-G\omega$ olarak gördüğümüz denklemin sağ tarafındaki ilk terim ω arttıkça baskın olmaya başlayacaktır), $\mathscr{I}$ kesiştikten sonra *işaret değiştirecektir*.[B.12] Alternatif yorum CCC'nin, kuantum alan kuramı ile fiziksel uyumu dikkate almamızdan dolayı erken $\mathscr{C}^{\vee}$ bölgesindeki fiziğin bu özel yorumunun (negatif kütleçekim sabiti ile) kütleçekim etkileşmelerinin önemli olmaya başlaması ile fiziksel olarak doğru bir şekilde açıklanamayacağını

[B.12] Kütleçekimsel sabitteki etkin işaret değişimini diğer şekillerde görebilmek için ışıma alanının 'Grgin davranışı' ile konformal sonsuzluğun karşılıklı olarak geçtiği kütleçekimsel kaynağın 'anti-Grgin davranışını' karşılaştırmamız gerekir; bakın Penrose ve Rindler (1986), §9.4, sayfa 329-32. Penrose, W. Rindler (1986), *Spinors and space-times, Vol. II: Spinor and twistor methods in space-time geometry*, Cambridge Üniversitesi Yayınları.

söyler. Aksine CCC'nin görüş açısı $\mathscr{C}^*$ bölgesine ilerlemeye devam ettiğimizde $\check{g}$-metriğinin sağladığı fiziksel yorumu adapte edebilmek için çok daha uygun olacaktır, burada şimdiki ω pozitif konformal faktörü şimdiki negatifle Ω yer değiştirmiştir, ve etkin kütleçekim sabiti şimdi tekrar pozitif olmuştur.

B10. Yapay g-metrik bağımsızlığını ortadan kaldırmak

Bu anda bir konu tekrar kendini, CCC'nin gereksinmelerine uygun olarak, ortaya çıkarmaktadır. $\mathscr{C}^*$ içine *tek bir* yayılım istiyoruz. Eğer istenmeyen ek serbestlikler konformal faktördeki bir keyfilikten ortaya çıkmamışsa bu durum problem yaratmaz. Bu serbestlikler, $\mathscr{C}^*$'nin konformal-değişmez olmayan kütleçekim dinamiklerine uygunsuz bir şekilde etki eden yapay serbestlik derecelerine yol açar. Bu yapay serbestlik derecelerinin, $\mathscr{C}^*$'nin fiziği tarafından tanımlanamayan ve bu ek veriye bağımlı olmayan $\mathscr{I}$ boyunca yayılımın sağlanması için ortadan kaldırılması gerekir. $\check{g}$-metriğinin seçimindeki bu 'yapay serbestlikler,' yeni bir g_{ab} metriğinin bize sağladığı ve g_{ab}'ye uygulanabilen bir $\tilde{\Omega}$ konformal faktörün yardımı ile gösterilebilir (daha önceki ile uyumlu olarak),

$$g_{ab} \mapsto \tilde{g}_{ab}=\tilde{\Omega}^2 g_{ab}$$

Ve daha önce bulduğumuz gibi,

$$\omega \mapsto \tilde{\omega}=\tilde{\Omega}\omega.$$

Şu ana kadar $\tilde{\Omega}$'dan talep etmiş olduğumuz her şey, $\mathscr{C}$ üzerinde bir pozitif-değerli düzgünce değişen skaler alan olmasıydı (en azından yerel bir alanda), bu alan g-metriğindeki ϖ-denklemini sağlar; bu durum skaler $\tilde{R}$ eğriliğinin 4Λ değerine eşit olması için gereklidir. ϖ-denklemi standart tipte ikinci mertebeden hiperbolik bir denklemdir, bu yüzden eğer $\tilde{\Omega}$'nın değeri ve *normal türevinin* değerinin her ikisi de $\mathscr{I}$ üzerinde düzgün bir fonksiyon tanımlıyorsa, $\tilde{\Omega}$ için tek bir çözüm elde etmeyi ($\mathscr{I}$ bileziğinin yeterince dar olması için) bekleyebili-

riz. Eğer seçtiğimiz bu değerler g-metriğinin kendine özgü bazı davranışlarını anlamamızı sağlayacaksa, bu oldukça kolay anlaşılır bir durumdur. Bu yüzden ortaya bir soru çıkar: Bu yapay serbestlik derecelerini ortadan kaldırmak için bu metrik üzerinde hangi şartlara ihtiyacımız vardır?

