Fiziğin Gizemi

Roger Penrose



KRALIN YENİ USU

II

TÜBİTAK

11. Basım

KRALIN YENİ USU -II-

FİZİĞİN GİZEMİ

Roger Penrose

Kralın Yeni Usu -II- Fiziğin Gizemi

The Emperor's New Mind - Concerning Computers, Minds, and The Laws of Physics

Roger Penrose
Çeviri: Tekin Dereli
Redaksiyon: Ülker Erkan

© Oxford University Press, 1989

"This translation of *The Emperor's New Mind* originally published in English is published by arrangement with Oxford University Press."

"*Kralın Yeni Usu*'nun bu çevirisi orijinal İngilizce baskının yayıncısı Oxford University Press ile yapılan anlaşma uyarınca yayımlanmıştır."

© Türkiye Bilimsel ve Teknik Araştırma Kurumu, 1997

Bu yapıtın bütün hakları saklıdır. Yazılar ve görsel malzemeler, izin alınmadan tümüyle veya kısmen yayımlanamaz. Türkçe yayın hakları Kesim Ajans aracılığı ile alınmıştır.

TÜBİTAK Popüler Bilim Kitapları'nın seçimi ve değerlendirilmesi TÜBİTAK Yayın Komisyonu tarafından yapılmaktadır.

ISBN 975-403-080-4
ISBN 975-403-083-9

İlk basımı Kasım 1998'de yapılan
Fiziğin Gizemi
bugüne kadar 25.000 adet basılmıştır.

11. Basım Şubat 2004 (2500 adet)

Yayınlar ve Tanıtım Daire Başkanı
Şefik Kahramankaptan

İşletme Müdürü
M. Kemal Bostancıoğlu

Grafik Tasarım: Ödül Evren Töngür
Kapak Tasarımı: Aytaç Kaya
Uygulama: İnci Karakul
Dizgi: Nurcan Öztop

TÜBİTAK
Atatürk Bulvarı No: 221 Kavaklıdere 06100 Ankara
Tel: (312) 427 33 21 Faks: (312) 427 13 36
e-posta: kitap@tubitak.gov.tr
İnternet: kitap.tubitak.gov.tr

Semih Ofset - Ankara

Fiziğin Gizemi

Roger Penrose

ÇEVİRİ
Tekin Dereli

KRALIN YENİ USU

II

TÜBİTAK POPÜLER BİLİM KİTAPLARI

İçindekiler

V. Bölüm
Klasik Dünya 1
Fiziksel Kuramın Klasik Dünyadaki Yeri 1
Eukleides Geometrisi 10
Galilei ve Newton'un Dinamik Kuramı 17
Newton Dinamiğinin Mekanik Dünyası 24
Bilardo Topu Dünyasındaki Yaşam Hesaplanabilir mi? 28
Hamilton'un Mekaniği 33
Faz Uzayı 36
Maxwell'in Elektromanyetizma Kuramı 45
Hesaplanabilirlik ve Dalga Denklemi 50
Lorentz Hareket Denklemi; Başıboş Parçacıklar 51
Einstein ve Poincaré'nin Özel Görelilik Kuramı 54
Einstein'ın Genel Göreliliği 68
Göreli Nedensellik ve Belirleyicilik 80
Klasik Fizikte Hesaplanabilirlik: Neredeyiz? 85
Kütle, Madde ve Gerçeklik 86

VI. Bölüm
Kuantumun Büyüsü ve Kuantum Gizemi 95
Felsefecilerin Kuantum Kuramına Gereksinimleri Var mı? 95
Klasik Kuramın Sorunları 98
Kuantum Kuramının Başlangıcı 101
Çift Yarık Deneyi 103
Olasılık Genlikleri 108
Bir Parçacığın Kuantum Durumu 116
Belirsizlik İlkesi 122
Uve R Evrim Yöntemleri 124
Bir Parçacık Aynı Anda İki Ayrı Yerde Olabilir mi? 126
Hilbert Uzayı 133

Ölçmeler 137
Spin ve Riemann Durumlar Küresi 141
Kuantum Durumlarının Nesnelliği ve Ölçülebilirliği 146
Bir Kuantum Durumunun Kopyalanması 148
Foton Spini 149
Yüksek Spine Sahip Cisimler 152
Çok Parçacıklı Sistemler 154
Einstein, Podolsky ve Rosen 'İkilemi' 160
Fotonlarla Deneyler: Görelilikle ilgili bir sorun mu var? 168
Schrödinger Denklemi; Dirac Denklemi 171
Kuantumlu Alanlar Kuramı 173
Schrödinger'in Kedisi 174
Bugünün Kuantum Kuramında Çeşitli Yaklaşımlar 178
Bütün Bunlar Bizi Nereye Getirdi? 182

V. Bölüm
Klasik Dünya

Fiziksel Kuramın Klasik Dünyadaki Yeri

Bilinç, Doğa'nın bir parçası olabilir mi? Bunu değerlendirmek için Doğa'nın işlevleri hakkında neleri bilmeliyiz? Bedenleri ve beyinleri oluşturan elemanlara hükmeden yasaların neler olduğu gerçekten önemli mi? Yapay Zekâyı destekleyenlerin çoğunun bizi inandırmaya çalıştıkları gibi bilinçli algılamalarımız, algoritmaların uygulanmasından başka bir şey değilse, bu yasalarla ilgili gerçeği öğrenmenin pek bir önemi kalmıyor. Bir algoritmayı uygulayabilen herhangi bir makine, herhangi bir başka makine kadar işe yarayabilir. Öte yandan, bilinçle ilgili duygularımızda, algoritmaları aşan kavramlar varolabilir. Belki de, oluşumumuzu sağlayan ayrıntılı yöntem, bizi oluşturan maddeye hükmeden kesin fiziksel yasalarda olduğu gibi, bilincimizle gerçekten ilgilidir. Belki, maddenin özel doğasının altında yatan ve maddenin nasıl davranması gerektiğine hükmeden erişilmesi zor nitelik her ne ise onu anlamamız gerekecek. Fizik bilimi, henüz bu aşamaya gelmemiştir. Açığa çıkarılması gereken daha bir çok giz ve kazanılması gereken daha derin bir sezgi söz konusudur. Yine de fizikçilerin ve fizyologların çoğu, insan beyni gibi normal boyuttaki bir nesnenin işlevleriyle ilgili fizik yasaları hakkında yeterince bilgiye *şimdiden* sahip olduğumuzu ileri süreceklerdir. Beynin, fiziksel bir sistem olarak istisnai ölçüde karmaşık olduğu kuşku götürmezken ve ayrıntılı yapısı ve buna uygun işlemleri hakkında henüz bunca şey bilinmezken, bir kaç fizikçi ve fizyolog, bilgi eksikliğinin gerçekte, beynin davranışının altında yatan *fiziksel* ilkelerden kaynaklandığını iddia edecektir. Aksine, fiziği, beynimizin işlevlerini fizik yönünden yeterince tanımlayabileceğimiz, ilke olarak bile tanımlayabileceğimiz ölçüde henüz anlamıyoruz. Alışılagelmişin dışındaki bu ko-

nuyu daha sonra tartışacağım. Önce, günümüzün fizik kuramının klasik dünyadaki yerinin genel bir değerlendirmesini yapalım. Kitabın bu bölümü, hem Newton'un mekaniğini hem de Einstein'ın göreli mekaniğini içeren 'klasik fizik' konusu ile ilgilenecektir. Burada 'klasik' sözcüğünün anlamı, 1925 yılında *kuantum kuramının*, (Planck, Einstein, Bohr, Heisenberg, Schrödinger, de Broglie, Born, Jordan, Pauli ve Dirac gibi fizikçilerin esin kaynağı yapıtlarının üretildiği dönemde) moleküllerin, atomların ve atom-altı parçacıkların davranışlarını tanımlayan bu belirsizlik içeren, belirleyici olmayan gizemli kuramın, ortaya çıkışından önce etkin olan kuramlardır. Öte yandan, klasik kuram belirleyicidir, yani gelecek daima tümüyle geçmiş tarafından belirlenir. Klasik fizik, yine de, yüzyıllar boyunca bizi olağanüstü bir şekilde doğru yolda yönlendirmiş olsa bile gizemli bir yönü olduğunu hep hissettirmiştir. Kuantum kuramını da (6. Bölüm) incelemek zorunda kalacağız çünkü, fizyologlar arasında yaygın olan görüşün aksine, kuantum olgularının, beynin işleyişi yönünden önemli olabileceğine inanıyorum, ama bu konu daha sonraki bölümlerin konusunu oluşturacak.

Bilimin bugüne kadar gerçekleştirdikleri dramatiktir. Doğayı yorumlamadaki olağanüstü gücümüzün neleri elde etmemize yardımcı olduğunu görmek için etrafımıza bakmamız yeterlidir. Modern dünyanın teknolojisi, deneysel birikimin zenginliğinden oldukça büyük ölçüde yararlanmıştır. Ancak, teknolojimizin temelini oluşturan fizik *kuramıdır*, ve işte biz burada bu kuramı ele alacağız. Elimizdeki kuramlar, dikkat çekecek ölçüde bir doğruluğa sahiptir. Fakat güçlerini bundan almazlar. Duyarlı ve ayrıntılı bir matematiksel uygulamaya olağanüstü yatkın oldukları da bir gerçektir. İşte tüm bu gerçekler bize gerçekten etkileyici güce sahip bir bilimi sunmuştur.

Fizik kuramının önemli bir bölümü çok yeni değildir. Bir başlangıç noktası vermek gerekirse, fizik kuramı, 1687'de Isaac Newton'un *Principia* (İlkeler) adlı yapıtının yayınlanmasıyla başlamıştır. Bu çok önemli yapıt, bir kaç temel fizik ilkesinden hareketle, fiziksel nesnelerin gerçekte nasıl davrandıklarını anlamak ve çoğu kez tam bir isabetle davranışlarını öngörmek yeteneğini kazandırmaktadır. (*Principia*'nın önemli bir kısmı, daha sonra Euler ve diğerleri tarafından daha pra-

tik yöntemlerle geliştirilmişse de bunlar daha çok matematik tekniklerindeki dikkate değer gelişmelerle ilgilidir.) Newton'un yapıtı, kendisinin de itiraf ettiği gibi, aralarında Galileo Galilei, René Descartes ve Johannes Kepler'in bulunduğu büyük düşünürlerin başarılarından büyük ölçüde yararlanmıştır. Platon, Eudoxus, Eukleides, Arkhimedes ve Apollonios gibi daha eski düşünürlerin önemli temel kavramları da bu yapıtta yer almıştır.

Newton'un dinamik kuramının ana çizgisinden sapmalar daha sonra başlamıştır. Önce, ondokuzuncu yüzyıl ortalarında James Clerk Maxwell elektromanyetizma kuramını geliştirmiştir. Bu kuram, yalnız elektrik ve manyetik alanların klasik davranışını değil ışığın davranışını da açıklar.[1] Bu ilgi çekici kuram, bu bölümün sonlarında tekrar ilgi alanımıza girecektir. Maxwell'in kuramı, bugünün teknolojisi yönünden önemlidir. Elektromanyetik olaylarla beynimizin işleyişi arasında ilişki olduğuna da kuşku yoktur. Ancak, kuşkulu bir yönü vardır ki, o da Albert Einstein adıyla özdeşleşen iki büyük görelilik kuramının, düşünme işlemimiz yönünden herhangi bir öneminin bulunabileceğidir. Maxwell denklemlerinin incelenmesi esnasında geliştirilen *özel* görelilik kuramı, ışığın hızına yakın hızlarda hareket eden cisimlerin şaşırtıcı davranışını açıklamak için Henri Poincaré, Hendrick Antoon Lorentz ve Einstein tarafından ileri sürülmüştür. (ve daha sonra Hermann Minkowski tarafından özenli bir geometrik yorum verilmiştir) Einstein'ın ünlü denklemi $E = mc^2$ bu kuramın bir kısmını oluşturur. Fakat kuramın teknoloji üstüne etkisi bugüne değin pek fazla olmamıştır (Nükleer fiziğin ilgi alanına girdiği yerdeki etkisi hariç), ve beynimizin işlevleri ile ilgisi en azından dolaylı bir ilişki olarak görünmektedir. Öte yandan özel görelilik, *zamanın* nitelikleri ile bağıntılı olarak fiziksel gerçeklik hakkında bize yeni birşeyler anlatmaktadır. Gelecek bölümlerde göreceğimiz gibi bu durum bizi, algıladığımız 'zaman akışı' yönünden önem taşıyabilecek, kuantum kuramı ile ilgili bazı açmazlara sürükleyecektir. Einstein'ın evrensel kütle çekimini tanımlamak için uzay-zaman eğrilerini kullandığı *genel* görelilik kuramını iyice anlamadan önce özel kuramı anlamamız gerekir. Özel kuramın teknoloji üzerindeki etkisi hemen hemen

yok gibiyken* beynimizin işleyişiyle arasında ilinti kurmaya kalkışmak biraz hayalcilik gibi görünebilir. Fakat, özellikle 7. ve 8. Bölümlerde kuantum kuramının tutarlı bir tablosunu çizmeden, uzayın ve zamanın uç noktalarına doğru yol almadan önce gerekli gördüğüm konuları gün ışığına çıkarmak ve böylece *genel* kuramın daha sonraki tartışmalarımızla ilgisinin gerçekten ne kadar önemli olduğunu vurgulamak istiyorum.

Bunlar *klasik* fiziğin ilgi alanına giren konulardır. Peki kuantum fiziğinden ne haber? Görelilik kuramının aksine kuantum kuramı, teknoloji üzerinde giderek daha etkili olmaya başlamıştır. Kimya ve metalurji gibi önemli teknoloji alanlarında etkisinin anlaşılmış olmasının bunda rolü büyüktür. Gerçekten de kimya ve metalurjinin fiziğin kapsamına girdiğini, bunun kuantum kuramının bize kazandırdığı ayrıntılı yeni bir 'sezgi' sayesinde gerçekleştiğini, söyleyenler olabilir. Ayrıca, kuantum kuramının bize sağladığı yepyeni olgular da vardır ve sanırım bunların içinde en aşina olduğumuz olgu lazerdir. Kuantum kuramının, bazı ana konularının, düşünce işlevimizin altında yatan fizikte önemli roller üstlenmeleri de mümkün olamaz mı?

Peki henüz çok yeni bazı fiziksel kavramlara ne demeli? Okuyucularımdan bazıları, 'kuarklar' (bkz. s. 7-8), 'GUT' (Büyük Birleşik Kuramlar), 'genleşen/enflasyoncu evren senaryosu' (bkz. 7. Bölüm, Açıklamalar no. 13), 'süpersimetri', '(süper) sicim kuramı', vs. gibi heyecanla ifade edilmiş fikirlere rastlamış olabilirler. Bütün bu yeni projeler, benim şimdiye kadar ele aldığım kuramlarla nasıl kıyaslanabilir? Bu yeni kuramları da bilmemiz gerekir mi? Sanırım ufkunuzu genişletmek için, temel fiziksel kuramlar ile ilgili geniş kapsamlı üç kategori oluşturmalıyız.

Bu kategorileri şöyle adlandırıyorum:

1. ÜSTÜN
2. YARARLI
3. GEÇİCİ

* Yörüngelerinin hesaplanmasında genel göreliliğin etkileri dikkate alınarak, uzay araçlarının davranışını öngörmek için yüzde yüz olmasa da yeterli doğruluk sağlanabilir. Yeryüzündeki konumları öylesine duyarlı (birkaç desimetre yanılma payıyla) saptayabilen aygıtlar yapıldı ki artık genel göreliliğin uzay-zaman eğrilerinin etkilerine gerçekten gereksinim vardır.

ÜSTÜN kategorisi, bu paragraftan önceki paragraflarda ele aldığım kuramları içermelidir. ÜSTÜN olarak nitelenebilmesi için kuramın, dünyadaki tüm olgulara, bunları hiçbirini yadsımaksızın uygulanabilmesi gerekir. Fakat benim bir koşulum daha var: söz konusu kuramlar, uygulanma kapsamları ve doğrulukları yönünden gereğince *olgusal* olmalıdırlar. 'Üstün' tanımını kullanma tarzıma bakarak, gerçekte bu kategoriye dahil hiç bir kuramın olmaması gerekir! Herhangi bir başka bilim dalında bu kategoriye tam anlamıyla dahil edilebilecek belli başlı bir kuram bilmiyorum. Darwin ve Wallace tarafından önerilen doğal seleksiyon (seçme) kuramı belki bu tanıma en yakın kuramdır ama yine de bir hayli uzaktır.

ÜSTÜN kuramların en eskisi, okulda öğrendiğimiz Eukleides geometrisidir. Eski fizikçiler bunu bir fizik kuramı olarak kabul etmeseler de gerçekten bir fizik kuramıdır: Fiziksel uzayın, ve katı cisimler geometrisinin, olağanüstü doğru bir kuramıdır. Eukleides geometrisini matematiğin bir dalı değil de bir *fizik* kuramı olarak neden kabul ediyorum? Ne tuhaftır ki, bu görüşü benimsememde en belirgin etken, Eukleides geometrisinin, içinde bulunduğumuz fiziksel uzayı *tümüyle doğru olarak tanımlamadığını* artık bilmemizdir! Einstein'ın genel görelilik kuramı bize uzayın, çekimli bir alanda, aslında eğrilikli olduğunu (yani, tam anlamıyla bir Eukleides düzlemi olmadığını) bildirmiştir. Fakat bu gerçek bizi Eukleides'in geometrisini ÜSTÜN olarak sınıflandırmaktan alıkoymamaktadır. Bir metrenin üzerindeki mesafe aralıklarında Eukleides düzleminden sapmalar gerçekten miniciktir; Eukleides geometrisinin uygulamalarındaki hata payı, bir hidrojen atomunun çapından daha azdır!