Bununla birlikte g-metriği üzerinde bunu başarabilmemizi *engelleyici* türdeki şartlar (belki de ϖ alanı ile birlikte) $\tilde{R}=4\Lambda$'yı koruyan yeniden ölçeklendirme sınıfı içindeki konformal değişmezliktir. Bu yüzden, ihtiyaç duyduğumuz gereksinmelerimizden biri olan $\tilde{g}$-metriğinin $\tilde{R}$ skaler eğriliğinin 4Λ dışında gerçekte herhangi bir değere sahip olduğunu ve gerçekte 4Λ değerinin alan üzerinde herhangi bir ek şart getirmediğini ve bu yüzden yok etmek istediğimiz yapay serbestlik derecelerini azaltmak için daha ileri bir sınırlama olarak kullanılamayacağını talep edemeyiz. Aynı şeyi biraz daha karmaşık olan, $\mathscr{H}$'ya normal vektörün $\tilde{N}^a=\nabla^a\tilde{\omega}$ kare uzunluğunun $\tilde{g}_{ab}\tilde{N}^a\tilde{N}^b$ bazı özel değerlere sahip olmasını (indisler $\tilde{g}$-metriği kullanılarak aşağı indirilmiş ve yukarı kaldırılmıştır) talep etmek içinde uygulayabiliriz. Eğer $\Lambda/3$'ten farklı herhangi bir değer seçersek, daha sonra (daha önce görmüş olduğumuz gibi; P&R 9.6.17) şartın sağlanamadığını görürüz, oysa ki eğer değeri gerçekte olduğu gibi $\Lambda/3$ olarak seçersek, şart hiçbir şekilde yapay serbestliğimiz üzerinde sınırlama getirmez.

Benzer problem ayrıca:

$$\tilde{D}_{ab}\tilde{\omega}=0$$

Olarak seçildiğinde de ortaya çıkar, çünkü konformal faktörün seçimi üzerinde herhangi bir şartı temsil etmez, ayrıca konformal değişmezlik özelliğinden dolayı (daha önce belirtildiği gibi),

$$\tilde{D}_{ab}\omega=\tilde{\Omega}D_{ab}\omega$$

$\tilde{D}_{ab}\tilde{\omega}=0$ denklemi ile $D_{ab}\omega=0$ aynıdır. $\tilde{D}_{ab}\tilde{\omega}=0$ gibi bir şart her durumda sağlanmaz, çünkü birkaç bileşeni vardır ve $\mathscr{H}$'nın her noktasında sadece *iki* şartı gösteren bir şeye ihtiyacımız olduğu için bu şart sağlanmayabilir ($\tilde{\Omega}$'nın ve $\mathscr{H}$'nın her noktasındaki normal türevinin tanımlanmasına benzer olarak). Bununla birlikte (yukarıda görmüş olduğumuz gibi)

$\mathscr{I}$'da $D_{ab}\omega$ üçüncü mertebede $D_{ab}\omega=4\pi G\omega^3 T_{ab}$ olmasından dolayı ortadan kalkar

$$\tilde{D}_{ab}\tilde{\omega} = O(\omega^3)$$

Bununla birlikte mantıklı görünen bir şart olarak $\mathscr{I}$ üzerinde $\tilde{\Phi}_{ab}\tilde{N}^a\tilde{N}^b=0$ olması gerektiğini ileri sürebiliriz. Daha spesifik olarak bu öneriyi

$$\tilde{N}^a\tilde{N}^b\tilde{\Phi}_{ab}=O(\omega)$$

biçiminde ifade edebiliriz. Gerçekte bu niceliğin $\mathscr{I}$ üzerinde ikinci mertebede yok olması gerektiğini talep edebiliriz,

$$\tilde{N}^a\tilde{N}^b\tilde{\Phi}_{ab}=O(\omega^2)$$

Çünkü böylece $\tilde{\Omega}$'yı sabitleyebilmek için ihtiyaç duyulan $\mathscr{I}$'nın her noktasında sağlanması gereken *iki* şart için ve $g_{ab}=\tilde{\Omega}^2 g_{ab}$ sayesinde g-metriği için uygun bir aday bulunmuş olur. D_{ab}'nin tanımından bu alternatif şartları aşağıdaki biçimde ifade edebiliriz:

$$\tilde{N}^{AA'}\tilde{N}^{BB'}\tilde{\nabla}_{A(A'}\tilde{\nabla}_{B')B}\tilde{\omega}= O(\omega^2) \text{ ya da } O(\omega^3).$$

Tensör gösteriminde yukarıdaki iki tanım

$$\tilde{N}^a\tilde{N}^b(\tfrac{1}{8}\tilde{g}_{ab}\tilde{R}-\tfrac{1}{2}\tilde{R}_{ab}) \text{ ve } \tilde{N}^a\tilde{N}^b(\tilde{\nabla}_a\tilde{\nabla}_b-\tfrac{1}{4}\tilde{g}_{ab}\tilde{\Box})\tilde{\omega}$$

biçiminde ifade edilir ve burada (şimdilik yaklaşık işaretini atıyorum)

$$\nabla_{A(A'}\nabla_{B')B}= \nabla_a\nabla_b-\tfrac{1}{4}g_{ab}\Box$$

Ayrıca

$$N^{AA'}N^{BB'}\nabla_{A(A'}\nabla_{B')B}\omega = N^aN^b\nabla_a\nabla_b\omega-\tfrac{1}{4}N_aN^a\Box\omega$$
$$= N^aN^b\nabla_aN_b-\tfrac{1}{2}N_aN^a(\omega^{-1}(N^bN_b-\tfrac{1}{3}\Lambda)+\tfrac{1}{3}\Lambda\omega)$$

olduğunu not edelim.

Bu akla yatkın olan alternatif şartı veya çiftini açık bir şekilde uygulamaya koymayı önerir,

$$N^aN^b\nabla_aN_b=O(\omega) \text{ ya da } O(\omega^2),$$

bu da yukarıdaki şartı oldukça basitleştirir (Burada $N^bN_b-\frac{1}{3}\Lambda$'nın 2. ve 3. düzeyde ortadan kalkacağını not edelim). Diğer taraftan eğer $N^bN_b-\frac{1}{3}\Lambda$, $\mathscr{I}$ üzerinde ortadan kalkarsa,

$\mathscr{I}$ üzerinde $N^aN^b\nabla_aN_b=\frac{1}{2}N^a\nabla_a(N^bN_b)=\frac{1}{2}N^a\nabla_a(N^bN_b-\frac{1}{3}\Lambda)=0$

sonucuna ulaşmış oluruz, yani bu eşit şartların her ikisi ($\tilde{N}^a\tilde{N}^b\tilde{\nabla}_a\tilde{N}_b=O(\omega)$ ya da $\tilde{N}^b\tilde{N}_b-\frac{1}{3}\Lambda=O(\omega^2)$ formundaki) $\tilde{\Omega}$ üzerindeki gerekli alternatif sınırlamalardan biri olarak ele alınabilir. Burada, yukarıda B6'da verilen $\Omega=\nabla^a\Pi_a/(\frac{2}{3}\Lambda-2\Pi_b\Pi^b)$ eşitliğin $\mathscr{I}$ üzerinde Ω için basit bir kutup noktasına sahip olacağını belirtelim, çünkü payda 2. mertebede ortadan kalkıyorsa, $\nabla^a\Pi_a$ paydası 1. mertebede ortadan kalkmalıdır; gerçekten $\tilde{\nabla}^a\tilde{\Pi}_a=O(\omega)$ geçerli olacak akla yatkın tekil bir şarttır, ve B8'i tekrar hatırlatacak olursak $\mathscr{I}$ üzerinde $\nabla_{(a}N_{b)}=\frac{1}{4}g_{ab}\nabla_cN^c$ idi, bu yüzden $4N^aN^b\nabla_aN_b-N^aN_a\nabla_cN^c=O(\omega)$ olur.

Aşağıda B11'de göreceğimiz gibi $\mathscr{C}$'nin U_{ab} enerji tensörü bir μ *izine* sahiptir, uyarlamış olduğumuz prosedüre uygun olarak, bu da bize durgun kütleli, kütleçekim kaynaklarının yayılımını gösterir. Bununla birlikte, bu iz $3\Pi^a\Pi_a=\Lambda$ olduğunda yok olur. CCC felsefesinin görüş açısı en iyi, eğer Büyük Patlamayı takip eden olası durgun-kütleden vazgeçildiği anda, anlaşılabilir. Bu nedenle, g-metriğinin sabitlenmesine ihtiyacı olan $\mathscr{I}$'nın her noktasında iki şartı sağlayan aşağıdaki denklemin var olması gerektiğini ileri süreceğiz:

$$3\tilde{\Pi}^a\tilde{\Pi}_a-\Lambda=O(\omega^3)$$

Ve gerçekten

$$2\pi G\mu=\omega^{-4}(1-\omega^2)^2\,(3\Pi^a\Pi_a-\Lambda),$$

olduğunu buluruz, burada şayet $3\Pi^a\Pi_a-\Lambda$ en azında 4. mertebede sıfır değilse, bu ifade $\mathscr{I}$'da sonsuz olur. Fakat bu problem değil, çünkü μ sadece $\hat{g}$-metriğinde ortaya çıkar ve burada $\mathscr{I}$, eğer $3\Pi^a\Pi_a-\Lambda$ 3. mertebede sıfırsa diğer eğrilik niceliklerinin μ üzerinde baskın olduğu bir tekil Büyük Patlamayı belirtir.

Burada $\mathscr{I}$'nın her noktasında sağlanması gereken iki şart için, tek bir şekilde $\tilde{\Omega}$'nın ve bu anlamda g-metriğinin sabitlendiği, bazı alternatif olasılıkları gördük. Yazımın başlangıcından bu yana, en uygun olarak ortaya çıkan şeyin ne olduğunu tam anlamıyla göstermedim (bu şartların diğerlerinden nasıl bağımsız olduklarını). Benim tercihim yukarıda da belirtildiği gibi, $3\tilde{\Pi}^a\tilde{\Pi}_a-\Lambda$'nın 3. mertebede ortadan kaybolmasıdır.

B11. $\mathscr{C}^{\sim}$'nin madde içeriği

Denklemlerimizin $\mathscr{C}$ Büyük Patlama sonrası bölgesinde fiziksel olarak neye benzediklerini görmek için, terimleri 'ters-şapkalı' nicelikler cinsinden, $\check{g}_{ab}=\omega^2 g_{ab}$ ve $\Omega=\omega^{-1}$ yardımı ile, yeniden yazmamız gerekir. Daha önce belirttiğimiz gibi, $\mathscr{C}$'den $\mathscr{C}^{\sim}$'ye giren kütlesiz maddenin konformal olarak yeniden ölçeklendirilmiş enerji tensörü ile karıştırılmasını önlemek için, toplam Büyük Patlama sonrası enerji tensörünü $\check{U}_{ab}$ olarak göstereceğim:

$$\begin{aligned}\check{T}_{ab}&=\omega^{-2}T_{ab}\\&=\omega^{-4}\hat{T}_{ab}\end{aligned}$$