Statik kuramının yani (hareketsiz cisimlerle ilgili kuramın), Arkhimedes, Pappos ve Stevin tarafından güzel bir bilime dönüştürülen bu kuramın da ÜSTÜN kategorisine dahil edilmesi mantıksal bir yaklaşımdır denilebilir. Bu kuram artık Newton mekaniğinin kapsamında yer almaktadır. 1600'lerde Galilei tarafından ileri sürülen ve Newton tarafından mükemmel ve kapsamlı bir kuram halinde geliştirilen *dinamik* kuramı da kuşkusuz ÜSTÜN sınıfına dahil edilmelidir. Gezegenlerin ve uydularının hareketlerine uygulandığında hata payı on milyonda birden azdır. Newton'un yeryüzündeki cisimler kadar yıldızlar ve ga-

laksileri de kapsayan kuramı, bunlar için de aynı doğruluk oranına sahiptir. Benzer olarak Maxwell'in kuramı, küçücük atomlardan başlayıp bunlardan milyonlarca kez büyüklükteki galaksilere kadar olağanüstü bir ölçek içerisinde, hata payı çok düşük olarak olağanüstü bir doğrulukla uygulanabilir. (Bu ölçeğin en küçük değerlere sahip ucunda Maxwell denklemleri, kuantum mekaniğinin kuralları ile uygun şekilde birleştirilmelidir.) Maxwell'in kuramı da elbette ÜSTÜN olarak tanımlanmalıdır.

Einstein'ın özel görelilik kuramı, (Poincaré'nin öncülüğünü yaptığı, Minkowski'nin yeniden formüle ettiği kuram), ışığın hızına yakın hızlarda, Newton'un tanımlamalarının artık geçerli olamayacakları hızlarda hareket eden cisimleri şaşılacak ölçüde doğru tanımlamaktadır. Einstein'ın olağanüstü güzel ve özgün genel görelilik kuramı; Newton'un dinamik kuramını, gezegenlerin ve uydularının hareketlerine ilişkin tüm duyarlığını kalıtsal olarak içererek, doğruluğu yönünden geliştirmiştir. Ayrıca, Einstein'ın genel görelilik kuramı, bir çok gözlemsel olayın ayrıntılarını, Newton'unkiyle kıyaslanamıyacak bir isabetle açıklar. Bunlardan birisi (nötron yıldızları, bkz. s. 79) Einstein kuramının 10^{14}'de bir ölçüde doğru olduğunu açıklamaktadır. İkincisi birincisini kapsamına alan her iki görelilik kuramı da gerçekten ÜSTÜN olarak sınıflandırılmalıdır (yalnız hata paylarının son derece az olması yönünden değil matematik yönünden güzel kuramlar oldukları için).

Tuhaf bir güzelliğe ve devrimsel niteliğe sahip kuantum mekaniği kuramı, bu kuram tarafından tanımlanabilen olguların ölçeği ve deneysel yöntemlerle kanıtlanan doğruluğa sahip olması dikkate alındığında ÜSTÜN sınıfına girmelidir. Bu kuram ile ilgili hiç bir gözlemsel sapmaya tanık olunmamıştır; ama kuramın asıl gücü bunun çok ötesinde, açıklamayı başardığı ve daha önce açıklanamamış olguların sayısının son derece fazla oluşundadır. Kimya yasaları, atomların kararlılığı, spektrum çizgilerinin (s. 98-99) keskinliği ve gözlemlenebilen özel dağılımları, süperiletkenlik (sıfır elektrik direnci) ve lazerlerin davranışları gibi kuramlar bunların arasında yalnız bir kaçıdır.

ÜSTÜN kategorisi için yüksek standartlar koyuyorum ama fizikte yeni kuramlardan bu sınıfa girenler yok mu? Bence yalnız bir tane var ama o da pek yeni sayılmaz: *kuantum elektro-*

dinamiği (veya QED). Bu kuram, Jordan, Heisenberg ve Pauli'nin yapıtından kaynaklanmış, 1926-1934 yılları arasında Dirac tarafından formüle edilmiş ve 1947-1948'de Bethe, Feynman, Schwinger ve Tomonaga tarafından uygulanabilir duruma getirilmiştir. Kuantum mekaniğinin ilkeleri ile özel göreliliğin bir bileşimi olarak ortaya çıkan bu kuram Maxwell denklemlerini, ve Dirac'ın elektronların hareketi ve spinini bünyesine alan göreli denklemini kapsamaktadır. Bir bütün olarak, ÜSTÜN kuramların özenli yapısına veya tutarlılığına sahip olmamakla birlikte doğal olayları doğru yorumlaması ile dikkat çekicidir. QED'in özellikle dikkate değer bir öngörüsü, elektronun manyetik momentinin değerinin hesaplanması ile ilgilidir. (Elektronlar, dönen birer elektrik yükünün oluşturduğu mıknatıslar gibi davranırlar. 'Manyetik moment' terimi, bu ufak mıknatısların şiddetini tanımlar.) 1.00115965146 (son iki hanede 20 kadar hata payı değerli olabilir), QED'e göre hesaplanabilen manyetik moment iken, son deneysel değer 1.001159652193 olarak bulunmuştur (son iki rakamda 10 hata payı). Feynman'ın söylediği gibi, bu ölçüde bir duyarlılıkla, New York ile Los Angeles arasındaki mesafe, insan saçının bir telinin kalınlığı kadar hata payıyla ölçülebilir! Burada bu kuramın ayrıntılarına girmemiz gerekmiyor ama, konular arasındaki bağlantının kopmaması için, temel niteliklerine bir sonraki bölümün sonlarına doğru değineceğim.*

Günümüzün bazı kuramları var ki, bunları YARARLI kategorisine alıyorum. Bunlardan ikisinin ayrıntılarına girmeyeceğim fakat değinmeden geçilmeyecek kadar önemliler. Birincisi Gell-Mann ve Zweig'ın, (atom çekirdeğini oluşturan protonlar, nötronlar, mezonlar vb. parçacıklar, daha doğrusu şiddetli kuvvetlerle etkileşen) hadron adı verilen atom-altı parçacıklarla ilgili *kuark* modelidir. Bu parçacıkların karşılıklı etkileşmelerini veren kuram, *kuantum kromodinamiği* (QCD) olarak tanınır. Bu kurama göre, tüm hadronlar, Maxwell kuramının belirli bir genelleştirilmesiyle (Yang-Mills kuramı) karşılıklı etkileşmeleri verilen ve 'kuark' adıyla bilinen elemanlardan oluşur. İkinci kuram ise (Glashow, Salam, Ward, Weinberg'in çalışmalarından esinlenerek ve yine Yang-Mills'in kuramı kullanılarak),

* Bkz. Feynman'ın *QED* adlı yapıtı (1985)

elektromanyetik kuvvetleri, radyoaktif bozunmaya neden olan 'zayıf' kuvvetlerle birleştirir. Kuram, *lepton* adı verilen (elektronlar, muonlar, nötrinolar; ile $W^{\pm}$ ve Z° - parçacıklarını, yani 'zayıf etkileşen') parçacıkları kapsamına almıştır. Her iki kuram için olumlu deneysel destek vardır. Ancak, çeşitli nedenlerle, arzu edilemiyecek kadar dağınık kuramlardır. (QED kuramı da dağınıktır ama bu ikisi ondan da dağınıktır) Gözlemlenen duyarlılık oranı ve öngörü güçleri, ÜSTÜN kategorisine dahil edilmeleri için standartın altındadır. Bu iki kuram birlikte (ikincisine QED dahil edilerek) *standart model* adıyla anılır.

Son olarak bir kuram daha var ki bence en azından YARARLI kategorisine dahil edilmelidir. Bu kuram, *evrenin büyük patlamayla oluşumu* adıyla bilinir.* Söz konusu kuram, 7. ve 8. Bölümlerde yer alan tartışmalarımızda önemli bir rol alacaktır.

Bundan başka bir kuramın YARARLI kapsamına girebileceğini sanmıyorum.[2] Yakın zamanlarda, 'süpersimetri' (veya 'süpergravitasyon'), 'Kaluza-Klein', ve son derece popüler 'sicim' (veya 'süpersicim') gibi adlarla tanınan pek çok kuramın yanısıra GUT kuramları (ve bunlardan esinlenerek üretilen 'enflasyoncu senaryo', bkz. 7. Bölüm, açıklama 13) adıyla tanınan başka kuramlar da vardır. Bütün bunlar, kanımca, kesinlikle GEÇİCİ sınıfına dahil edilmelidir. (bkz. Barrow 1988, Close 1983, Davies ve Brown 1988, Squires 1985.) YARARLI ve GEÇİCİ kategorileri arasında en önemli ayırım, GEÇİCİ kategori için dikkate değer deneysel desteğin bulunmayışıdır.[3]

Bu demek değildir ki, içlerinden birisi YARARLI veya ÜSTÜN kategorilerine geçemesin. GEÇİCİ kuramlardan bazıları gerçekten ilerisi için ümit veren özgün fikirler içermektedir ama bunlar, şimdilik, deneysel destek olmaksızın sadece fikirler olmaktan öteye gidemezler. GEÇİCİ kategori çok çeşitli konularda kuramları içermektedir. Bunlardan bazılarının öne sürdüğü fikirler, bakış açılarına yeni ivme kazandıracak tohumlar taşırken bazıları bana kesinlikle yanlış yönlendirilmiş veya çelişkili görünmektedir. (Saygın GEÇİCİ kategorisinden dördüncü bir kategori, örneğin YANLIŞ YÖNLENDİRİLMİŞ kategorisi türet-

* Büyük Patlamanın 'standart modelinden' bahsediyorum. Büyük patlama kuramının çok değişik şekilleri vardır ve bunların içinde bugünlerde en popüleri 'enflasyoncu senaryo'dur. Bence yeri, kesinlikle, GEÇİCİ sınıfıdır!

mek dürtüsüne kapılmadım değil ama hemen vazgeçtim, çünkü dostlarımın yarısını kaybetmek istemiyorum!)

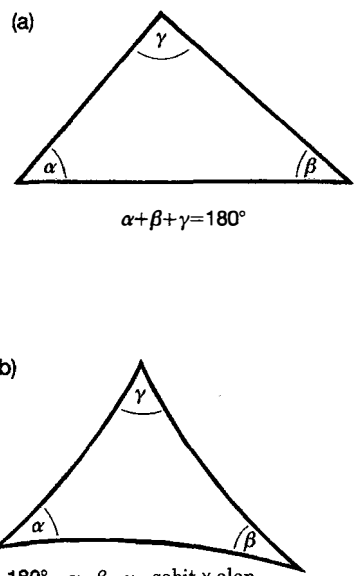
Baştaki ÜSTÜN kuramların, eski kuramlar olmaları kimseyi şaşırtmasın. Tarih boyunca GEÇİCİ kategorisine dahil edilebilecek yığınla kuram üretilmiş olmalı, ama bunlar unutulup gitmiş. YARARLI kuramların çoğu da, aynı şekilde zaman içerisinde kaybolup gitmiş olmalılar; fakat, öyle kuramlar var ki, daha sonra ÜSTÜN olarak nitelenen kuramların özünü oluşturmuşlardır. Bir kaç örnek verelim. Copernicus, Kepler ve Newton çok daha iyi kuramlar üretmeden önce, eski Yunanlıların ileri sürdüğü, *Ptolemaios Sistemi* adıyla tanınan ve gezegenlerin hareketleri ile ilgili, fevkalade özenle tasarımlanmış bir kuram vardı. Bu sisteme göre, gezegenlerin hareketleri, çembersel hareketlerin karmaşık bir bireşimi tarafından yönetilir. Öngörülerde bulunmak için zamanında oldukça etkin bir araç olan sistem, öngörülerin daha isabetli olabilmesi için giderek daha da karmaşıklaştı. Ptolemaios sistemi bugün bize çok yapay geliyor. YARARLI kuramların iyi bir örneği (yirmi yüzyıl kadar süren bir örnek!) olan bu kuram, tarihsel öneme sahip düzenleyici bir rol oynamasına rağmen, bir fizik kuramı olarak sonunda tamamen önemini yitirdi. YARARLI kuramların en *başarılı* örneklerinden olarak Kepler'in, gezegenlerin eliptik hareketi kuramını ve bir başka örnek olarak Mendeleev'in kimyasal elementlerin periyodik tablosunu verebiliriz. Öngörülen 'olgusal' niteliğe kendileri sahip olmasalar da, daha sonra temellerini oluşturdukları ÜSTÜN kuramlar çerçevesinde 'doğru' yorumlamalar konumunu edindiler. (Kepler'in kuramını esas alan Newton kuramı ve Mendeleev'in kuramına dayanan kuantum kuramı.)

Bundan sonraki kısımlarda ve bölümlerde yalnızca YARARLI veya GEÇİCİ yeni kuramlar hakkında söyleyeceğim fazla bir şey yok. ÜSTÜN olanlar hakkında ise söyleyecek çok sözüm var. Yaşadığımız dünyayı dikkate değer ölçüde ayrıntılı şekilde anlamamızı sağlayan böyle kuramlar olduğu için şanslıyız. ÜSTÜN kuramların beynimizin ve usumuzun etkinliklerini kontrol edecek zenginlikte olup olmadıklarına daha sonra karar vermeliyiz. Bu soruya sırası geldiğinde açıklık getireceğim ama şimdilik ÜSTÜN kuramları, bildiğimiz nitelikleriyle irdeleyelim ve anlamadığımız konuyla ilgilerini araştıralım.

Eukleides Geometrisi

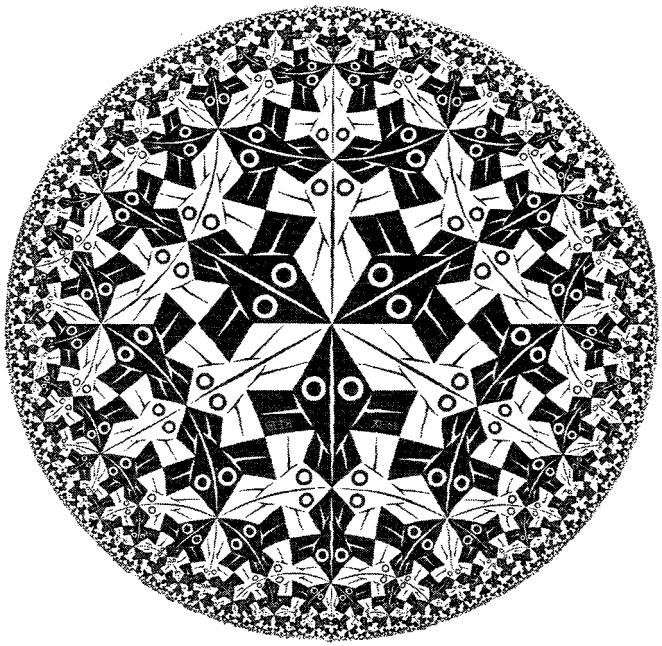
Eukleides geometrisi okulda geometri olarak öğrendiğimiz konudan başka bir şey değildir. Ancak pek çok insan Eukleides kuramının, fizik kuramından çok bir matematik kuramı olduğunu düşünür. Kuşkusuz aynı zamanda bir matematik kuramıdır ama kesinlikle yegane matematiksel geometri değildir. Yaşadığımız dünyanın fiziksel uzayını çok doğru olarak tanımlar fakat bu mantıksal bir zorunluluk değildir, fiziksel dünyanın *gözlemlenen* özelliğidir.

Aslında, *Lobachevsky* geometrisi* (veya hiperbolik geometri) olarak tanınan ve bir çok bakımdan Eukleides geometrisine



Şekil 5.1. (a) Eukleides uzayında bir üçgen, (b) Lobachevsky uzayında bir üçgen.

* Nicolai Ivanovich Lobachevsky (1792-1856), Eukleides'in geometrisine bir seçenek olarak bu tür geometriyi bağımsız olarak keşfeden bir kaç kişiden birisidir. Diğerleri, Carl Friedrich Gauss (1777-1855), Ferdinant Schweickard ve Janos Bolyai'dir.



Şekil 5.2. Lobachevsky uzayının Escher tarafından resimlenmesi.
(Siyah balıkların tümünün aynı biçim ve büyüklükte, beyaz balıkların tümünün aynı biçim ve büyüklükte olduklarını düşününüz.)

benzemekle birlikte bazı ince ayrıntılar yönünden farklı bir başka geometri vardır. Örneğin, öğrencilik yıllarımızdan anımsayacağımız gibi, herhangi bir üçgenin iç açılarının toplamı daima 180°'dir. Bu Eukleides geometrisine göre böyledir. Lobachevsky geometrisinde ise bir üçgenin iç açılarının toplamı daima 180°'den *küçüktür*, ve ikisi arasındaki fark üçgenin alanı ile orantılıdır (bkz. Şekil 5.1). Hollandalı ressam Mauritus C. Escher, bu geometriyi gayet özenli ve doğru şekilde yorumlayarak resimlemiştir. Bunlardan birisi Şekil 5.2'de yer almaktadır. Siyah balıkların aynı biçim ve büyüklükte, beyaz balıkların da aynı biçim ve büyüklükte oldukları düşünülmelidir. Lobachevsky geometrisi, normal Eukleides düzleminde tam bir doğrulukla temsil edilemez; bu durum, çembersel bir sınır içine sıkıştırılmış şekillerin yığılımını açıklamaktadır. Bu şekillerin içerisinde, sı-

nıra yakın bir yerde durduğumuzu varsayınız; ortada ya da herhangi bir başka yerde dursanız da Lobachevsky geometrisinin görünüşü sizin bulunduğunuz konuma göre değişmeyecektir. Eukleides düzleminde resimlendirilmiş bu örneğe göre sınır, Lobachevsky geometrisinde gerçekte 'sonsuzluktadır'. Çembersel sınır, Lobachevsky uzayının bir parçası olarak düşünülemiyeceği gibi, sınırın *dışındaki* herhangi bir Eukleides alanı da böyle düşünülmemelidir. (Lobachevsky düzleminin sanatsal bir tasarımı Poincaré'den esinlenerek gerçekleşmiştir; şekillerin biçimleri çarpıtılmamış yalnız boyutları değiştirilmiştir.) Geometrinin 'düz çizgileri' (ki bazılarına, Escher'in balıklarının yüzleri dönüktür), çembersel sınırla dik açıda kesişen çemberlerdir.