$\check{T}_{ab}$ tensörü izi ve diverjansı olmadığından, aşağıdaki şartları sağlamalıdır (ölçeklendirme A8 ile uyumludur),

$$\check{T}_a{}^a=0, \quad \nabla^a\check{T}_{ab}=0.$$

Bütün Büyük Patlama sonrası enerji tensörünün iki ek diverjanssız bileşene sahip olduğunu buluruz,

$$\check{U}_{ab}=\check{T}_{ab}+\check{V}_{ab}+\check{W}_{ab}$$

Burada $\check{V}_{ab}$ hayalet alanı haline gelen Ω kütlesiz bir alanı göstermektedir, ve şimdi $\check{g}$-metriğinde *gerçek* kendi-kendine bağlanan konformal değişmez bir alan olarak ortaya çıkar, çünkü $\varpi=\Omega$ $\check{g}$-metriğindeki ϖ-denklemini sağlar ve

$$(\Box+\frac{R}{6})\varpi=\frac{2}{3}\Lambda\ \varpi^3$$

g-metriğinde $\varpi=-1$ olmasından ve ϖ-denkleminin konformal değişmez olmasından dolayı yukarıdaki ifadeyi sağlamalıdır, bu durum $\check{g}$-metriğinde $\varpi=-\omega^{-1}=\Omega$ sonucunu doğmasına yol açar. Yapılanlar $\mathscr{C}$ için yaptıklarımızın tam tersi olarak da yorumlanabilir, burada Ω-hayalet alanı g-metriğindeki ϖ-denkleminin bir çözümü olur ve Einstein'ın fiziksel $\hat{g}$-metriğine dönmemizi sağlayan bir ölçek faktörü olarak yorumlanır. *Bu metrikte* hayalet alanı basitçe '1'dir ve fiziksel bir içeriğe sahip değildir. *Şimdi,* Einstein'ın fiziksel $\check{g}_{ab}$ metriğindeki *gerçek* fiziksel alan olarak Ω'yı inceliyoruz ve konformal faktörün ter-

si olarak düşünüyoruz, çünkü bu metrikte alan '1' olduğundan dolayı, bu durum bize g-metriğine nasıl dönüleceğini göstermektedir. Bu yorumu yapabilmek için gerçekten ω ve Ω konformal faktörlerinin biri diğerinin karşılığı olmalıdır. Gerçek olabilmesi için eksi işareti dahil etmemiz gerekmesine rağmen $-\Omega$, $\check{g}_{ab}$'den g_{ab}'ye yani geriye doğru bir ölçeklenme yapabilmemizi sağlar. Bu tersine yorum denklemlerle uyumludur çünkü Ω, ω değil, uygun metrikteki ϖ-denklemini sağlar.

Bu nedenle, $\check{V}_{ab}\check{V}_{ab}\nabla_{ab}\nabla_a$ tensörü $\hat{g}$-metriğindeki Ω alanının enerji tensörüdür:

$$\check{V}_{ab} = \check{T}_{ab}[\Omega].$$

Böylece

$$\begin{aligned} 4\pi G\check{T}_{ab}[\Omega] &= \Omega^2\{\Omega\nabla_{A(A'}\nabla_{B')B}\Omega^{-1}+\Phi_{ABA'B'}\} \\ &= \Omega^3 D_{ab}\Omega^{-1}=\omega^{-3}D_{ab}\omega=\omega^{-2}D_{ab}1 \\ &= \omega^{-2}\Phi_{ABA'B'} \end{aligned}$$

elde edilmiş olur. Burada iz ve diverjans özelliklerinin sağlandığını not edelim:

$$\check{V}_a{}^a=0 \quad \text{ve} \quad \nabla^a\check{V}_{ab}=0.$$

Bu denklemlerin g-metriğinin ϖ-denklemi olmadığı durumdaki ω tarafından sağlanması önemlidir, Ω olduğunu gördüğümüz durum için, yani -1 kez ω'nin *tersi* olduğu durum, böylece aşağıdaki denklemi sağlamış olur,

$$(\Box+\tfrac{R}{6})\omega^{-1}=\tfrac{2}{3}\Lambda\,\omega^{-3}$$

$$\Box\omega=2\omega^{-1}\nabla^a\omega\nabla_a\omega+\tfrac{2}{3}\Lambda(\omega-\omega^{-1})$$

Bu nedenle $\hat{g}$-metriğinin skaler eğriliği zoraki olarak 4Λ'ya eşitlenemez. Bunun yerine (*bkz.* B.2, P&R 6.8.25, A4)

$$\check{R}=4\Lambda+8\pi G\mu$$

elde edilir, burada

$$\omega^2\check{R}-R=6\omega^{-1}\Box\omega$$

dır, ve bu nedenle

$$\omega^2(4\Lambda+8\pi G\mu)-4\Lambda=6\omega^{-1}\{2\omega^{-1}(\nabla^a\omega\nabla_a\omega-\tfrac{1}{3}\Lambda)+\tfrac{2}{3}\Lambda\omega\}$$

elde edilir, buradan da aşağıda verilmiş olan sonuçlara ulaşabiliriz (*bkz.* B.6):

$$\mu = \frac{1}{2\pi G}\,\omega^{-4}(1-\omega^2)^2\,(3\Pi^a\Pi_a - \Lambda)$$

$$= \frac{1}{2\pi G}\,(3\nabla^a\Omega\nabla_a\Omega - \Lambda(\Omega^2-1)^2]$$

$$= \frac{1}{2\pi G}\,(\Omega^2-1)^2\,(3\Pi^a\Pi_a - \Lambda)$$

Bütün enerji tensörü $\check{U}_{ab}$ Einstein denklemlerini sağlar, $\check{R}=4\Lambda+8\pi G\mu$'ya ek olarak,

$$4\pi G\check{T}_{(AB)(A'B')}=\Phi_{ABA'B'}$$

elde ederiz. Hem $\check{T}_{ab}$ hem de $\check{V}_{ab}$ bir ize sahip olduğunda, ifade $\check{W}_{ab}$'ye indirgenir;

$$\check{U}_a{}^a = \check{W}_a{}^a = \mu$$

$$= \frac{1}{2\pi G}\,(3\Pi^a\Pi_a - \Lambda)(\Omega^2-1)^2$$

ve yukarıda $\check{U}_a{}^a$'ye, $\check{T}_{ab}$ ve $\check{V}_{ab}$ için varsaydığımız ifadelerden hareketle, $\check{W}_{ab}$'yi hesaplayabiliriz,

$$4\pi G\check{W}_{ab}=4\pi G(\check{U}_{ab} - \check{T}_{ab} - \check{V}_{ab})$$

ve daha önceki tanımlardan hareketle;

$$\tfrac{1}{2}(3\Pi^a\Pi_a + \Lambda)(\Omega^2-1)^2\;\check{g}_{ab}+(2\Omega^2+1)\Omega\nabla_{A(A'}\nabla_{B')B}\Omega$$

$$-2(3\Omega^2+1)\nabla_{A(A'}\Omega\nabla_{B')B}\Omega-\Omega^4\Phi_{ab}$$

elde ederiz ki, bu $4\pi G\check{W}_{ab}$'nin tanımlanmasına yönelik çok daha ileri bir adımdır.

B12. $\mathscr{I}$'daki kütleçekim ışıması

Metriğin sonsuz konformal yeniden ölçeklendirilmesinin bir sonucunu, $\mathscr{M}$'den (g_{ab} metriği ile) $\mathscr{M}$'ye ($\check{g}_{ab}$ metriği ile) $\mathscr{I}$ bo-

yunca (g_{ab} metriği ile) geçtiğimizde görürüz, ilk olarak kütleçekimsel serbestlik derecelerinin varlığı, ilk olarak ortaya çıkan ve ψ_{ABCD} yardımıyla $\hat{g}$-metriğinde tanımlanan, $\check{g}$-metriğindeki diğer niceliklere aktarılır. Bununla birlikte (A9, P&R 6.8.4)

$$\hat{\Psi}_{ABCD} = \Psi_{ABCD} = \check{\Psi}_{ABCD} = O(\omega)$$

konformal faktörün davranışı

$$\hat{\Psi}_{ABCD} = \hat{\psi}_{ABCD} = -\omega\, \psi_{ABCD} = -\omega^2\, \check{\psi}_{ABCD}$$

bize

$$\psi_{ABCD} = O(\omega^2)$$

sonucunu verir ve bu sonuç da kütleçekim ışımasının Büyük Patlamada büyük oranda bastırılmış olduğunu söyler.

Bununla birlikte, $\mathscr{I}^+$'de ψ_{ABCD} ile tanımlanan kütleçekim ışımasının serbestlik dereceleri $\mathscr{I}^-$'nin erken dönemleri üzerinde önemli işaretler bırakmıştır. Bunu görebilmek için,

$$\Psi_{ABCD} = -\omega\psi_{ABCD}$$

eşitliğini integre edersek,

$$\nabla_{EE'}\Psi_{ABCD} = -\nabla_{EE'}(\omega\psi_{ABCD}) = -N_{EE'}\psi_{ABCD} - \omega\nabla_{EE'}\psi_{ABCD}$$

sonucuna ulaşırız, bununla birlikte Weyl eğriliği $\mathscr{I}$ üzerinde yok olur, normal türevi de $\mathscr{I}$ dışındaki kütleçekim ışımasının (serbest gravitonlar) ölçülebilmesini sağlar;

$$\mathscr{I} \text{ üzerinde } \Psi_{ABCD} = 0,\ N^e\nabla_e\Psi_{ABCD} = -N^eN_e\psi_{ABCD} = -\tfrac{1}{3}\Lambda\psi_{ABCD}$$

Ayrıca Bianchi eşitliklerinden (A5, P&R4.10.7, P&R4.10.8)

$$\nabla^{A}_{B'}\Psi_{ABCD} = \nabla^{A'}_{B}\Phi_{CDA'B'} \text{ ve } \nabla^{CA'}\Phi_{CDA'B'} = 0$$

Elde edilir böylece,

$$\mathscr{I} \text{ üzerinde } \nabla^{A'}_{B}\Phi_{CDA'B'} = -N^{A}_{B}\psi_{ABCD}$$

ve,

$$\mathscr{I} \text{ üzerinde } N^{BB'}\nabla^{A'}_{B}\Phi_{CDA'B'} = 0$$

sonuçlarına ulaşılır.