Lobachevsky'nin geometrisinin, kozmolojik ölçekte dünyamızı doğru olarak yansıttığı pekala düşünülebilir (bkz. 7. Bölüm). Ancak, bir üçgenin iç açılarının toplamındaki eksiklik ile alanı arasındaki oransal değişmez değerin *son derece* küçük olması gerektiğinden; Eukleides geometrisi, herhangi bir normal ölçekte gerçek uzay geometrisinin mükemmel bir benzerini oluşturabilir. Bu bölümün sonlarına doğru ele alacağımız gibi, gerçekte, Einstein'ın genel görelilik kuramı bize, dünyamızın geometrisinin, Eukleides geometrisinden (Lobachevksy'nin geometrisine kıyasla daha karmaşık, 'düzensiz' olarak) saptığını anlatmaktadır.

Eukleides geometrisinin, görünüşte, dünyamızın 'uzayının' yapısını doğru olarak yansıttığı gerçeği bizi (veya atalarımızı) yanıltmış, bu geometrinin mantıksal bir gereklilik olduğuna inanmamıza, veya Eukleides geometrisinin yaşadığımız dünyaya uygulanmasının *gerekli* olduğuna dair bir önseziye kapılmamıza neden olmuştur (Büyük filozof Immanuel Kant bile buna inanmıştır). Eukleides geometrisi ile ilgili gerçek çok yıllar sonra Einstein'ın genel görelilik kuramıyla anlaşılmıştır. Eukleides geometrisinin mantıksal bir gereklilik olmanın çok gerisinde salt bir *ampirik gözlemsel gerçek* olduğu, fiziksel uzayımızın yapısına, kesinlikle uymasa bile, yeterli doğrulukla uygun olduğu bu kuram sayesinde anlaşılmıştır! Eukleides geometrisi, yüz yıllar boyunca, gerçekten ÜSTÜN bir *fizik kuramı* olagelmişti. Ayrıca, yalın matematiğin şık ve mantıksal bir parçasını oluşturmaktaydı.

Bir bakıma bu yargılar, Platon'un (İ.Ö. 360 yıllarında kaleme aldığı geometri üzerine ünlü kitapları Eukleides'in *Elementler* adlı kitabından elli yıl kadar öncedir) felsefi görüşlerinden pek uzak değildir. Platon'a göre, yalın geometrinin, noktalar, doğrular, çemberler, üçgenler, düzlemler, vb. nesneleri, gerçek fiziksel nesnelerin dünyası yönünden ancak yaklaşık olarak anlaşılabilirler. Oysa, yalın geometrinin matematik açısından kesin nesneleri, farklı bir dünyada, Platon'un matematik kavramlarının *ideal dünyasında* yer alırlar. Platon'un dünyası somut nesnelerden değil 'matematiksel nesnelerden' oluşur. Bu dünyaya olağan fiziksel yoldan değil *zekâ* yoluyla ulaşabiliriz. Usumuz, matematiksel bir gerçekle ilgilenmeye başladığı zaman, gerçeği, matematiksel uslamlama ve sezgi yoluyla algılayarak Platon'un dünyasıyla ilişkiye geçer. Bu ideal dünyanın, dış deneyimlerimizin maddesel dünyasından farklı ve daha mükemmel olduğu, ama yine de gerçek olduğu kabul edilirdi. (3. ve 4. Bölümlerde, s. 115. ve 134., matematik kavramlarının Platonik gerçekliği üzerine tartışmayı anımsayınız.) Böylece, yalın Eukleides geometrisinin nesneleri düşünce yoluyla incelenebilir ve bu ideal dünyanın bir çok özelliği böylece anlaşılabilirken, dış deneyimin 'mükemmel olmayan' fiziksel dünyasının bu ideale tamamiyle sadık kalması gerekmiyordu. Platon, o zamanların büyük olasılıkla çok kısıtlı bulunan kanıtlarına dayanarak, olağanüstü bir bilgelikle iki önemli kuram geliştirmiştir: Birincisi, matematik yalnız matematik adına incelenmeli ve anlaşılmalı, ve hiç kimse matematiğin, fiziksel deneyimin nesnelerine tamamen doğru olarak uygulanmasını talep etmemelidir. İkincisi, gerçek dış dünyanın işlevleri, sadece kesin matematikle, yani, Platon'un, zekâ yoluyla ulaşılabilen ideal dünyasıyla, anlaşılabilir!

Platon, görüşlerini geliştirmek amacıyla Atina'da bir Akademi kurdu. Akademisinin seçkin üyeleri arasında son derece etkili ve ünlü filozof Aristoteles de vardı. Fakat biz burada, Akademinin başka bir üyesinden, Aristoteles'ten daha az tanınan ama kanımca daha çok yönlü bir bilim adamı, büyük bir düşünür, matematikçi ve astronom olan Eudoxos'tan bahsedeceğiz.

Eukleides geometrisinin derin ve duyarlı, gerçekten çok önemli, bir görüşü vardır ki bunu bugün geometri olarak değer-

lendirmemiz zordur! (Matematikçiler bunu 'geometri' yerine 'analiz' olarak adlandırmayı yeğlerler.) Bu görüş sonucu *reel sayılarla* tanışmamız mümkün olmuştur. Eukleides geometrisi, uzunluklar ve açılarla ilgilenir. Bu geometriyi anlamak için, uzunlukların ve açıların tanımlanmasında ne tür 'sayılara' gereksinim duyduğumuzu saptamalıyız. Ana yeni fikir İ.Ö. dördüncü yüzyılda Eudoxos (İ.Ö. 408-355) tarafından ileri sürüldü.* Yunan geometrisi, Pythagorasçıların, $\sqrt{2}$ gibi sayıların kesir addedilemiyeceğini öne sürmeleriyle (bkz. 3. Bölüm s. 95) bir 'kriz' dönemi geçiriyordu. Yunanlılar için, geometrik öğeleri (öğelerin oranlarını) tam sayılarla (tam sayı oranlarıyla) formüle edebilmek ve böylece geometrik öğeleri, aritmetiğin kurallarına göre inceleyebilmek önemliydi. Eudoxos'un amacı, uzunluk oranlarını (yani, reel sayıları!) *tam sayılarla* tanımlamak yöntemini bulmaktı. Bir uzunluk oranının diğerini ne zaman aştığına, veya iki uzunluğun tamamen eşit sayılıp sayılmayacağına karar vermekle ilgili ölçütleri koymayı başardı.

Genel hatlarıyla düşüncesi şöyleydi: a, b, c ve d dört uzunluksa, bu durumda, a/b oranının c/d oranından *büyük* olduğunu kanıtlamanın ölçütü, M ve N tam sayılarının, a'nın kendisiyle N kez toplamının b'nin kendisiyle M kez toplamından büyük olmasını, diğer taraftan, d'nin kendisiyle M kez toplamının, c'nin kendisiyle N kez toplamından büyük olmasını sağlayacak şekilde var olmasıdır.** a/b'nin c/d'den *küçük* olduğunu gösteren karşıt bir ölçüt de kullanılabilir. $a/b = c/d$ eşitliği ile ilgili ölçütün aranmasının nedeni diğer ikisinden *hiçbirinin* doğrulanabilir olmamasıdır!

Reel sayılarla ilgili soyut matematiksel kuram ondokuzuncu yüzyıla kadar gelişmedi. Dedekind ve Weierstrass gibi matematikçilerin yöntemleri, aslında, yirmi iki yüzyıl önce Eudoxos'un kullandığı yöntemlerden farklı değildi! Bu konuda çağdaş geliş-

* Eudoxos, aynı zamanda, 2000 yıllık bir YARARLI kuramın, gezegenlerin hareketi ile ilgili kuramın da ilk tasarımcısıdır. Bu kuram daha sonra daha ayrıntılı olarak Hipparkhus ve Ptolemaios tarafından geliştirilmiş ve Ptolemaios sistemi olarak tanınmıştır!

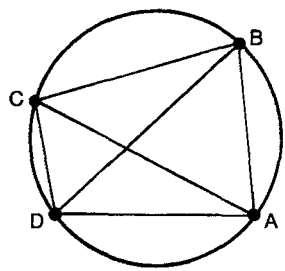
** Modern önermelerde bu bir kesrin, örneğin, $a/b > M/N > c/d$, eşitsizliklerini sağlayan bir M/N kesrinin varlığını gösterir. Eğer $a/b > c/d$ önermesi doğruysa, a/b ve c/d reel sayıları arasında kalan bir kesir daima bulunmaktadır. Buna göre Eudoxos'un ölçütü doğrulanmış oluyor.

meleri burada açıklamaya gerek görmüyorum. Modern kurama 3. Bölümde s. 97'de üstü kapalı değinmiştim ama konuyu fazla dağıtmamak için reel sayılar tartışmasını, daha aşina olduğumuz ondalık açılımlarla sınırlı tutmuştum. (Gerçekte, söz konusu seri açılımları 1585'te Stevin tarafından ileri sürülmüştür.) Ondalık açılım, bizim yabancısı olmadığımız bir konu olmasına karşın, eski Yunanlılarca bilinmiyordu.

Ancak, Eudoxos'un önermesiyle Dedekind ve Weierstrass'ın önermesi arasında önemli bir fark vardır. Eski Yunanlılar, reel sayıları, geometrik öğelerle (öğelerin oranlarıyla) verilen değerler, yani 'gerçek' uzayın özellikleri, sanıyorlardı. Yunanlılar için geometrik öğeleri aritmetik terimleriyle tanımlamak önemliydi çünkü böylece bunları kesin bir dille tartışabiliyorlar, harika geometrik kuramlarının temel unsurları olan bu öğelerin toplamlarını veya çarpımlarını tam olarak bulabiliyorlardı (Şekil 5.3'te *Ptolemaios*'un dikkate değer bir teoremini şematik olarak verdim. Gerçi Ptolemaios bir çember üzerindeki dört noktanın aralarındaki uzaklıkla ilgili bu teoremi Eudoxos'un zamanından çok sonra bulmuştur. Şemada, toplamlara ve çarpımlara ne kadar gereksinim olduğu vurgulanmıştır). Eudoxos'un ölçütleri son derece verimliydi ve özellikle, Yunanlıların düzgün geometrik şekillerin alanlarını ve hacimlerini doğru olarak hesaplamalarını sağladı.

Ancak, ondokuzuncu yüzyılın matematikçileri ve elbette günümüzün matematikçileri için, geometrinin rolü değişmiştir. Eski Yunanlılar, özellikle Eudoxos için 'reel' sayılar, fiziksel uzayın geometrisinden *çıkarılabilecek* şeylerdi. Şimdilerde reel sayıların mantıksal olarak geometriden daha basit olduğunu düşünmeyi yeğliyoruz. Böylece, her biri sayı kavramından *başlayan farklı* tipte her türlü geometri inşa edebiliyoruz (Ana fikir, onyedinci yüzyılda Fermat ve Descartes tarafından öne sürülen koordinat kuramlarından kaynaklandı. Koordinatlar, geometrinin başka tiplerini *tanımlamak* için kullanılabilir.) Bu tür bir 'geometri', mantık yönünden tutarlı olmalıdır ama, deneyimlerimizin fiziksel uzayı ile doğrudan ilişkili olması gerekmez. Bu özgün fiziksel geometriyi, deneyimimizin idealleştirilmesiyle algılıyoruz (başka bir deyişle, sonsuz büyük veya sonsuz küçük boyutlara doğru uzatarak algılıyoruz, (bkz. 3. Bölüm

s. 102) desek bile bugünkü deneylerimizin yeterince doğru tahmin yapmamızı sağladığı dikkate alınırsa bizim 'denenmiş' geometrimizin Eukleides'in ideal geometrisinden (s. 79) gerçekte farklı olduğunu ve aslında Einstein'ın genel görelilik kuramının öngördüğü uzay geometrisi ile tutarlı olduğunu kabul etmeliyiz. Ancak, fiziksel dünyanın geometrisi ile ilgili görüşümüzdeki değişikliğe karşın Eudoxos'un yirmi üç yüzyıllık reel sayı kavramı temelde hiç değişime uğramadığı gibi Einstein'ın kuramında da en az Eukleides'inkindeki kadar etkili olmuştur. Gerçekten bu kavram, günümüze değin öne sürülen bütün ciddi fiziksel kuramların temel öğesini oluşturmuştur.



Şekil 5.3. Ptolemaios teoremi

Eukleides'in *Elementler* adlı yapıtının beşinci kitabı, temelde, yukarıda açıklanan ve Eudoxos'un getirdiği 'orantı kuramı'nın bir sunumudur. Söz konusu kuram, bir bütün olarak yapıtı derinden etkilemiştir. *Elementler* İ.Ö. 300 yıllarında ilk kez yayınlandığında, tüm zamanların en etkileyici yapıtı olarak kabul edilmiş olmalı: Kendinden sonra üretilen hemen hemen tüm bilimsel ve matematiksel kuramlara zemin hazırlamıştır. Yöntemleri, uzayın 'kendiliğinden kanıtlı' özelliklerine sahip oldukları varsayılan, açıkça tanımlanmış aksiyomlardan başlayan uslamlanabilir yöntemler olup bunlardan, pek çoğu çarpıcı ve önemli fakat hiç de kendini kanıtlar yapıda olmayan sayısız sonuçlara varılmıştır. Eukleides'in bu yapıtının, bilimsel düşüncenin gelişimi yönünden son derece önemli olduğu tartışılamaz.

Eski çağların en büyük matematikçisi kuşkusuz Arkhimedes'tir (İ.Ö. 287-212). Eudoxos'un orantı kuramını ustalıkla kul-

lanarak, küre gibi veya paraboller veya spiraller gibi daha karmaşık şekilleri kapsayan alanları ve hacimleri hesapladı. Bugün bu amaçla sonsuz küçükler hesabını (kalkulus) kullanıyoruz ama tartıştığımız konu, bu yöntemin Newton ve Leibniz tarafından keşfinden ondokuz yüzyıl kadar önceydi! (Sonsuz küçükler hesabının hemen hemen yarısının, yani integralin Arkhimedes tarafından bilindiğini söyleyebiliriz!) Arkhimedes'in savlarında sergilediği matematiksel güce, modern standartlarla bile ulaşılması zordur. Yazıları, başta Galilei ve Newton olmak üzere bir çok matematikçiyi ve bilim adamını derinden etkilemiştir. Arkhimedes, aynı zamanda, statiğin fiziksel kuramını da (ÜSTÜN?) (Kaldıraç yasası gibi dengedeki cisimlerin yasasını ve yüzen cisimlerin yasaları, vb.) keşfederek, bir tümden-gelimsel bilim halinde geliştirdi. Tıpkı Eukleides'in geometrik uzay ve katı cisimlerin geometrisi bilimlerini geliştirdiği gibi.

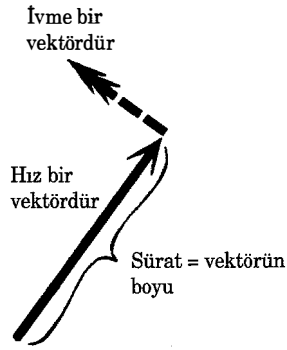
Arkhimedes'in değinmem gereken bir çağdaşı Apollonios'tur (İ.Ö. 262-200). Büyük bir geometri ustası olan Apollonios, koni kesitleri (elipsler, paraboller ve hiperboller) kuramıyla Kepler ve Newton'u önemli ölçüde etkilemiştir. İlginçtir ki, Apollonios'un söz konusu şekilleri, gezegenlerin yörüngelerini tanımlamak için gerekli şekillerin ta kendisidir!

Galilei ve Newton'un Dinamik Kuramı

Onyedinci yüzyılın bilime katkısı, *hareket* kavramını getirmiş olmasıdır. Eski Yunanlıların statik nesneler, rigid (katı) geometrik şekiller, veya *dengedeki* cisimler (yani, tüm etki eden kuvvetler dengede olduğu için hareket etmeyen cisimler) hakkında harikulade bir anlayışı vardı ama cisimlerin *hareketine* hükmeden ilkeler hakkında bir fikirleri yoktu. *Dinamik* kuram, başka bir deyişle Doğanın, cisimlerin bir andan bir diğer ana yer değiştirmesine, bu yer değiştirmeyi kontrol eden o güzel yöntemine ilişkin kuramdan yoksundular. Bunun nedeni kısmen (ama asla tamamen değil), zamanı yeterince doğru gösteren bir aygıtlarının, yani oldukça iyi bir 'saat'lerinin bulunmamasıydı. Konum değişikliklerinin doğru zamanlanması ve cisimlerin hızlarının ve ivmelerinin iyi değerlendirilmesi için

böyle bir saat gereklidir. 1583'te Galilei'nin, zamanı ölçmek için güvenilir bir aygıt olarak sarkaçın kullanılabileceğine ilişkin gözlemi, kendisi için (ve bir bütün olarak bilimin gelişmesi için!) son derece önem taşıyordu; çünkü hareketin zamanlaması doğru olarak saptanabilecekti.[4] Ellibeş yıl kadar sonra 1638'de, Galilei'nin *Discorsi* (Söyleşiler) adlı yapıtının yayınlanmasıyla, yeni bir konu olan dinamik gündeme geldi ve böylece eskinin mistisizminden modern bilime geçiş başlamış oldu!