$N^{B(B'}\nabla_B^{A'})$ operatörü $\mathscr{K}$'ya teğet olarak davranır ($N^{B(B'}N_B^{A'}=0$ olduğu sürece), böylece denklem $\mathscr{K}$ üzerinde $\Phi_{CDA'B'}$'nin davranışı üzerindeki bir kısıtlamayı gösterir. Ayrıca,

$$N_A^C\nabla_A^D\Phi_{BCB'D'} = -N_A^CN_B^D\psi_{ABCD}$$

olduğunu not edelim, bunu takiben $\mathscr{K}$ üzerinde Weyl tensörünün normal türevinin *elektriksel kısmı*,

$$N_A^C, N_B^D, \psi_{ABCD} + N_A^{C'}, N_B^{D'}, \psi_{A'B'C'D'}$$

ve $\mathscr{K}$ üzerinde ψ_{ABCD}'nin elektriksel kısmı

$$\mathscr{K} \text{ üzerinde } N^a\nabla_{(b}\Phi_{cd)}$$

olarak ifade edilir, *manyetik kısmıysa*,

$$iN_A^CN_B^D\psi_{ABCD} - iN_A^{C'}N_B^{D'}\bar{\psi}_{A'B'C'D'}$$

daha basit olarak,

$$\mathscr{K} \text{ üzerinde } \varepsilon^{abcd}N_a\nabla_{(b}\Phi_{c)e}$$

şeklinde verilir, (ε^{abcd} yarı-simetrik Levi-Civita tensörüdür). Bu eşitlik $\mathscr{K}$'nın iç konformal eğriliğini tanımlayan Cotton-York tensörüdür.[B.13]

[B.13] K.P. Tod'la kişisel iletişimim.

DİZİN

Not: CCC=Döngüsel Konformal Kozmoloji, CMB= Kozmolojik Mikrodalga Ardalanı.

ak delikler 138, 198
  konformal diyagramı 140
Alfa (α) parçacıkları 77
analitik süreklilik 182, 216
Analitik süreklilik 182
Anlık olay, ilk tekillikteki ak-delik istilası 140
Antropik önerme 60, 177
Ashtekar, Abhay 188

B –3 yüzeyi, konformal faktörlerde 154
banyo örneği (entropi) 46
baryon(lar). *bkz.* nötron, proton
  baryon başına entropi 193
  günümüz evrenindeki sayısı 213
basınçsız akışkan 'toz' 69, 107
Bekenstein kara delik entropi argümanı 194, 215
Belinski-Khalatnikov-Lifshitz (BKL) varsayımı 113, 136, 197, 198
Belinski, Vladimir A. 112, 136, 189
belirlenimci yasalar 20, 34
Beltrami, Eugenio 73, 95
beyaz cüceler (yıldızlar) 113, 114, 115, 164
B hiperyüzeyi
  Aeonun başlangıcı olarak 159
  Konformal eğriliğin yok olduğu 147, 172
  uzay-zamanın öncesine uzatılması 147, 154
Bianchi eşitlikleri 249
bilgi kaybı
  bir gözlemci etkisi 215
  kara delikteki 199, 200, 204
  serbestlik derecelerinin kaybı olarak 203
  tekillikte 203
  tekillikteki 215
birimsel evrim ilkesi
  çiğnenmesi 203
Biyolojik sistemler ve entropi 23, 85
Bojowald, Martin 139, 188, 189
Boltzmann'ın entropi formülü 37, 39, 86, 191, 203
  çarpım uzayı 41
  içindeki logaritma 37, 39, 205
Boltzmann, Ludwig 25
Boltzmann sabiti 37
Bondi, Hermann 75, 76, 83
boş koniler
  Minkowski'nin 4-boyutlu uzayında 90
  zaman yönelimli 119

Boş koniler
Genel görelilikte 94
boş koni yapısı 104, 145, 153
Boya karışımı benzetmesi (entropinin) 27
büyükbaba paradoksu 160
Büyük Çatırtı 71
Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC) 154
Büyük Patlama 10, 16, 65. *bkz.* B 3-yüzeyi
Büyük Patlama öncesi fazı 147, 155
Çok kısa bir süre sonraki fiziksel koşulları 151, 179
entropisi 58, 80, 83, 108
ilk kez kullanılması [n.3] 67
İri taneli bölgenin boyutu 58, 60
kökeni 65
organizasyonu 16
özgünlüğü 58, 59, 134, 147
Büyük Patlama 3-yüzeyi 147
Büyük Patlama öncesi önerileri. *bkz.* konformal çevrimli kozmoloji
Büyük Patlama öncesi önerileri 179
ilk öneriler 179
Büyük Patlama sonrası evrenin şime fazı 73, 134, 192, 227
ve öncesi 192, 228
Büyük sayılar N 177
Dicke'nin (ve Carter'ın) argümanı 178
Kozmolojik sabit formülündeki 176

Calabi Denklemi 257
Carnot, Lazare 43
çarpım uzayı 40
iri taneli bölgedeki 41
Carter, Brandon 117, 178, 185
Casimir operatörleri 167
$\mathcal{C}^-$ (büyük patlama öncesi 4-bölge)
denklemler 257
Einstein'ın fiziksel metriği içindeki 256
enerji tensörü içindeki 256
$\mathcal{C}^+$ (büyük patlama öncesi 4-bölge)
Einstein'ın fiziksel metriği içindeki 256
enerji tensörü içindeki 256
madde içeriği 273
Cetvel (Öklitçi ya da Riemann geometrisinde) 99
Chandrasekhar, Subrahmanyan 113
Cihazlar ile ölçüm, entropi artışını 44
CMB sıcaklığının değişimlerinde ki düzeltme
Bir önceki aeonda meydana gelen olaylardan kaynaklanan 230
Cotton-York tensörleri 235, 277

D'Alembert operatörü 247
Dicke, Robert 9, 178
diferansiyel operatörler 170
diffeomorfizm 141
Dirac, Paul 177
'dış' faz uzayı 40, 206
doğal logaritma 37

Eddington, Sir Arthur 143
Einstein, Albert 10, 19, 67, 68, 70, 71, 80, 81, 87, 88, 89, 92, 93, 94, 99, 100, 102, 107, 108, 109, 111, 113, 117, 121, 123, 126, 128, 129, 135, 140, 142, 145, 159, 163, 167, 168, 169, 170, 171, 174, 179, 181, 189, 197, 202, 214, 215, 222, 224, 245, 248, 249, 250, 255, 256, 257, 258, 259, 260, 261, 262, 263, 265, 266, 267, 273, 275

Einstein'ın genel görelilik kuramı 67, 68, 80, 93, 142
Einstein silindiri 121, 123
elektromanyetik dalgalar 170
elektron metriği 168
'elektro-zayıf' kuram 153
eon(lar), teriminin anlamı (CCC içindeki) 161
eşevresiz radyasyon 181
etkin kütleçekim sabiti 174, 268, 269
Evrenin adyabatik genişlemesi 80
evrim eğrisi 54, 55, 56

Finkelstein, David 126, 127, 128, 222
Fowler, William 185
Friedmann, Alexander 68
Friedrich, Helmut 7, 159

galaktik serbestlik dereceleri 42
Gamov, George 76
geçmiş telolojisi 58
genel eşdeğişkenlik (kovaryans) ilkesi 94
Gluonlar 153
Gold, Thomas 75
görelilik. *bkz.* Einstein'ın genel görelilik teorisi

Hahn, Erwin 47
Hajian, Amir 237
Hamilton kuramı 34
Harrison, E. R. 230
Hawking sıcaklığı 200, 215, 216, 217, 219
Hawking, Stephen 128, 135, 197
Heisenberg, Werner 202, 222
Higgs alanı 175, 251
Hoyle, Fred 67, 75, 185
Hubble, Edwin 65

indirgenmiş Planck sabiti 177
İnsan-merkezli ilke 185

jeodezik 95, 104, 120, 121, 125, 216
J yük-akım vektörü 142
kütleçekim eşleniği 142

kapalı zamansal eğriler 159, 160
kara delik bilgi paradoksu 200
Khalatnikov, Isaak Markovich 108
konformal anomali 153
konformal geometri 96, 154, 163
konformal uzayzaman 119, 153
konformal yeniden ölçeklendirme 187
kozmik sansür 115, 132, 140, 197
kozmik şişme 73, 134
kozmolojik ilke 83
kozmolojik modeller 4, 187
kronometre 101
kuantum alan kuramı 152, 196, 220, 268
kuantum saati 102
küçültme (matematiksel prosedür) 141
kütleçekimsel potansiyel enerji 12

Landau limiti 114
Lemaitre, Georges 10, 126
Lifshitz, Evgeny Mikhailovich 108, 112, 113, 136, 189

makroskopik ayırt edilemezlik kavramı 47
Matter, John 77
Maxwell alan tensörü 141, 246
Maxwell, James Clerk 141
metrik tensör g 141
Minkowski, Hermann 88
Misner, Charles W. 113
mixmaster evreni 113
momentum 34

nedensellik 92, 93
negatif enerji yoğunluğu 109
nesnel entropi 50, 82
Newton'ın İkinci Yasası 21
nötrinolar 166
nötron yıldızları 186
nükleer manyetik rezonans (NMR) 47
nükleer spin 50

Oppenheimer, J. Robert 107, 108, 112, 117, 126, 127, 140, 145, 204

Paul Tod
  Weyl-eğrilik hipotezi için önerisi 7
Penzias, Arno 9, 76
Perlmutter, Saul 71
Planck enerjisi 177
Planck kütlesi 177
Planck uzunluğu 177, 221
Planck zamanı 177, 220
Planck'ın siyah cisim eğrisi 78
plazma 77
Poincare, Henri 74
pulsarlar 114