Galilei'nin buluşu olan en önemli fiziksel görüşlerden sadece *dördüne* değinmek istiyorum. Birincisi, bir cisme uygulanan kuvvet, 'hızı' değil *ivmeyi* tayin eder. 'İvme' ve 'hız' sözcüklerinin gerçekte anlamları nedir? Bir parçacığın, veya bir cismin üzerindeki bir noktanın *hızı*, bu noktanın konumunun, zamanla değişimi oranıdır. Hız, normal olarak, bir *vektör* nicelik olarak kabul edilir, yani değeri kadar *yönünün* de dikkate alınması gerekir (aksi halde 'sürat' terimini kullanırız; bkz. Şekil 5.4). İvme ise (yine bir vektör niceliktir), hızının, zamanla değişimi oranıdır. Öyleyse ivme, gerçekte, zamanla konumun değişimi oranının değişimi oranıdır! (Hem 'saatler' hem de 'değişim oranları' ile ilgili matematiksel görüşler hakkında yeterli bilgileri olmadığı için eski bilim adamlarının bunu değerlendirmeleri zordu.) Galilei, bir cismin üzerine etkiyen kuvvetin (onun örneğinde bu kuvvet çekim kuvvetiydi), bu cismin ivmesini kontrol ettiğini fakat hızını doğrudan kontrol etmediğini buldu: Halbuki Aristoteles gibi eski bilim adamları buna inanmışlardı.



Şekil 5.4 Hız, sürat ve ivme

Özellikle, kuvvet yoksa hız sabittir, buna göre, bir doğru boyunca sabit hızla hareket, kuvvet *yokluğundan* kaynaklanacaktır (Newton'un ilk yasası). Serbest hareket eden cisimler yollarına düzgün olarak devam ederler ve ilerlemelerini sürdürmek için kuvvet uygulanmasına gereksinimleri yoktur. Gerçekten de, Galilei ve Newton'un geliştirdikleri dinamik yasalarının bir sonucu, düzgün doğrusal hareketin, fizik yönünden, hareketsizlik durumundan hiç bir farkının olmadığıdır: düzgün hareket, hareketsizlik demektir! Galilei bu görüşü açıkça vurgulamış (Newton'dan daha açık şekilde) ve denizde seyreden gemi örneğiyle somutlaştırmıştır: (bkz. Drake 1953, s. 186-7):

"Büyük bir geminin güverte-altı kamaralarından birine bir arkadaşınızla yerleşin ve yanınıza bir kaç sinek, kelebek ve buna benzer kanatlı böcekler, ve içinde bir kaç balık bulunan içi su dolu bir çanak alın; altındaki leğene damla damla su damlatan bir şişeyi tavana asın. Gemi seyir halinde değilken, kanatlı böceklerin kamaranın her tarafına aynı hızla uçtuklarını gözlemleyin. Balıklar hangi yöne gittiklerini umursamaksızın çanağın içerisinde her yöne yüzeceklerdir; su damlaları leğene dikine damlamayı sürdürecektir; ...Siz bütün bunları dikkatle gözlemlerken geminin, düzgün ve oraya buraya yalpalamaksızın yol alması koşuluyla istediğiniz bir hızda seyretmesini sağlayın. Dikkatle gözlemlediğiniz hareketlerde hiç bir değişiklik olmadığını göreceksiniz; sözü edilen hareketlere bakarak geminin hareket halinde mi yoksa demir atmış durumda mı olduğuna karar veremezsiniz... Su damlaları, geminin kıç tarafına savrulmadan, alttaki leğene dikine damlamaya devam edecektir, oysa damlalar havada iken gemi bir kaç fersah ilerlemiş olacaktır. Balıklar çanağın ön tarafına, arka tarafına yüzdükleri rahatlıkla yüzecekler, çanağın kenarında bir yere yerleştirilmiş lekeye doğru aynı rahatlıkla ilerleyeceklerdir. Sinekler, kelebekler, vb. her yöne uçuşlarını aynı şekilde sürdürecekler, geminin aynı yönde seyretmesinden bıkmış gibi uçuşlarını kıç tarafına doğru yoğunlaştırmayacaklardır".

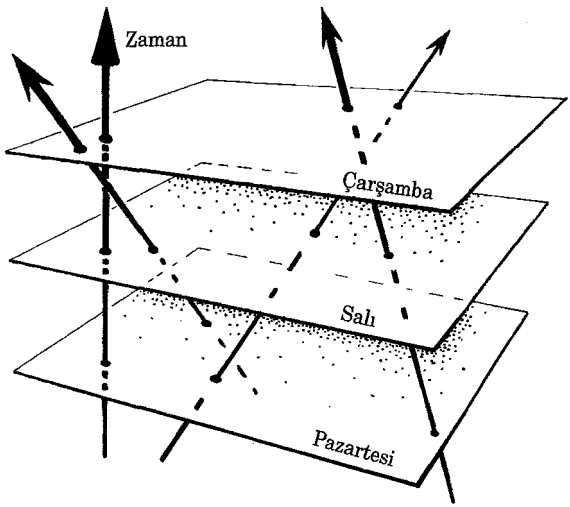
Galilei Görelilik İlkesi olarak adlandırılan bu gerçek, *Copernicus'un görüşünün* dinamik bir anlama sahip olması yönünden çok önemlidir. Niccolai Copernicus (1473-1543), ve eski Yunan astronomu Aristarkhos, (İ.Ö. 310-230), (Aristoteles

ile karıştırılmamalıdır!), Güneş hareketsiz dururken Dünya'nın kendi ekseni etrafında dönerken bir taraftan Güneş etrafındaki yörüngesinde döndüğünü ileri sürmüştür. Hızı saatte 100 000 kilometreye varan bu eylemin neden farkına varamıyoruz? Galilei dinamik kuramını sunmadan önce bu soru, Copernicuscu görüş için tam bir bulmacaydı. Aristoteles'in, bir sistemin uzaydaki hareketi esnasında gerçek *hızının* dinamik davranışını etkilediği hakkındaki dinamik kuramı doğru olsaydı, Dünya'nın hareketinden kuşkusuz doğrudan doğruya etkilenmemiz gerekirdi. Galilei'nin göreliliği, Dünya'nın nasıl hareket ettiğini açıklıyor ama bu hareketi biz doğrudan algılayamıyoruz.*

Galilei'nin göreliliğinde, 'eylemsizlik' kavramına verilebilecek fiziksel bir anlam bulunmadığına dikkat ediniz. Bu, uzay ve zamanın incelenmesi yöntemi ile ilgili önemli bir ipucu vermektedir. Bizim uzay ve zamanın, içgüdüsel olarak çizdiğimiz resminde 'uzay', fiziksel olayların yer aldığı bir tür arenadır. Fiziksel bir nesne bir an için bu uzayın herhangi bir noktasındayken, başka bir anda ya aynı noktasında veya başka bir noktasındadır. Bir nesnenin uzaysal konumunu gerçekten değiştirip değiştirmediğini açıklamanın bir anlam taşıması için, uzaydaki noktaların, her nasılsa, bir andan öteki ana varlıklarını sürdürdüklerini düşleriz.

Fakat, Galilei'nin görelilik ilkesine göre, 'eylemsizliğin' mutlak bir anlamı yoktur, dolayısıyla 'iki ayrı zamanda aynı mekanda bulunan nokta'ya verilecek bir anlam da yoktur. Fiziksel deneyimin üç boyutlu Eukleides uzayında bir zamanda yer alan herhangi bir noktası, üç boyutlu Eukleides uzayında bir başka zamanda yer alan aynı nokta mıdır? Bunu yanıtlamanın bir yolu yok. Öyle görünüyor ki zamanın her bir anı için *yepyeni* bir Eukleides uzayına sahipolmalıyız! Fiziksel gerçekliğin *dört boyutlu uzay-zaman* grafiğini ele alalım (Şekil 5.5). Farklı zaman-

* Kesin ifade etmek gerekirse, bu durum, Dünya'nın hareketinin yaklaşık olarak tekdüze sayılabileceği, dönme eyleminin yer almadığı varsayımıyla ilgilidir. Dünya'nın dönme eylemi (nispeten küçük çapta) dinamik etkiler yaratır ve bu etkiler, kuzey ve güney yarım kürelerinde farklı yönlerde esen rüzgârlarda olduğu gibi, saptanabilir. Galilei, söz konusu tekdüze-olmayan eylemin, gelgit olayını yarattığını düşünmüştür.



Şekil 5.5. Galilei'nin uzay-zamanı:
Tekdüze eylemli cisimcikler doğrularla gösterilmiştir.

lara karşı gelen üç boyutlu Eukleides uzayları birbirinden ayrı uzaylar olarak kabul edilirler, fakat bu uzayların hepsi birleştiğinde dört boyutlu bir uzay-zaman resmi ortaya çıkar. Düzgün doğrusal hareket eden parçacıkların geçmişleri, uzay-zamanda doğrularla (Dünya çizgileri adı verilir) tanımlanırlar. Uzay-zamanı ve hareketin göreliliği konularını Einstein'ın görelilik kuramı çerçevesinde daha ileride ele alacağım. Dört boyutluluk savının sözü edilen kuram için çok önemli olduğunu göreceğiz.

Galilei'nin büyük bilgeliklerinden üçüncüsü, *enerjinin korunumu* kavramının ilk aşamasını oluşturmuştur. Galilei, en çok, nesnelerin evrensel kütle çekiminin etkisi altındaki hareketi ile ilgilenmişti. Bir cismin eylemsizlikten kurtulduğu takdirde, ister serbest düşsün, isterse uzunluğu sabit bir sarkacın ucunda sallansın, isterse düzgün bir eğik düzlem üzerinde kaysın, hareketin hızının, daima ve *sadece*, serbest kaldığı noktadan itibaren ulaştığı düşey uzaklığa bağlı olduğuna dikkat etmiştir. Ayrıca bu hız cismin hareket ettiği noktaya geri dönmesi için daima yeterlidir. Öyleyse, yerden yüksekliğine bağlı olarak depolanan enerji (gravitasyonel potansiyel enerji), cismin hareket

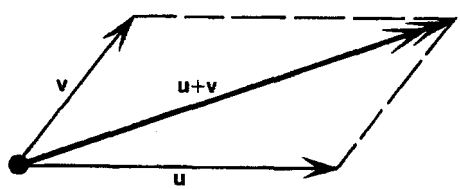
enerjisine (onun *hızına* bağlı kinetik enerjiye) çevrilebilir ve bu enerji tekrar dönüşebilir. Enerji bir bütün olarak ne kaybolur ne de kazanılır.

Enerjinin korunumu yasası çok önemli bir fiziksel ilkedir. Bağımsız bir fiziksel koşul değildir, fakat, biraz sonra tartışacağımız gibi, Newton'un dinamik yasalarının bir *sonucudur*. Bu yasanın giderek kapsamlaşan formülasyonları yüzyıllar boyunca Descartes, Huygens, Leibniz, Euler ve Kelvin tarafından yapılmıştır. Bu konuya bu bölümde ve 7. Bölümde döneceğiz. Galilei'nin görelilik ilkesiyle birleştiğinde enerjinin korunumu yasası diğer bazı korunum yasalarına kaynak olmuştur: *Kütlenin korunumu ve momentumun korunumu*. Bir cismin momentumu, kütlesiyle hızının çarpımına eşittir. Momentumun korunum yasasının en iyi örneği bir füze fırlatma sürecinde görülür. Bu süreçte füzenin ileriye doğru momentumunun artması, (daha az kütlesel fakat buna karşılık daha hızlı) ekzos gazlarının geri momentumunu kesin olarak dengeler. Bir silahın geri tepmesi de momentumun korunumu yasasına bir örnektir. Newton yasalarının bir başka sonucu, bir sistemin kendi ekseni etrafında dönüşünü tanımlayan *açısal momentumun* korunumudur. Dünya'nın kendi ekseni etrafında dönmesi ve bir tenis topunun ekseni etrafında dönmesi açısal momentumların korunumu sayesinde süreklidir. Herhangi bir cismin kendini oluşturan her bir parçacığı bu cismin toplam açısal momentumuna katkıda bulunur; herhangi bir parçacığın katkısının miktarı, momentumu ile merkezden dikey uzaklığının çarpımına eşittir. (Sonuç olarak, serbest dönen bir cismin açısal hızı, bu cismi sıkıştırmak suretiyle artırılabilir. Paten kayanlarda ve trapezcilerde gözlemlediğimiz hız artışı buna en güzel örnektir. Kol ve bacak kaslarının gerilmesi, açısal momentumun korunumu nedeniyle, dönüş hızının artmasına neden olur!) Kütle, enerji, momentum ve açısal momentum gibi kavramların bizim için ne kadar önemli olduklarını daha sonra anlayacağız.

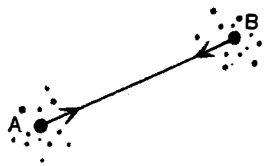
Son olarak Galilei'nin kehanet niteliğinde bir öngörüsünden söz etmek istiyorum: Hava sürtünmesi olmaksızın tüm cisimler yerçekiminin etkisiyle aynı hızda düşerler. (Okuyucu, Galilei ile ilgili ünlü öyküyü, çeşitli cisimleri Pisa Kulesinden aynı anda atmasıyla ilgili öyküyü sanırım hatırlayacaktır.) Üç yüzyıl

sonra bu öngörü, bu bölümün sonlarına doğru göreceğimiz gibi Einstein'ın, görelilik ilkesini, referans sistemlerinin ivmesini kapsayacak şekilde genişletmesini sağladı ve yerçekimi ile ilgili olağanüstü genel görelilik kuramının temel taşını oluşturdu.

Galilei'nin attığı sağlam temeller üzerine Newton, haşmetli bir katedral inşa etmeyi başarmıştır. Newton, maddesel cisimlerin davranışını düzenleyen üç yasa yarattı. Birinci ve ikinci yasalar, daha önce Galilei'nin özünü verdiği yasalardı: bir cisme hiç bir kuvvet etkimezse cisim, bir doğru üzerindeki tekdüze hareketini sürdürür; cisme bir kuvvet uygulanırsa bu durumda kütle çarpı ivmesi (yani, momentumdaki değişim oranı) bu kuvvete eşittir. Newton'un kendine özgü sezgisiyle gerçekleştirdiği yasa üçüncü yasadır: A cisminin B cismine uyguladığı kuvvet, B cisminin A cismine uyguladığı kuvvete eşit, ancak ters yönlüdür. ('Her etkiye eşdeğerde bir tepki vardır'.) Bu yasa, Newton'un anayasası olmuştur. 'Newton'un evreni', Eukleides'in geometrisinin ilkelerine bağımlı bir uzayda oraya buraya hareket eden parçacıklardan oluşur. Bu parçacıkların ivmeleri, onlara etkiyen kuvvetler tarafından belirlenir. Her parçacığın üzerindeki etki, *öteki* parçacıklardan kaynaklanan ayrı ayrı etkilerin biraraya getirilmesiyle (*vektör toplama ilkesini*, Şekil 5.6. kullanarak) elde edilir. Sistemin iyi tanımlanmış bir sistem olmasını sağlamak için kesin bir kurala, A cismi üzerindeki hangi etkinin B cisminden kaynaklanacağını bize bildirecek bir kurala gereksinimimiz vardır. Normal olarak bu etkinin A ve B noktalarından geçen bir doğru üzerinde oluştuğunu varsayıyoruz. (bkz. Şekil 5.7) Bu etki, evrensel kütle çekim etkisi ise A ve B arasındaki çekim kuvvetinin büyüklüğü cisimlerin kütleleri ile doğru, aralarındaki uzaklığın karesiyle ters orantılı olacaktır: *ters kare kuvvet yasası*. Evrensel kütle çekiminden



Şekil 5.6. Vektör toplamını veren paralelkenar yasası.



Şekil 5.7. İki parçacık arasındaki çekim kuvvetininin, ikisi arasındaki doğru parçasında gerçekleştiği varsayılır (ve Newton'un üçüncü yasasıyla: A üzerinde B'den kaynaklanan etki, B üzerinde A'dan kaynaklanan etkiye daima eşit ve terstir.)

başka etkiler için, cisimlerin konumlarının ve kütleleri dışındaki özelliklerinin dikkate alınması gerekebilir.

Galilei'nin çağdaşı büyük Johannes Kepler (1571-1630), gezegenlerin güneşin çevresindeki yörüngelerinin çembersel değil *eliptik* olduğunu (Güneş'in, elipsin merkezinde değil bir odağında yer aldığını) bulmuş, ve bu elipslerin tanımlandığı oranlarla ilgili iki yasa formüle etmiştir. Newton, Kepler'in üç yasasının, kendine ait genel teoremler kapsamında (ters kare kuvvet yasasından yararlanarak) elde edildiğini göstermiştir. Kepler'in eliptik yörüngeleri ile ilgili her türlü ayrıntılı hesabı, ayrıca dönencelerin presesyonu gibi etkileri (ki yerkürenin dönüş ekseninin yönünün yavaş hareketi; yüzyıllar önce Yunanlıların farkına vardıkları bir konudur) doğruladı. Bütün bunları gerçekleştirmek için Newton, sonsuz küçükler hesabının (kalkulus) yanısıra bir çok yeni matematiksel teknik geliştirmek zorunda kaldı. Newton, çalışmalarının olağanüstü başarısını bir ölçüde üstün matematik becerisine ve aynı şekilde üstün fiziksel sezgilerine borçludur.

Newton Dinamiğinin Mekanik Dünyası

Kendine özgü bir kuvvet yasasıyla (evrensel çekimin ters kare kuvvet yasası gibi) Newton'un programı, doğru ve kesin bir dinamik denklemler sistemine çevrilebilir. Çeşitli cisimlerin konumları, hızları ve kütleleri belli bir zamanda belirlenirse, bunların konumları ve hızları (*değişmez* olarak alınan, kütleleri) sonraki diğer tüm zamanlarda matematiksel olarak belirlenirler. Newton mekaniğinin gerçekleştirdiği bu tür *belirleyicilik*,

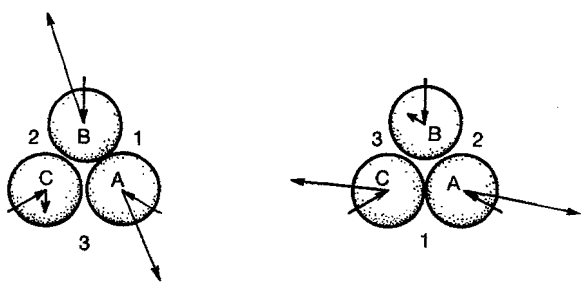
felsefi düşünceyi son derece etkiledi (hâlâ da etkilemektedir). Newton belirleyiciliği 'özgür istenç' sorusunu nasıl yanıtlar? Newton'un dünyasında uslara yer var mı? Newton'un dünyası hesap makinelerini de içerir mi?