Rastgeleliliğin Sürekli Yürüyüşü 19
Ricci eğriliği 224
Ricci skaleri 248
Ricci tensörü 142, 248, 257
Riemann-Christoffel eğrilik tensörü 248
Riemann geometrisi 98
Rindler gözlemcileri 217, 218
Rindler, Wolfgang 7, 131, 217
Ryle, Sir Martin 76

sanal parçacıklar 218
sanal sayılar 201
Schmidt, Brian P. 71
Schmidt, Maarten 108
Schrödinger, Erwin 37, 86, 170, 200, 201, 202, 247, 253
  gravitonlar için 170
  Schrödinger denklemi 170, 200
Schwarzschild yarıçapı 126, 127
Sciama, Dennis 9, 10, 76
şematik konformal diyagram 117
şematik konformal diyagramlar 132, 133
sicim teorisi 200
sikloid 179, 182
şişme kozmolojisi 225
şişme kuramı 135, 136
  kuantum dalgalanmalarındaki 229
sistemin dalga-fonksiyonu 201
  çöken 201
sistemin geçmiş evrimi 55
sistemin gelecek evrimi 57
sistemin ısı enerjisi 20
sistemin kuantum durumu 201
  indirgenmesi 201
Sitter uzayzamanı 124
'sıçrama' önerileri 179, 182, 186, 188, 198
sıfır durgun-kütleli enerji tensörü 249, 252
Sıfır durgun kütleli parçacıklar. *bkz.* kütlesiz parçacıklar
Slipher, Vesto 65
Smolin, Lee 8, 186
Smoot, George 77
Snyder, Hartland 107
son saçılma yüzeyi 77, 83, 228
soyut indisler 245
sözde-çap 96
Spergel, David 7, 237
spin yankısı 47
Steinhardt, Paul 8
süpernova patlamaları 71, 85
Synge, John L. 101

tamsayılar 28

tensör gösterimi 141, 271
termonükleer reaksiyonlar 87
Thorne, Kip 200
Tod, Paul 7, 147, 212
Tolman'ın radyasyonla dolu evren modeli 156
Tolman'ın salınan evren modeli 182
Tolman, R. C. 79
Ton (boya) 49
topolojik 69, 71, 95, 109, 110, 222
Transvection (matematiksel prosedür) 173
Turok, Neil 8, 188

Unruh etkisi 216
uzaysal evrenin uzaysal geometrisi 73
uzayzamanın konformal yapısı 157

vakum dalgalanmaları 218, 219
vakum enerjisi 176, 218, 219
  kozmolojik sabit 219, 220
Veneziano, Gabriel 228
Weyl eğriliği 144, 224, 276
  başlangıç tekilliklerde ortaya çıkması 145, 172, 276
  CCC ile olan ilişkisi 225
  şekil bozukluğu 144, 240
Weyl Eğrilik Hipotezi (WCH) 145
  CCC versiyonu 172, 192
  konformal diyagramlar için 145
  Tod'un önerisi 147, 154, 159, 183, 192, 198
Weyl tensörü 143, 193, 254, 277
  gelecek sınırında sıfır olması 234
  normal türevi 277
  ölçeklendirmesi 253
Wheeler, John A. 108, 184, 231
Wilson, Robert 9
W-, W+ parçacıkları 154

Yağmur damlası benzetmesi (CMB çemberleri için) 235
yağ-su ayrım örneği 33
yanardağ ağızları (okyanus tabanlarında) 85
Yang-Mills Alanları 251
Yang-Mills denklemleri 153, 265
Yang-Mills kuramı 153
yük-akım korunumu denklemi 246
yüksek entropi durumu 38
yüksek entropili ilk durum 135
yumurta
  Çarpışması/kendi kendine birleşme örneği 21, 22, 24, 38, 55, 56, 57, 58
  düşük entropi durumu 84
  düşük entropi yapısı 84
Yüzeyin kütleçekimi (kara deliğin) 217

Zaman çevrimli kararlı durum modeli [Isotropic singularities in cosmological models] 145
Zamanın ölçümü, parçacığın kütlesine bağlı olarak 101, 158, 167
zamansal eğriler 159, 160
zayıf enerji şartı 111
Zel'dovich, Y. B. 230
Z parçacığı 1

ROGER PENROSE

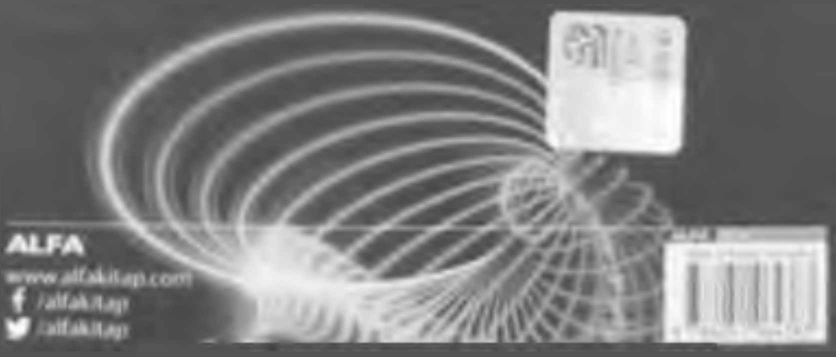
zaman döngüleri

KUANTUM EVRENİNİN OLAĞANÜSTÜ MACERASI

– Scotsman

– Christopher Potter, The Sunday Times

“Müthiş [illegible] provokatif.” – Sky At Night Magazine



ALFA
www.alfakitap.com
/alfakitap
/alfakitap