Bu soruları irdeleyerek Newton belirleyiciliğinin özünü daha yakından tanımaya çalışalım. Örneğin, maddeyi oluşturan parçacıkların, hiç bir şekilde uzaysal uzantıları bulunmayan matematiksel noktalar olduklarını varsayalım. Başka bir seçenek olarak, bu parçacıkların katı küresel toplar olduklarını da varsayabiliriz. Her iki durumda da, Newton'un evrensel çekim kuramının ters kare çekim yasası gibi bildiğimiz kuvvet yasalarının etkin olduğunu varsayıyoruz. *Elektrik* ve *manyetik* kuvvetleri (ilk kez 1600 yılında William Gilbert tarafından incelenmiştir) gibi diğer doğa kuvvetlerinin, veya atom çekirdeklerini oluşturmak üzere parçacıkları (proton ve nötronları) birarada tuttuklarını bildiğimiz etkin *nükleer* kuvvetlerin modeline de ihtiyacımız var. Elektrik kuvvetleri, ters kare çekim yasasına uyarlar ancak aynı cinsten yüklü parçacıklar (çekimsel örnekteki birbirini çeken parçacıkların aksine) birbirlerini *iterler* ve aralarındaki elektrik kuvvetinin şiddetini belirleyen parçacık kütleleri değil parçacıkların *elektrik yükleridir*. Manyetik kuvvetler de, elektrik kuvvetleri* gibi 'ters kare'dir ama, nükleer kuvvetler, uzaklığa çok farklı bir şekilde bağımlıdır: Atom çekirdeği içinde çok yakın mesafelerde son derece büyük etkiye sahip oldukları halde daha uzak mesafelerde dikkate alınmayacak kadar küçük etkiye sahiptirler.

Katı küresel toplar modelini ele alalım: İki küre çarpıştığı zaman *esnek* bir şekilde geri saçılırlar. Başka bir deyişle, mükemmel birer bilardo topu gibi, enerji kaybına (veya toplam momentum kaybına) uğramaksızın birbirlerinden tekrar ayrılırlar. Bu olay esnasında iki top arasındaki etkin kuvvetlerin nasıl davrandığını incelemeliyiz. Açıklamamızı basitleştirmek için, bir topun diğeri üzerine uyguladığı kuvvetin, topların merkezlerini birleştiren doğru parçası üzerinde oluştuğunu ve de-

* Elektrik ve manyetik kuvvetler arasındaki fark, mıknatısların 'kuzey' ve 'güney' kutupları olarak mutlaka 'çift kutuplu' olmasındadır. 'Manyetik yükler' (yani tek başlarına kuzey ve güney mıknatıs kutupları) birbirlerinden bağımsız varolamazlar.

ğerinin, bu doğru parçasının uzunluğunun bir fonksiyonu olduğunu varsayabiliriz (Newton'un *evrensel çekim* yasasında bu varsayım Newton'un kuramı sayesinde kendiliğinden doğrulanır; öteki güç yasaları için, tutarlı bir koşul olarak varsayılabilir.) Yalnız iki topun çarpıştığını varsayarsak, her şey çok iyi tanımlanabilir ve sonuç sürekli olarak başlangıç durumuna bağlı kalır (yani, başlangıç durumundaki yeterince küçük değişiklikler sonuçta yalnız küçük değişikliklere neden olur.) Topların çarpışmadan, birbirlerine hafifçe değerek saçılmalarını da göz önüne alırsak, topların çarpışmadan geçişlerine sürekli olarak ulaşılır. Ancak sorun üçlü veya daha fazla topun yer aldığı çarpışmalarda ortaya çıkar. Örneğin, A, B ve C topları bir anda biraraya geldiklerinde, önce A ve B'nin biraraya geldiklerini ve hemen ardından C'nin B ile çarpıştığını mı? yoksa önce A ve C toplarının biraraya geldiklerini ve hemen ardından B'nin A ile çarpıştığını mı varsayacağız? (Şekil 5.8) Örneğimizde görüldüğü gibi, tam bir üçlü çarpışmada *belirsizlik* vardır. İsteseydik, üçlü ve daha yüksek mertebeden çarpışmaları, 'sonsuz olasılık dışı' gerekçesiyle hiç dikkate almayabilirdik. Bu varsayım kendi içinde tutarlı olmakla birlikte asıl sorun, sonuç davranışının başlangıç davranışına sürekli bir şekilde bağlı kalmayabileceğindedir.



Şekil 5.8. Bir üçlü çarpışma. Sonuçtaki davranış, hangi parçacıkların önce biraraya geldiklerine bağlıdır ve bu nedenle sonuç sürekli biçimde girdiye bağımlıdır.

Bu bizim için pek tatmin edici olmayabilir, bu nedenle *noktasal* parçacıklardan oluşan bir modeli yeğleyebiliriz. Ancak, bazı kuramsal zorluklardan (parçacıkların birbirlerine yaklaşımları esnasında kuvvetlerin ve enerjilerin sonsuza gitmesinden), sa-

kınmak amacıyla parçacıklar arası kuvvetlerin kısa mesafelerde daima itici oldukları gibi başka varsayımları benimseyebiliriz. Böylece, hiç bir parçacık çiftinin gerçekten çarpışmamasını sağlayabiliriz (çarpıştıklarında noktasal parçacıkların nasıl davrandıklarını saptamak probleminden de bu sayede kurtulabiliriz!) Ancak ben gözümüzde sorunu daha iyi canlandırmak için tartışmalarımda 'bilardo topuna' benzer küreleri örnek olarak alacağım.

Şimdi, (çoklu çarpışma problemini bir yana bırakırsak) Newton'un[5] bilardo topu modeli gerçekliğin *belirleyici bir* modelidir. Başka bir deyişle, fiziksel davranış, gelecekteki (veya geçmişteki) tüm zamanlar için tüm topların (diyelim, bazı problemlerden kaçınmak için, sınırlı sayıda topların) herhangi bir zamandaki konumları ve hızları bilindiğinden matematiksel olarak tamamiyle belirlenebilir. Öyleyse bilardo toplarının dünyasında maddesel şeylerin 'özgür istençle' gerçekleştirdiği eylemi etkileyecek 'us'a yer yoktur. 'Özgür istence' inanıyorsak, öyle görünüyor ki, *gerçek* dünyamızın bu şekilde inşa edilebileceğinden kuşkulanmaya zorlanıyoruz demektir.

Canımızı sıkan 'özgür istenç' sorusu, bu kitap boyunca geri planda sürüp gidecektir; ancak, tartışmak zorunda olduğum konuların yalnızca geri planında kalacaktır. Bu bölümün sonlarına doğru belirgin fakat önemsiz bir rol (görelilik kuramında ışıktan hızlı sinyaller yollanabilme konusunda) üstlenecektir. 'Özgür istenç' sorusunu 10. Bölümde doğrudan ele aldığım zaman çözümüne yapacağım katkıya tanık olduğunda okuyucu kuşkusuz düş kırıklığına uğrayacaktır. Bu aşamada varsayımların ötesinde gerçek olduğuna inandığım bir konu var, ama bu konuyu formüle etmek hem karmaşık hem de zor. Fiziksel kuramlar yönünden *belirleyicilik* önemli olmasına önemlidir ama öykünün ancak bir kısmını oluşturduğuna inanıyorum. Örneğin, dünya, belirlenebilir olabilir ama *hesaplanabilir değildir*. Buna göre gelecek, *ilkede* hesaplanabilir olmayan bir şekilde şu an tarafından belirlenebilmektedir. 10. Bölümde, bilinçli usumuzun eyleminin gerçekten algoritmik olmadığını (yani, hesaplanabilir olmadığını) gösteren savları sunmaya çalışacağım. Buna göre, sahip olduğumuza inandığımız özgür istenç ile dünyaya hükmeden yasaların hesaplanamaz bir eylemi arasında sımsıkı

bir ilişki kurmamız gerekirdi. Özgür istençle ilgili bu görüşü benimseyelim veya benimsemiyelim, (Newton'unki gibi) belirli bir fizik kuramının gerçekten *hesaplanabilir* mi olduğu yoksa sadece bir belirleyici kuram mı olduğu ilginç bir sorudur. Hesaplanabilirlik belirleyicilikten farklıdır ve ben işte bu farklı bir soru olma gerçeğini bu kitapta vurgulamaya çalışıyorum.

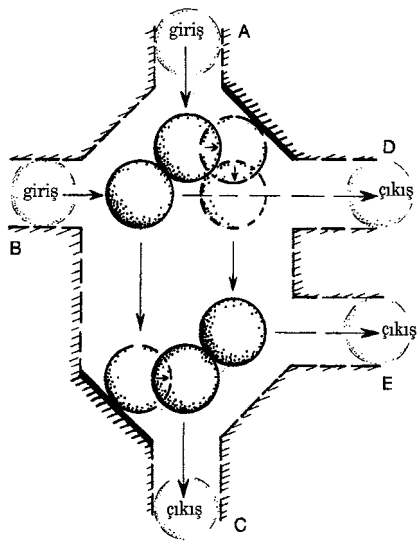
Bilardo Topu Dünyasındaki Yaşam Hesaplanabilir mi?

Hesaplanabilirlik ile belirlenebilirliğin farklı olduğunu, hesaplanabilir olmayan fakat belirlenebilen, komik ölçüde yapay bir 'maket evren' sunarak göstereyim. Diyelim bu evrenin herhangi bir 'an'daki 'durumunu' bir (m, n) doğal sayı çiftiyle tanımlayalım. T_u belirli bir evrensel Turing makinesi, diyelim 2. Bölümde (s. 66) tanımladığımız makine olsun. Maket evrenimizin, bir sonraki 'zaman biriminde'ki durumunu saptamak için T_u makinesinin m üzerindeki eyleminin sonunda durup durmayacağını öğrenmeliyiz. (yani, 2. Bölümde s. 69'daki bildirime göre $T_u\,(m) \neq \square$ olur mu yoksa $T_u\,(m) = \square$ bulur muyuz karar vermeliyiz.). Durursa, bir sonraki zaman birimindeki durumu $(m + 1, n)$ olmalıdır; durmazsa $(n + 1, m)$ olmalıdır. Turing makineleri için durma problemine ait hiçbir algoritmanın bulunmadığını 2. Bölümde görmüştük. Buna göre, tamamiyle belirleyici olmasına karşın maket evrenin 'geleceğini' önceden haber verecek bir algoritma varolamaz![6]

Kuşkusuz bu örneği fazlaca ciddiye almamak gerekir ama en azından yanıtlanması gereken bir sorunun varlığını gösteriyor. Herhangi bir belirleyici fiziksel kuramın hesaplanabilir olup olmadığını sorgulayabiliriz. Sahiden de Newton'un bilardo topu dünyası hesaplanabilir mi?

Fiziksel hesaplanabilirlik konusu kısmen, sistemden sormayı tasarlamakta olduğumuz sorunun çeşidine bağlıdır. Newton'un bilardo topu örneği ile ilgili yanıtı bulmanın hesaplanabilir (yani algoritmik) bir konu olmadığını göstereceğini *tahmin* ettiğim bir çok soru sorabilirim. Bunlardan birisi: A topu, B topu ile gerçekten çarpışır mı? Tüm topların konumları ve hızları

başlangıç verileri olarak ($t = 0$) zamanında verildiği takdirde problem, bu verilere dayanarak A ve B toplarının daha sonraki bir ($t > 0$) zamanında çarpışıp çarpışmayacağını bulmaktır. Problemi (özellikle gerçekçi olmasa bile) biraz daha özgün hale getirmek için tüm topların eşit yarıçapa ve kütleye sahip olduklarını ve her bir top çifti arasında bir ters kare kuvvet yasasının etkili olduğunu varsayalım. Böyle bir problemin algoritmik olarak çözümlenemiyeceğini tahmin etmemin bir nedeni, Edward Fredkin ve Tommasso Toffoli (1982) tarafından bulunan 'hesaplanabilirlik için bilardo topu örneği'ne benzer bir örnek kullanmamızdır. Fredkin-Toffoli örneğinde (bir ters kare kuvvet yasası kullanmak yerine) toplar, çeşitli 'duvarlar' arasına hapsedilmişlerdir, fakat biraz önce tanımlamakta olduğum Newton topları gibi, esnek bir şekilde birbirlerinden saçılabilirler (Şekil 5.9). Fredkin -Toffoli modelinde, bir bilgisayarın tüm temel mantık işlemleri, toplar tarafından gerçekleştirilebilir. Herhangi bir T_u,



Şekil 5.9. Fredkin-Toffoli bilardo topu bilgisayarında bir 'yer değiştirme' (A. Ressler tarafından tasarımlanmıştır). Eğer bir top B noktasından girerse, diğer bir top, bir başka topun A'dan girmesine bağlı olarak D veya E noktasından çıkar (A ve B noktalarından girişlerin eşanlı olduğu varsayılır).

Turing makinesinin hesap işlemi taklit edilebilir: Turing makinesi Fredkin-Toffoli makinesinin 'duvarları'nın tasarımını, vb. niteliklerini tanımlar; hareket halindeki topların bir başlangıç durumu, girdi bandının bilgilerini kodlar, ve Turing makinesinin çıktı bandı, topların son durumu tarafından kodlanır. Buna göre, özellikle, şu soru sorulabilir: Falanca Turing makinesinin hesaplama işlemi hiç durur mu? 'Durma', A topunun sonunda B topuyla çarpışmasıyla ifade edilebilir. Bu sorunun algoritmayla yanıtlanamıyacağı gerçeği (bkz. 2. Bölüm, s. 71) en azından Newton'un, 'A topu, B topuyla hiç çarpışabilir mi?' sorusunun da algoritmayla yanıtlanamıyacağını ima etmektedir.

Gerçekte Newton'un problemi, Fredkin ve Toffoli tarafından ileri sürülen problemden çok daha acemice tasarımlanmıştır. Fredkin ve Toffoli, örneklerinin durumlarını, *ayrı ayrı* parametrelerle ('top ya kanaldadır ya değildir' gibi 'seçenekli' bildirimlerle) tanımlamayı başarmışlardır. Fakat Newton'un problemde topların ilk konumları ve hızları, ayrı ayrı değil, *reel sayılarla* ifade edilen koordinatlarla tanımlanmıştır. Böylece, 4. Bölümde Mandelbrot kümesinin yinelenebilir olup olmadığı sorusunu yönelttiğimizde dikkate almak zorunda kaldığımız sorularla yine yüz yüze geliyoruz. Girdi ve çıktı verileri için sürekli değişken parametreler verildiği zaman 'hesaplanabilir' ne anlamdadır?[7] Problem, bu aşamada, tüm başlangıç konumu ve hız koordinatlarının *kesirli* sayılarla verildiğini varsayarak kolaylaştırılabilir. (Ancak, daha sonraki aşamalarda t zamanının kesirli değerleri nedeniyle bu koordinatların kesirli olarak kalmaları beklenemez). Kesirli sayıları kullanarak, incelemek istediğimiz başlangıç verileri kümelerine yaklaşık kümeleri seçebiliriz. Elimizde kesirli başlangıç verileri olduktan sonra, A ve B'nin sonuçta çarpışıp çarpışmayacağına karar verecek bir algoritmanın varolmayabileceğini tahmin etmek hiç de mantıksız değildir.

Ancak, gerçekte 'Newton'un bilardo topu dünyası hesaplanamaz' gibi bir savla anlatmak istediğimiz bu değildir. Newton'un bilardo topu dünyasını kıyasladığım Fredkin-Toffoli'nin 'bilardo topu bilgisayarı' gerçek bir hesap yöntemine uygundur. Ne de olsa Fredkin ve Toffoli'nin savundukları ana fikir, sundukları modelin bir (evrensel) bilgisayar gibi davranabileceğidir! Benim

tartışmaya açmaya çalıştığım konu ise, 'hesaplanamaz' nitelikte uygun fiziksel yasalarla donanımlı olarak insan beyninin, bir anlamda, Turing makinesinden 'daha iyi' olup olmayacağıdır.

"A topu, B topu ile asla karşılaşmazsa problemimizin yanıtı 'Hayır'dır," gibi bir donanım işe yaramaz. Söz konusu topların asla karşılaşmayacaklarını kanıtlamak için sonsuza kadar beklemek zorunda kalabiliriz! Turing makinelerinin de yaptığı budur zaten.

Aslında Newton'un bilardo topu dünyasının (en azından, çoklu çarpışma problemini gözardı edersek) hesaplanabilir olduğuna ilişkin bazı açık belirtiler yok sayılamaz. Böyle bir dünyanın davranışını hesaplamaya çalışmanın olağan yöntemi yaklaşık hesap yapmaktır. Topların merkezlerinin, noktalardan oluşan bir uzay ağında yer aldığını, ve koordinatlarının, diyelim, bir birimin yüzde birleri olarak ölçülen uzay ağı deliklerinin köşe noktaları ile temsil edildiklerini gözümüzde canlandıralım. Zamanı da 'kesikli' olarak alalım: tüm zaman birimleri, herhangi küçük bir birimin tamsayı katları olmalıdır (Δt ile gösterilsin diyelim) Bu durumda 'hızlarla' ilgili bazı farklı olasılıklar ortaya çıkacaktır. (Birbirini izleyen iki zaman biriminde, Δt ile bölündüğünde koordinatların değerlerindeki farklar.) Kuvvet yasası kullanılarak ivme değerleri de yaklaşık olarak bulunabilir ve bunlar 'hızları' bulmak için kullanılır, ve buna göre bir sonraki zaman biriminde öngörülen ortalamanın değerine göre yeni koordinatlar hesaplanır. Hesap işlemi, arzu edilen doğruluk oranı korunduğu sürece bir çok zaman birimi boyunca devam eder. Doğruluk oranı kaybolmadan önce pek fazla zaman birimi hesaplanamayabilir. Bu durumda yönteme, biraz daha ince bir ağ sistemi ve zaman aralıklarıyla geliştirilen yeni bir uzay ağ sistemi kullanılarak tekrar başlanır ve daha fazla doğruluk oranı sağlanarak işlem geleceğe doğru ilerletilir. Geliştirilmiş doğruluk oranı ve zaman aralıklarıyla hesap işlemi geleceğe doğru bu şekilde tekrarlanarak ötelenebilir. Newton'un bilardo topu dünyası (çoklu çarpışmaları bir yana bırakarak) böylece yaklaşık bir yöntemle hesaplanabilir ve bu bağlamda Newton'un dünyasının hesaplanabilir olduğu söylenebilir.

Ancak Newton'un dünyasının *uygulamada* 'hesaplanamaz' olduğunu söylemek hiç de yanlış olmaz. Çünkü, başlangıç veri-

lerinin *tanımlanmasındaki* doğruluk daima sınırlıdır. Aslında bu tür bir problemin özünde saklı önemli ölçüde bir 'kararsızlık' vardır. Başlangıç verilerindeki ufacık bir değişiklik, sonuç davranışında fevkalade büyük bir değişikliği süratle yaratabilir. (Bir bilardo topunu, önce bir ara topa vuruş yaparak bu ara top vasıtasıyla cebe düşürmeyi deneyen bilardocu ne demek istediğimi anlayacaktır!) Birbirini izleyen çarpışmalar söz konusu olduğunda davranış değişikliği daha da belirginleşir. (İkiden fazla sayıda cismin etkileşiminde) Newton'un uzaktan kütleçekim eylemi için de durum aynıdır. Bu tür değişken davranış için çoğu kez 'kaos', veya 'kaotik davranış' terimleri kullanılır. Kaotik davranış, örneğin iklimsel hava şartları yönünden önemlidir. Problemin tek tek elemanlarına hükmeden Newton denklemleri çok iyi bilinmesine karşın, uzun dönemli hava tahminlerinin güvenilirliği için aynı şey söylenemez!

Kaotik davranış, 'hesaplanamazlığın' herhangi bir şekilde kontrol edilebileceği türde, bir davranış biçimi değildir. Başlangıç durumunun tanımlanabileceği doğruluk değerinin bir sınırı olduğu için, sistemin son durumu, başlangıç durumuna bağlı olarak hesaplanamaz. Olsa olsa, geleceğe yönelik davranışa yararsız, rasgele bir eleman katılmış olur, hepsi o kadar. İnsan beyni, fiziksel yasaların *yararlı* hesaplanamaz elemanlar içermesini öngörüyorsa, bu elemanların, yukarıdaki gibi bir elemandan çok daha farklı ve çok daha olumlu özellik taşıması gerekir. Bu nedenle, 'kaotik' davranışı, 'hesap edilememezlik' olarak nitelemek yerine 'önceden tahmin edilemezlik' olarak tanımlıyorum. 'Önceden tahmin edilemezlik', biraz sonra tartışacağımız gibi, (klasik) fizikten kaynaklanan belirleyici yasalarda çok yaygın bir olgudur. Önceden tahmin edilemezlik özelliği, bir düşünce makinesinin inşasında, kuşkusuz, desteklemekten çok 'en aza' indirmeyi amaçlayacağımız bir özelliktir!

Hesaplanabilirlik ve önceden öngörülemezlik gibi kavramları daha genel bir düzeyde tartışmak için fizik yasaları hakkında önceden olduğundan daha geniş kapsamlı bir bakış açısı yardımcı olacaktır. Bu sayede yalnız Newton mekaniğini değil, bu kuramı aşan daha sonraki kuramları da tartışabileceğiz. Bu nedenle Hamilton'ın ilginç mekanik formülasyonuna şöyle bir göz atmamız gerekecek.

Hamilton'ın Mekaniği

Newton mekaniğinin başarıları yalnız fiziksel dünyaya fevkalade uygulanabilir olmasından değil aynı zamanda buradan çıkan matematiksel kuramın zenginliğinden kaynaklanır. Doğanın tüm ÜSTÜN kuramlarının, matematiksel fikirler için olağanüstü verimli kaynaklar oluşturması ilginçtir. Bu gerçekte derin ve güzel bir giz vardır: Son derece doğru olan bu kuramlar aynı zamanda salt *matematik* için de olağanüstü verimlidirler. Kuşkusuz bu giz, fiziksel deneyimlerimizin gerçek dünyası ile matematiğin Platonik dünyası arasındaki derin ilişki hakkında bize birşeyler anlatmaktadır. (Bu konuyu daha sonra 10. Bölümde, tartışmaya çalışacağım.) Newton mekaniği bu yönden belki en üstün kuramdır; çünkü doğuşuyla, sonsuz küçükler hesabına olanak sağlamıştır. Üstelik, Newton kuramı özellikle *klasik mekanik* olarak tanınan önemli matematiksel fikirler bütününün gelişmesine öncülük etmiştir. Bu fikirlerin gelişiminde, Euler, Lagrange, Laplace, Liouville, Poisson, Jacobi, Ostrogradski, Hamilton gibi onsekizinci ve ondokuzuncu yüzyılların büyük matematikçilerinin katkıları olmuştur. 'Hamilton kuramı'[8] olarak adlandırılan çalışma, klasik mekaniğin bir özeti niteliğindedir. Bu nedenle Hamilton kuramından burada biraz söz etmek amacımız için yeterli olacaktır. Özgün ve verimli görüşleriyle dikkat çeken İrlandalı matematikçi William Rowan Hamilton (1805-1865), (ki s. 172'de bahsi geçen Hamilton devrelerini de o bulmuştur), mekanik kuramının bu yeni formülasyonunu, dalga yayılımı ile benzerlikleri öne çıkaracak şekilde geliştirmiştir. Dalgalarla parçacıklar ve Hamilton'ın denklemleri arasında varlığı ima edilen bu ilişki, sonraları *kuantum mekaniğinin* gelişmesinde son derece önem kazanmıştır. Bu fizik yasalarına bir sonraki Bölümde tekrar döneceğim.

Hamilton'ın fikirlerinin yeni bir öğesi, fiziksel sistemleri tanımlamak için kullanılan 'değişkenler'dir. Şimdiye kadar hızları sadece konumun zamanla değişimi olarak kabul ederken parçacıkların *konumlarını* esas almıştık. Newton sisteminin başlangıç durumunun belirlenmesinde, bir sonraki davranışın saptanması amacıyla tüm parçacıkların konumları *ve* hızlarına gereksinim duyduğumuzu anımsayın (s. 25). Hamilton formülas-

yonunda ise, parçacıkların hızları yerine *momentumlarını* esas seçmeliyiz. (s. 22'de gördüğümüz gibi, bir parçacığın momentumu hızı ile kütlesinin çarpımıdır.) Kendi başına ufak bir değişiklik gibi görünse de, her parçacığın konumu ve momentumunun, birbirine az çok eşdeğerde *bağımsız* nicelikler olarak kabul edilmesi önemli bir şeydir. Böylelikle, başlangıçta, çeşitli parçacıkların momentumlarının, konum değişkenlerinin zamanla değişimleriyle bir ilişkisi 'yokmuş gibi' davranabiliriz, konum eylemlerinden tümüyle bağımsız davranabileceklerini düşünebiliriz. Hamilton denklemleri olarak şimdi *iki* denklem kümesine sahibiz. Birinci denklem kümesi, çeşitli parçacıkların *momentumlarının* zamanla nasıl değişmekte olduklarını gösterirken, ikinci küme *konumlarının* zamanla nasıl değiştiğini gösterir. Her durumda, bir niceliğin zamanla değişimini o andaki konum ve momentum bileşenleri belirlemektedir.

Hamilton'ın birinci denklemler kümesi, Newton'un son derece önemli ikinci hareket yasasının (momentumun zamanla değişimi = kuvvet) bir ifadesi olurken, ikinci denklemler kümesi, momentumların gerçekte hızlar cinsinden *ne olduklarını* gösterir (yani, konumun zamanla değişimi = momentum ÷ kütle). Galilei-Newton hareket yasalarının ivmelerle tanımlandığını, başka deyişle konumun zamanla değişiminin zamanla değişimiyle ('ikinci dereceden' denklemlerle) tanımlandığını, anımsayınız. Şimdi ise zamanla değişimlerin zamanla değişimlerinden değil yalnızca zamanla değişimlerden ('birinci dereceden' denklemlerden) bahsetmek yetiyor. Tüm bu denklemler bir tek önemli nicelikten türerler; *H Hamilton fonksiyonu.* Bu fonksiyon, sistemin toplam enerjisinin tüm konum ve momentum değişkenleri cinsinden ifadesidir.

Hamilton formülasyonu, mekaniğin çok şık ve simetrik bir tanımını verir. Okuyucuların pek çoğu sonsuz küçükler hesabını pek yakından tanımıyor olabilirlerse de - ki buna burada ihtiyacımız olmayacak - bir kaç denklemi buraya almak isterim. Sonsuz küçükler hesabı söz konusu olduğu sürece bilmemiz gereken tek şey, her denklemin sol tarafında görülen 'nokta'nın, *zamanla değişim* (birinci eşitlikte momentumun zamanla değişimini, ikinci eşitlikte konumun zamanla değişimini) gösterdiğidir:

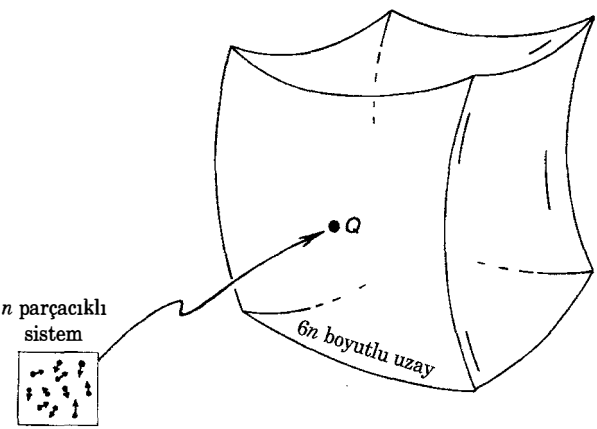
$$\dot{p}_i = -\frac{\partial H}{\partial x_i}, \quad \dot{x}_i = \frac{\partial H}{\partial p_i}.$$

Burada i indisi tüm farklı p_1, p_2, p_3, p_4, ... momentum koordinatlarını ve tüm farklı x_1, x_2, x_3, x_4, ... konum koordinatlarını göstermek için kullanılmıştır. n adet serbest parçacık için, $3n$ adet momentum koordinatına ve $3n$ adet konum koordinatına (uzayda üç bağımsız yönün herbirisi için) sahip olacağız. ∂ simgesi 'kısmi türev alma işlemini' ('öteki tüm değişkenleri sabit tutarken türev alma') gösterir, ve H yukarıda tanımlanan Hamilton fonksiyonudur. (Türev hakkında bilginiz yoksa, üzülmeyin. Denklemlerin sağ tarafındaki ifadelerin x_i*'ler* ve p_i*'ler* cinsinden iyi tanımlanmış matematiksel bildirimler olduğunu bilmeniz yeterli olacaktır.)

x_1, x_2, ... ve p_1, p_2, ... koordinatlarının, aslında, parçacıkların bilinen Kartezyen koordinatlarından (yani, birbirlerine dik üç ayrı yönde ölçülen x_i izdüşümlerinden) daha genel oldukları kabul edilir. x_i koordinatlarından bazıları, *açı* veya diğer bir genel değişken olabilirler. (Örneğin, böyle i indislerine, karşıt gelen p_i'ler, momentumlar değil, *açısal* momentumlar olacaktır s. 22). Bu durumlarda bile Hamilton denklemlerinin aynı formu hâlâ korumaları dikkate değer. Gerçekte, uygun H fonksiyonları seçildiğinde Hamilton denklemleri, yalnız Newton'un hareket denklemleri için değil, herhangi bir klasik denklemler sistemi için de geçerliliklerini korumaktadırlar. Özellikle, biraz sonra ele alacağımız Maxwell (-Lorenz) kuramında da geçerlidirler. Hamilton denklemleri özel görelilik kuramında da geçerlidir. Gerekli dikkat gösterilirse genel görelilik dahi Hamilton kuramının kapsamına alınabilir. Ayrıca, Schrödinger denkleminde (s. 170) göreceğimiz gibi Hamilton formülasyonu kuantum mekaniksel denklemleri elde etmek için bir hareket noktası oluşturur. Dinamik denklemlerin yapısındaki böylesine bir bütünlük, geçen yüzyıllarda fizik kuramlarında meydana gelen tüm devrimsel değişikliklere karşın korunan bütünlük, gerçekten dikkate değer!

Faz Uzayı

Hamilton denklemlerinin biçimi, klasik bir sistemin evrimini gözümüzde canlandırmamızı sağlayacak niteliktedir. x_1, x_2,..., p_1, p_2,... koordinatlarından her biri için bir boyut olmak üzere çok boyutlu bir 'uzay'ı gözünüzde canlandırmaya çalışın. (Matematiksel uzaylar çoğu kez üçten fazla boyuta sahiptir.) Bu uzaya 'faz uzayı' denir (bkz. Şekil 5.10). n adet serbest parçacıktan oluşan sistem için bu, $6n$ boyutunda bir uzaydır. (Her bir parçacık için üç konum ve üç momentum koordinatı gereklidir.)



Şekil 5.10. Faz uzayındaki bir Q noktası, fiziksel sistemin, bütün parçacıklarının eşanlı hareketleri dahil, tüm durumunu temsil eder.

Okuyucu, bir *tek* parçacık için bile bu değerin, gözünde canlandırmaya alışık olduğu boyutların iki katı olduğundan yakınabilir! İşin sırrı, bu kadarcık bir güçlükten yılmamaktır. Altı boyut, kağıt üzerinde resimlemek için(!) gerçekten fazladır ama, sistemi kağıt üzerinde resimleyebilseydik bile bunun bize fazlaca bir yararı olmazdı. Hava molekülleri ile dolu bir oda için, faz uzayının boyutlarının sayısı şöyle olabilirdi:

10 000 000 000 000 000 000 000 000 000.

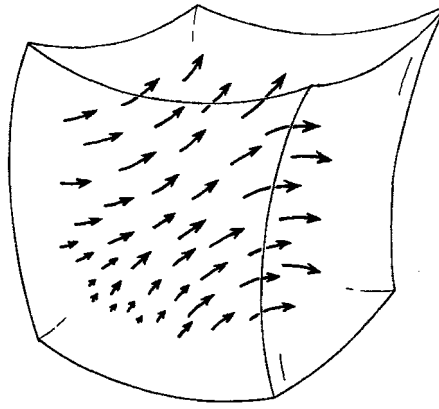
Böylesine büyük bir uzayın hayalimizde doğru bir imgesini elde etmeğe uğraşmak boşuna değil mi? Öyleyse işin püf noktası, böyle bir işe, tek parçacığın faz uzayı için bile olsa kalkışma-

maktır. Yalnızca üç boyutlu (veya sadece iki boyutlu olsun) bir alanı gözünüzde canlandırmaya çalışın. Bu yeterli. Şekil 5.10'a bir kez daha bakın. İşinize yarayacaktır.

Şimdi, Hamilton denklemlerini bu faz uzayında nasıl gözümüzde canlandıracağız? Önce, faz uzayındaki bir Q noktasının tüm x_1, x_2,... konum koordinatlarını ve tüm p_1, p_2,... momentum koordinatlarını temsil ettiğini, başka bir deyişle, parçacıkların her biri için belirlenen eylemin özel bir durumunda *tüm fiziksel sistemi* temsil ettiğini unutmamalıyız. Hamilton denklemleri, değerlerini bildiğimiz zaman bu koordinatların değişim oranlarını bildirir, başka bir deyişle, tek tek bütün parçacıkların hareketlerini belirler. Faz uzayı diline çevirirsek, Hamilton denklemleri, faz uzayındaki bir Q noktasının şu andaki konumu belirlendiğinde, bu Q noktasının faz uzayında nasıl hareket etmesi gerektiğini belirlerler. Böylece, faz uzayının her bir noktasında, bir küçük oka, daha doğrusu bir vektöre sahip oluruz; bu ok, tüm sistemimizin zamanda evrimini tanımlamamız için Q'nun hareket ettiği yönü bize bildirir. Okların tümünün yerleşim planı, *vektör alanı* adıyla tanınır (Şekil 5.11). Hamilton'ın denklemleri faz uzayında bir vektör alanını tanımlar.

Fiziksel *belirleyiciliğin,* faz uzayında nasıl yorumlanması gerektiğini görelim. $t = 0$ anındaki başlangıç verileri için, tüm konum ve momentum koordinatları ile belirlenen özel bir değerler kümesine sahip oluruz; başka bir deyişle, faz uzayında belirli bir Q noktasına sahip oluruz. Sistemin zamanda evrimini bulmak için yalnızca okları izlememiz yeterlidir. Böylece, sistem ne denli karmaşık olursa olsun, zaman içindeki tüm evrimi, karşılaştığı okları izleyerek hareket eden tek nokta ile tanımlanır. Okların, faz uzayında Q noktasının 'hızını' gösterdiği düşünebilir. 'Uzun' bir okta Q hızla hareket eder, fakat ok 'kısa' ise Q'nun hareketi yavaşlayacaktır. t zamanında fiziksel sistemimizin ne yapmakta olduğunu görmek istersek, okları izleyerek Q'nun nereye varacağına bakmamız yeterlidir. Kuşkusuz, bu belirleyici bir yöntemdir. Q'nun hareketi tamamiyle Hamilton'ın vektör alanıyla belirlenmiştir.

Peki hesaplanabilirlik için neler söyleyebiliriz? Faz uzayında hesaplanabilir bir noktadan, (başka deyişle, tüm konum ve mo-



Şekil 5.11. Hamilton denklemlerine göre zaman evrimini temsil eden bir faz uzayı vektör alanı.

mentum koordinatları hesaplanabilir sayılarla ifade edilen bir noktadan (bkz. 3. Bölüm s. 97), hareket edersek ve *t* hesaplama süresince beklersek, *t* anında ve başlangıç noktasındaki koordinatların değerlerine göre hesaplanarak elde edilebilen bir noktaya ulaşabilir miyiz? Bu sorunun yanıtı elbette Hamilton'ın *H* fonksiyonuna bağlıdır. Aslında, *H* fonksiyonun tanımı içinde, Newton'un evrensel çekim sabiti ve ışık hızı gibi *fiziksel sabit değerler* vardır. Kütleçekimi ve ışık hızı ile ilgili bu sabit değerler, seçilecek birimlere bağlıdır ama diğer bazı sabitler yalın sayılar olabilir. Ayrıca, olumlu bir yanıt almayı umuyorsak bu sabit değerlerin hesaplanabilir sayılar olmasından kuşkumuzun olmaması gerekecektir. Bütün bu koşullar sağlandığında, fizikte doğal olarak karşılaşılan olağan Hamilton denklemlerine göre tahminim odur ki yanıt gerçekten olumlu olacaktır. Ancak bu yalnızca bir tahmindir ve bu ilginç soru umarım gelecek yıllarda daha fazla incelenecektir.

Öte yandan, bana öyle geliyor ki, bilardo topu dünyası ile ilgili olarak kısaca değindiğim nedenlerle faz uzayının bizim konumuzla çok yakın bir ilişkisi yoktur. Faz uzayı noktasının koordinatları için *sonsuz doğruluk* -yani tüm ondalık haneleri bilmek- gerekecektir; noktanın hesaplanamaz olduğunu söylemek ancak bu şekilde bir anlam taşıyabilir. (Sonsuz olmayan bir on-

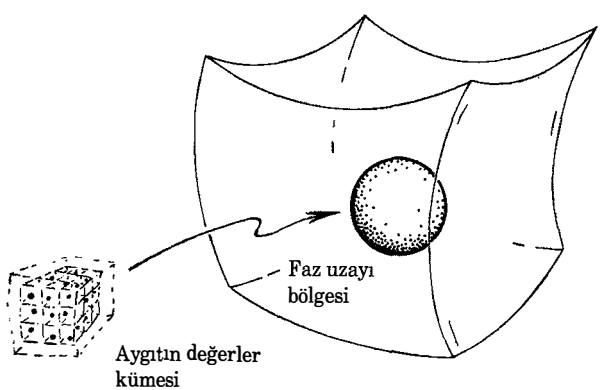
dalık açılımla tanımlanan bir sayı daima hesaplanabilir bir sayıdır.) Bir sayının ondalık açılımının sınırlı bir bölümü, bu sayının tüm açılımının hesaplanır olup olmadığını bize asla bildirmez. Fakat tüm fiziksel ölçümler, doğru olarak nasıl uygulanabilecekleri ile ilgili kesin sınırlamalara sahiptirler ve yalnız ondalık hanelerin sınırlı sayısı hakkında bilgi verirler. Bu gerçek, fiziksel ölçümlere uygulandığı şekliyle 'hesaplanabilir sayı' kavramını tümüyle geçersiz mi kılar?

Gerçekten de, fizik yasalarının herhangi bir (varsayılan) hesaplanamaz öğesini *yararlı* bir şekilde kullanabilen bir aygıtın sınırsız doğrulukta ölçüm yapabileceğine büyük olasılıkla güvenilemez. Fakat belki de ben bu noktada biraz katı davranıyorum. Diyelim ki, bilinen kuramsal nedenlerle, algoritmik olmayan ilginç bir matematik işlemini taklit edebilen bir aygıta sahibiz. Aygıtın doğru davranışı, bu davranışı daima kesin olarak onaylandığı sürece, hiç bir algoritmaya sahip olmayan (4. Bölümde incelediklerimiz gibi) matematiksel yönden ilginç bir dizi evet / hayır sorusuna doğru yanıt verecektir. *Verilen* herhangi bir algoritma herhangi bir aşamada başarısız olacak ve işte *bu aşamada* aygıt bize yeni bir şey verecektir. Aygıt belki de, gerçekten, sorular listesini aşağılara doğru tarayarak soruları yanıtlamak için doğruluk oranını giderek daha artırarak incelediği bir fiziksel parametreye gereksinim duymaktadır. Ancak aygıtımızdan, *sınırlı* bir doğruluk aşamasında, en azından sorular listesi için gelişmiş bir algoritma buluncaya kadar, yeni bir şey elde ederiz; bu durumda, *geliştirilmiş* algoritmamızın bize bildiremediği şeye ulaşabilmek amacıyla daha büyük doğruluk oranına doğru ilerlememiz gerekir.

Ancak, bir fiziksel parametre için durmadan artan bir doğruluk gereksinimi, bilginin kodlanması yönünden olumsuz ve arzu edilmeyen bir etkendir. Bilgimizi *kesikli* [veya 'ondalık' (digital)] olarak edinmemiz yeğlenir. Böylece, listenin aşağılarına doğru böyle kesikli birimler veya belki bir *sabit kümenin* birimlerini tekrar tekrar inceleyerek aradığımız yanıtlara, giderek uzayan zaman aralıklarına yayılmış olarak yer alması olası sonsuz bilgiye ulaşabiliriz. (Kesikli birimler halinde bilgilerin, 2. Bölümde tanımlanan Turing makinesinin 0 ve 1'lerden oluşan açılımları gibi tekrarlanan kısımlardan oluştuğunu da dü-

şünebiliriz.) Bu durumda, ayrık (kesikli) durumları ayrı zaman aralıklarında incelemeye alarak dinamik yasalara uygun evrimden geçirdikten sonra aynı işlemi tekrarlayan bir aygıta gereksinimimiz olduğu anlaşılıyor. Böyle bir aygıtımız olsaydı, her bir işlemin yüksek doğruluk oranına sahip olup olmadığını kontrol etmek zorunda kalmazdık.

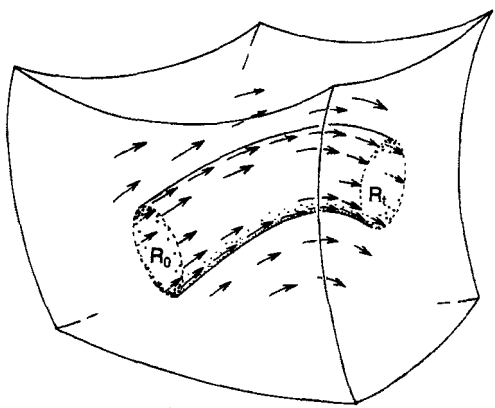
Hamilton sistemleri gerçekten böyle davranır mı? Sistemin en önemli öğelerinden birisi davranışının kararlı olmasıdır; dolayısıyla aygıtımızın kesikli durumlarından hangisinde olduğu çok açık şekilde anlaşılabilir. Bu durumlardan birine girdiği zaman orada kalmasını, (en azından oldukça uzun bir süre boyunca) bir başka duruma sürüklenmemesini isteriz. Ayrıca, sistem bu durumlarda birisine belki bir hata payıyla girdiyse, bu hata paylarının giderek artmasını hiç istemeyiz; aslında amacımız, bu tür hata paylarının zaman içerisinde *giderek kaybolmasıdır*. Tasarlanan aygıtımız, sürekli parametrelerle tanımlanması gerekli parçacıklardan (veya diğer alt birimlerden) oluşmalıdır, ve ayrı tanımlanabilir her bir 'kesikli' durumun, sürekli parametrelerin *değer kümesinin* bir kısmını kapsaması gerekir. (Örneğin, kesikli seçenekleri göstermenin bir yolu, bir kutuda veya bir başka kutuda yer alan bir parçacığa sahip olmaktır. Parçacığın kutulardan birinde gerçekten yer aldığını belirt-



Şekil 5.12. Faz uzayında bir bölge, tüm parçacıkların konum ve momentumlarına ait olası değerlerin kümesine eşdeğerdir. Böyle bir bölge, bir aygıtın ayrımlanabilir bir durumunu (yani, bir 'seçeneğini') temsil edebilir.

mek için, parçacığın konum koordinatlarının, parametrelerin hangi değer kümesinde bulunduğunu belirtmeliyiz.) Faz uzayı yönünden bunun anlamı, 'kesikli' seçeneklerimizden her birinin aynı bölgede yer alan ayrı faz uzay noktalarının, aygıtımıza ait bu seçeneklere bire bir karşı gelebilmesi için, faz uzayında bir *bölgeyi* temsil etmesi gerektiğidir. (Şekil 5.12)

Şimdi aygıtımızın bu seçeneklerden belirli birinin karşıtı R_0 bölgesinde yer alan bir faz uzayı noktasından hareket ettiğini varsayalım. R_0 bölgesinin zaman içerisinde Hamilton vektör



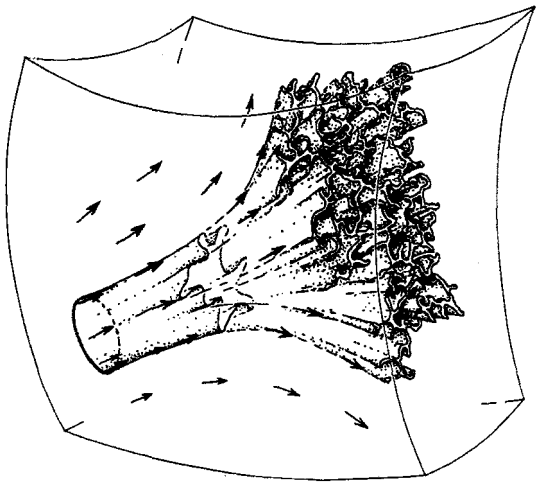
Şekil 5.13. Zaman içerisinde, R_0 faz durumu bölgesi vektör alanı tarafından yeni bir R_t bölgesine, sürüklenir. Bu, aygıtımızla ilgili belirli bir seçeneğin zaman evrimini göstermektedir.

alanında ilerleyerek t zamanında R_t bölgesi üstüne geldiğini düşünelim. Bu şekilde düşünmekle aynı anda, aynı seçeneği veren *tüm* olası başlama durumlarını da gözümüzde canlandırmış olacağız. (bkz. Şekil 5.13) *Kararlılık* sorusu (burada ilgi duyduğumuz anlamda), t değeri arttıkça R_t bölgesinin yerelliğini koruduğu mu yoksa faz uzayında yayılmaya mı başladığıdır. Bu gibi bölgeler zaman içerisinde yerelliklerini korudukları takdirde sistemimiz bir ölçüde kararlılığa sahiptir demektir. Faz uzayında birbirine yakın yer alan noktalar (sistemin birbirine çok benzeyen ayrıntılı fiziksel durumlarına uyabilmek için), faz uzayında birbirlerine yakın konumda kalmayı sürdürecekler ve tanımlamalarındaki hata payları zamanla artmayacaktır. Sözü

edilen bölgelerin faz uzayında herhangi bir biçimde yayılması, sistemin davranışında etkin bir önceden tahmin edilemezlik yaratacaktır.

Hamilton sistemleri hakkında genel olarak ne söylenebilir? Faz uzayındaki bölgeler zamanla yayılma eğiliminde midir yoksa değil midir? Bu kadar geniş kapsamlı bir problem için bu konuda gözlenecek pek az şey var gibi görünüyor. Ancak, seçkin Fransız matematikçisi Joseph Liouville'e (1805-1882) borçlu olduğumuz çok güzel bir teorem bize, herhangi bir Hamilton evrimi çerçevesinde faz uzayının herhangi bir bölgesinin *hacminin* değişmez olarak kalması gerektiğini bildirmektedir. (Faz uzayımız çok büyük boyutlarda olduğu için, söz konusu 'hacim' de kuşkusuz büyük olacaktır.) Bu nedenle, her R_t bölgesinin hacmi ile R_0 bölgesinin hacminin *aynı* olması gerekir. İlk bakışta bu durumun, kararlılık sorumuza olumlu yanıt verdiği sanılabilir. Faz uzayının hacmi bakımından, bölgemizin boyutu artamıyacağı için faz uzayı içerisinde yayılamıyacağı varsayılabilir.

Oysa bu yanıltıcıdır, ve biraz düşününce durumun bunun tam tersi olduğunu görürüz! Şekil 5.14'te, ne tür bir davranış bekleyebileceğimizi genel çizgileriyle göstermeye çalıştım. Başlangıç bölgesi R_0'u, küçük ve makul bir biçimde, yani çok kıvrımlı değil de yuvarlaksı ölçüde küçük tasarımlayarak R_0 kapsamındaki durumların akla uygun olmayan ölçüde doğruluk gerektirmemesini amaçladım. Ancak, zaman ilerledikçe R_t bölgesinin biçimi bozulmaya ve uzamaya başlıyor, başlangıçta bir amipi andırıyor, ama daha sonra, faz uzayında ileriye doğru daha da gerilerek gayet karmaşık bir şekilde öne ve arkaya bükülüyor. Hacim aslında değişmiyor, fakat aynı küçük hacim, faz uzayının geniş bölgeleri üzerinde çok seyrek bir yapıda yayılabiliyor. Daha açık örneklemek amacıyla; büyük bir su kabının içine damlatılan küçük bir mürekkep damlasını düşünün. Damlanın içerdiği mürekkep miktarı değişmezken, suyun içinde giderek seyrekleşen ve zayıflayan bir yapıda yayılacaktır. Faz uzayında R_t bölgesinin davranışı da büyük olasılıkla böyle olacaktır. Faz uzayının *tümüne* yayılmasa bile (ki bu aşırı bir durum olup, 'ergodik' eylem olarak anılır), başlangıçtakinden çok daha geniş bölgeye yayılması olasıdır. (Daha geniş açıklama için bkz. Davies 1974).



Şekil 5.14. Liouville teoremi bize, faz uzayı hacminin zaman evrimiyle değişmediğini bildirmişse de bu hacim, söz konusu evrimin son derece "karmaşık" olması nedeniyle, doğal olarak, etkin bir şekilde dışa doğru yayılacaktır.

Sorun şu ki, hacmin korunması, *biçimin* korunmasını çağrıştırmamaktadır: Küçük bölgeler biçim değiştirme eğilimi göstermekte ve biçimin bozulması uzun mesafelerde giderek artmaktadır. Bölgenin yerel olarak yayılabileceği 'yönlerin' çok sayıda olması nedeniyle problem, küçük boyuttaki bölgelerden çok, büyük boyuttaki bölgelerde daha da ciddileşir. Aslında, Liouville'in teoremi R_t bölgesinin kontrol altında tutulması konusunda 'yardımcı' olmaktan çok, bizi gerçek bir problemle karşı karşıya bırakmaktadır! Liouville'in teoremi olmasaydı, bir bölgenin faz uzayında yayılmasının, uygun koşullarda, genel hacmin azaltılmasıyla telafi edilmesi düşünülebilirdi. Ancak, Liouville teoremi bunun *olanaksız* olduğunu bildiriyor ve biz de, normal tipte tüm klasik dinamik (Hamilton) sistemlerinin evrensel bir özelliği olarak bu çarpıcı görüşü kabullenmek zorundayız.[9]

Peki, klasik mekanik yönünden bu konuda varsayımlar üretmek olası mıdır? Gerçekten, iyi bir soru bu. Faz uzayında sözü edilen yayılma, bir sistemin ilk durumu hakkında ne kadar doğru bilgi sahibi olursak olalım (mantıksal sınırlar içerisinde),

zaman içerisinde belirsizliklerin giderek artacağını ve ilk aşamadaki bilgilerimizin hemen hemen işe yaramaz duruma geleceğini bildirir. Klasik mekanik, bu bağlamda, *öngörülemezdir*. ('Kaos' kavramını anımsayın.)

Öyleyse nasıl oluyor da Newton'un dinamiği bu kadar başarılı sayılıyor? *Birinci* neden gökyüzü mekaniğinde (yani, gökcisimlerinin çekim etkisinde hareketinde), kütleleri arasında büyük ölçüde farklar bulunan nispeten az sayıda ve birbiriyle tutarlı cisimlerin (güneş, gezegenler ve uydular) söz konusu olmasıdır; öyle ki, ilk yaklaşık öngörülere dayanarak, daha küçük kütleli cisimlerin tedirgeyici etkilerini ihmal edebilir, daha büyük kütleye sahip olanları ise, sadece birbirinin etkisinde hareket eden *bir kaç* cisim olarak değerlendirebiliriz. *İkinci* neden, göksel cisimleri oluşturan bireysel parçacıklara uygulanan dinamik yasaların, bizzat bu cisimlerin kendilerine de uygulanabilecekleri varsayımıdır; öyle ki iyi bir yaklaşıklıkla, Güneş, gezegenler ve uyduların kendilerini birer parçacık olarak kabul edersek, söz konusu göksel cisimleri oluşturan bireysel parçacıkların hareketlerinin küçük ayrıntıları hakkında kafamızı yormaya gerek kalmaz![10] Yine, sadece *bir kaç* cisimden ibaret oldukları gerekçesiyle faz uzayında yayılmalarını önemsemeyiz.

Gök mekaniği ile uyduların hareketi (ki bu gök mekaniğinin özel bir bölümünü kapsar) ve az sayıda parçacık içeren basit sistemlerin incelenmesinin dışında, Newton mekaniğinin kullanıldığı başlıca konularda, hiç de, 'belirleyici şekilde öngörülebilir' olması istenmiyor! Aksine, genelde Newton yaklaşımı, davranışın genel özelliklerini yalnızca ima eden modelleri inşa etmek için kullanılır. Enerjinin korunumu, momentumun ve açısal momentumun korunumu gibi yasaların bazı kesin sonuçları, davranış özellikleriyle ilişkili olarak her ölçekte geçerlidir. Ayrıca, bireysel parçacıklarla ilgili dinamik yasalarıyla birlikte dikkate alınabilecek istatistiksel özellikler de vardır ve bu gibi özellikler, davranışla ilgili genel öngörülerin yapılması amacıyla kullanılabilir. (bkz. 7. Bölümde termodinamik tartışması; tartışmakta olduğumuz faz uzayında görülen yayılma, termodinamiğin ikinci yasasıyla yakından ilişkilidir ve gerekli özen gösterilerek bu görüşler anlamlı öngörülerin yapılmasında kullanılabilirler.) Newton'un kendisinin havada sesin yayılma hı-

zını hesaplaması (bir yüzyıl kadar sonra Laplace tarafından özenle düzeltilmiştir) bunun güzel bir örneğidir. Ancak, Newton'un (veya, daha genel olarak, Hamilton'ın) dinamik kuramının özünde yer alan belirleyiciliğin uygulandığı gerçekten çok enderdir.

Faz uzayında yayılma bize bir başka önemli ipucu verir: *klasik mekanik dünyamızda geçerli olamaz!* Bu sonucu biraz fazla abartıyor olabilirim; belki de bu kadar kesin konuşmamalıyım. Klasik mekanik, akışkanların, özellikle gazların, ama büyük ölçüde sıvıların, davranışını iyi tanımlar. Bu gibi parçacık sistemlerinin sadece genel 'ortalama' özellikleri ile yetinebilen klasik mekanik, daha ayrıntılı bir düzenli yapıya gereksinim duyduğu için katı cisimlerin yapısını açıklamakta problemlerle karşılaşır. Faz uzayında yayılmakta olduğu için yapısal düzeni sürekli eksilen sayısız çok noktasal parçacıktan oluşan bir katı cismin biçimini nasıl koruyacağı problemi vardır. Katıların gerçek yapısını doğru dürüst anlayabilmek için kuantum kuramına gereksinimimiz olduğunu artık biliyoruz. Kuantum etkileri, faz uzayında yayılmayı bir şekilde önleyebiliyor. Bu önemli konuya daha sonra tekrar döneceğiz. (bkz. 8. ve 9. Bölümler).

Bu konu, bir 'hesap makinesinin' inşası sorusuyla da gündeme gelmektedir. Faz uzayında yayılma, kontrol edilmesi gereken bir eylemdir. Bir hesap makinesinin 'kesikli' durumlarından birisine karşılık olan bir bölgenin (R_0 bölgesi gibi) faz uzayında yayılmasına izin verilemez. Fredkin-Toffoli'nin 'bilardo topu' bilgisayarının bile, işlevini yerine getirebilmesi için *katı duvarlara* gereksinim duyduğunu anımsayınız. Bir çok parçacıktan oluşan bir cisim için 'katılık', işlevini yerine getirmek için gerçekten kuantum mekaniğine gereksinimi olan bir şeydir. Öyle görünüyor ki 'klasik' bir hesap makinesinin bile, doğru dürüst çalışabilmesi için kuantum fiziğinin etkinliğinden biraz yararlanması gerek!

Maxwell'in Elektromanyetizma Kuramı

Newton'un tasarladığı dünyada, uzaktan etki yaratan kuvvetler aracılığıyla birbirini etkileyen minik parçacıklar düşle-

riz; bu parçacıklar, tümüyle noktasal değilseler, gerçek fiziksel temas sonucu ara sıra birbirleriyle çarpışırlar. Daha önce değindiğim gibi (s. 24), elektrik ve mıknatıs kuvvetleri (her ikisinin de varoldukları eski çağlardan beri biliniyordu ve 1600'de William Gilbert, 1752'de Benjamin Franklin tarafından oldukça ayrıntılı incelendiler), çekici oldukları kadar itici olabilseler de ters kare kuvvet yasasını sağlamaları yönünden kütleçekimsel kuvvetlere benzer davranış gösterirler. Bu kuvvetlerin şiddetini kütle değil elektrik yükü (ve manyetik kutup şiddeti) belirler. Bu aşamada her iki kuvveti de, Newton kuramı kapsamına kolayca alabiliriz. Işığın davranışı da, ya ışığın taneciklerden (ki bu taneciklere 'foton' adını vereceğiz) oluştuğunu varsayarak ya da ışığın bir ortamda yayılan dalga hareketi olduğunu varsayarak Newton kuramına dahil edilebilir. İkinci seçenekte (eter) denen ortamın kendisinin de parçacıklardan oluştuğu varsayılmalıdır.

Hareket halindeki elektrik yüklerinin manyetik kuvvetlere neden olabileceği gerçeği konunun biraz daha karmaşık hale gelmesine yol açmıştır, ama yukarıdaki görüşü bir bütün olarak etkilememiştir. Sayısız matematikçi ve fizikçi (Gauss dahil), Newton kuramı çerçevesinde hareket halindeki elektrik yüklerini tarif eden ve genel olarak yeterli gözüken denklem sistemleri önerdiler. 'Newtoncu' tasarıma ilk ciddi eleştiri, büyük İngiliz deneyci ve kuramcısı Michael Faraday (1791-1867) tarafından yapılmış olmalı.

Bu eleştirinin niteliğini anlamak için önce fiziksel alan kavramını anlamalıyız. Bir manyetik alan düşünün. Çoğunuz bir mıknatısın üzerine konan bir kağıt parçasının üstüne dökülen demir tozlarının davranışına tanık olmuşsunuzdur: Demir tozları, 'manyetik kuvvet çizgileri' denilen çizgiler boyunca dizilerek ilginç bir görüntü sergilerler. Demir tozları kalktıktan sonra da çizgilerin kaldığını düşünelim. Bu çizgiler *manyetik alanı* oluşturur. Uzaydaki her noktada bu 'alan' belirli bir yönü, bu noktadaki manyetik etki yönünü belirler. Gerçekte, her noktada bir *vektör* bulunduğu için manyetik alan bize bir vektör alanı örneği sağlar. (Bir önceki kısımda ele aldığımız Hamilton vektör alanıyla bu alanı kıyaslayabilirdik, ama burada manyetik vektör alanı, faz uzayında değil normal uzayda bulunan bir

alandır.) Aynı şekilde, elektrik yüklü bir cismin çevresi de farklı bir alanla, *elektrik alanı* ile çevrilidir, Benzer olarak *kütleçekimi alanı* da herhangi bir kütleli cismin çevresinde yer alır. Bunların hepsi uzayda vektör alanlarıdır.

Bu görüşler Faraday'dan çok önceleri yaygındı ve Newton mekaniğinde kuramcıların cephanesinin bir parçasıydılar. Fakat önde gelen görüş, bu gibi 'alanların' tek başlarına gerçek fiziksel maddenin yerini tutmadığıydı. Daha çok bu alanlar çeşitli noktalara uygun bir parçacık konulduğunda etkili olacak kuvvetlerin 'hesabını tutmak' için düşünülmekteydiler. Ancak, Faraday'ın son derece zengin deneysel bulguları (hareketli bobinler, mıknatıslar, vb.) onu, elektrik ve manyetik alanların *gerçek* birer fiziksel 'nicelik' olduklarına inandırdı, ve üstelik, değişken elektrik ve manyetik alanların bazen alan dışındaki boş uzay içinde birbirlerini 'iteleyerek' bir tür dalga üretebildiklerine inandırdı! Faraday ışığın, bu tür dalgalardan oluşabileceğini varsaydı. Bu varsayım, o dönemde yaygın olarak benimsenen 'Newtoncu' görüşe aykırıydı, çünkü bu görüş alanlara herhangi bir bağlamda, 'gerçek' gözüyle bakmıyordu. Alanlar Newton için noktasal parçacıkların uzaktan eylemiyle bilinen asıl gerçekliğini tanımaya yararlı matematiksel yardımcılardan öte bir şey değillerdi.

Faraday'ın deneysel bulgularıyla birlikte, dikkate değer Fransız fizikçisi André Marié Ampère'in (1775-1836) daha önceki deneysel bulgularıyla karşılaşan, ve Faraday'dan esinlenen büyük İskoç fizikçi ve matematikçisi James Clerk Maxwell (1831-1879), Faraday'ın deneysel bulgularından kaynaklanan ve elektrik ve manyetik alanların sağladıkları matematiksel denklemler üzerinde düşündü. Dikkate değer bir sezgiyle, söz konusu denklemlerde bir değişiklik önerdi: bu değişiklik önemsiz gözüküyordu ama temel sonuçlara yol açtı. Önerilen bu değişiklik, hiç de bilinen deneysel gerçeklere dayanmıyordu. (Ancak bu gerçeklerle tutarlıydı.) Maxwell'in kendi kuramsal koşullarının, kısmen fiziksel, kısmen matematiksel ve kısmen estetik kurallarının, bir sonucuydu. Maxwell denklemlerinin, bir öngörüsü elektrik ve manyetik alanların boş uzayda birbirlerini gerçekten 'ittiklerini' göstermesidir. Salınım yapan bir manyetik alan, salınım yapan bir elektrik alanı yaratır ve (Faraday'ın

deneysel bulgularına göre) bu salınım yapan elektrik alan tekrar salınım yapan bir manyetik alan yaratır. (Maxwell'in kuramsal yorumuna göre) bu manyetik alan yine bir elektrik alanı yaratır ve bu böylece sürer gider. (Bu tür dalgaların ayrıntılı resimleri için bkz. Şekil 6.26 ve 6.27, s. 149 ve 151.) Maxwell, bu etkinin uzayda yayılma hızını hesaplayabildi ve ışık hızına eşit olduğunu buldu! Üstelik, *elektromanyetik* dalgalar adı verilen bu dalgalar ışığın, uzun zamandan beri bilinen girişim ve iyi anlaşılamamış kutuplanma özelliklerini de göstermekteydi (bu konuları 6. Bölümde inceleyeceğiz, s. 108, 149). Belirli bir dalgaboyuna ($4 \times 10^{-7} - 7 \times 10^{-7}$ m) sahip olan görülür ışığın elektromanyetik dalga olarak özelliklerinin belirlenmesinin yanısıra, başka dalgaboylarında elektromanyetik dalgaların da bulunabileceği ve bunların tellerdeki elektrik akımı tarafından oluşturulabileceği öngörüldü. Bu gibi dalgaların varolduklarını, Alman fizikçi Heinrich Hertz 1888'de deneysel olarak kanıtladı. Faraday'ın umudu, bu suretle, Maxwell'in harikulade denklemlerinde gerçekten sağlam bir temel bulmuş oluyordu!

Maxwell'in denklemlerinin ayrıntılarını burada değerlendirmek bizim için gerekli değilse bile, onlara şöyle bir göz atmanın da bir sakıncası olamaz:

$$\frac{1}{c^2}\cdot\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \text{curl}\,\vec{B} - 4\pi\vec{j}, \qquad \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\text{curl}\,\vec{E},$$
$$\text{div}\,\vec{E} = 4\pi\rho, \qquad \text{div}\,\vec{B} = 0.$$

Burada $\vec{E}$, $\vec{B}$ ve $\vec{j}$, sırasıyla, elektrik alanını, manyetik alanı ve elektrik akımını tanımlayan vektör alanlarıdır; ρ elektrik yükünün yoğunluğunu gösterir; c ise yalnızca bir sabit sayıdır: Işığın hızı.[11] 'Curl' ve 'div' gibi terimleri dikkate almasanız da olur, çünkü bunlar sadece çeşitli uzaysal kısmi türevleri göstermektedirler. (Uzay koordinatlarına göre alınan kısmi türevlerin bazı toplamlarıdır. ∂ simgesiyle gösterilen 'kısmi türev' işlemini, Hamilton'ın denkleminden anımsayacaksınız.) İlk iki denklemin sol tarafında görülen $\partial/\partial t$ elemanları, aslında, Hamilton'ın denklemlerinde kullanılan 'nokta' ile aynı olup, aralarında yalnız teknik bir fark vardır. Böylece, $\partial \vec{E}/\partial t$'nin anlamı 'elektrik alanındaki zamanla değişim oranı;

$\partial \vec{B}/\partial t$'nin anlamı ise 'manyetik alandaki zamanla değişim oranı' olmaktadır. Birinci denklem* elektrik alanının, manyetik alanın ve elektrik akımının o andaki eylemleriyle zaman içinde nasıl değişmekte olduğunu gösterir; ikinci denklem ise manyetik alanın, elektrik alanının o andaki eylemleriyle zamanla nasıl değişmekte olduğunu gösterir. Üçüncü denklem, genel bir anlatımla, ters kare kuvvet yasasının değişik bir yazım şekli olup elektrik alanının (o andaki) yüklerin dağılımı ile nasıl ilişkilendirilmesi gerektiğini gösterir; dördüncü eşitlik ise aynı şeyi manyetik alan için gösterir, ama burada 'manyetik yükler' yoktur (yani bir mıknatısın 'kuzey kutbu' ile 'güney kutbu' tek başlarına var olamazlar).

Bu denklemler bir bakıma Hamilton'ın denklemlerine benzemekteler: İlgili niceliklerin (burada elektrik ve manyetik alanlar), zaman içindeki değişim oranını, aynı niceliklerin verilen bir süre içerisindeki değerleri cinsinden belirlerler. Bu nedenle, diğer Hamilton kuramları gibi, Maxwell denklemleri de *belirleyicidir*. Aralarındaki tek fark -ancak bu önemli bir farktır- Maxwell denklemlerinin parçacık denklemi değil *alan* denklemleri olmalarıdır. Sistemin durumunu yani (uzayın her bir noktasındaki alan vektörlerini) tanımlamak için, parçacık kuramı (her parçacık için üç konum koordinatı ile üç momentum koordinatından ibaret) sonlu sayıda değişkene gereksinim duyarken burada *sonsuz* sayıda değişkene gereksinim duyarız. Bunun anlamı Maxwell kuramına göre faz uzayının, *sonsuz* boyutlu bir uzay olduğudur! (Daha önce değindiğim gibi, Maxwell denklemlerini genel olarak Hamilton kuramının kapsamına almak olasıdır, ama söz konusu sonsuz boyutluluk nedeniyle bu kapsamın biraz genişletilmesi gerekecektir.[12])

Maxwell kuramının fiziksel gerçeklik görüşümüze getirdiği temel *yenilik,* alanların bundan böyle hak ettikleri şekilde ciddiye alınmaları ve Newton kuramındaki 'gerçek' parçacıkların birer matematiksel uzantısı gibi sayılmamaları gerektiğidir. Nitekim Maxwell, alanların elektromanyetik dalgalar halinde yayılırken belli bir miktar *enerjiyi* taşıdıklarını göstermiştir. Maxwell, söz konusu enerji için açık bir matematik ifade elde

* Bu denklemdeki $\partial E/\partial t$ terimi, Maxwell kuramının en çarpıcı kuramsal öğesidir. Öteki denklemlerdeki diğer tüm terimler doğrudan gözlemsel kanıta dayanırlar. $\frac{1}{c^2}$ katsayısı çok küçük olduğu için bu terim önceden gözlemlenememiştir.

etmeyi başarmıştır. Enerjinin, 'kütleden bağımsız' olarak elektromanyetik dalgalarla bir yerden diğerine taşındığı gerçeği, Hertz'in bu dalgaları saptamasıyla deneysel olarak doğrulanmıştır. Radyo dalgalarının enerji taşıdıkları -hâlâ çok çarpıcı olsa da- artık pek yadırgamadığımız bir gerçektir.

Hesaplanabilirlik ve Dalga Denklemi

Maxwell, denklemlerinin doğrudan sonucu olarak, uzayın yük veya akım bulunmayan bölgelerinde (yani yukarıdaki denklemlerde $\vec{j} = 0$, $\rho = 0$ olduğu yerlerde), elektrik ve manyetik alanların tüm bileşenlerinin *dalga denklemini** sağladıklarını buldu. Dalga denklemi Maxwell denklemlerinin 'basit bir özel halinin kopyası' sayılabilir, çünkü elektrik ve manyetik alan bileşenlerinin hepsinin değil, sadece *bir* niceliğin sağladığı denklem olup bunun çözümleri, Maxwell kuramındaki 'kutuplanma' (elektrik alanı vektörünün yönü, bkz, s. 149) gibi ek sorunlar olmaksızın dalga yayılımını örnekler.

Dalga denkleminin ilgimizi çekecek bir yönü daha vardır, çünkü bu denklem *hesaplanabilirlik* özellikleri yönünden incelenmiştir. Marian Boykan Pour-El ve Ian Richards (1979, 1981, 1982, 1989) dalga denkleminin çözümlerinin, normal anlamda *belirleyici* olarak davransalar da -yani başlangıç anında verilen veriler diğer tüm zamanlarda çözümü belirler- alanın belirlenen değerinin daha sonraki bir hesaplanabilir zamanda gerçekte *hesaplanamaz* özelliğe sahip 'kendine özgü' bazı başlangıç verilerinin varlığını göstermişlerdir. Bu nedenle, gayet mantıklı bir fiziksel alan kuramı ile ilgili denklemler her ne kadar (Maxwell kuramı gibi gerçek dünyada doğrulanan bir kuram olmasa da), Pour-El ve Richards tarafından ileri süren görüş bağlamında, hesaplanamaz bir evrim yaratabilir!

İlk bakışta bu, oldukça şaşırtıcı bir sonuçtur ve bir önceki kısımda savunduğum 'akla uygun' Hamilton sistemlerinin olası hesaplanabilirliği varsayımını doğrular nitelikte görünmemektedir. Ancak, Pour-El ve Richards'ın vardıkları sonuç, kuşkusuz çok il-

* Dalga denklemi (veya D'Alembert denklemi) şu şekilde yazılabilir:
$\{(1/c^2)(\partial/\partial t)^2 - (\partial/\partial x)^2 - (\partial/\partial y)^2 - (\partial/\partial z)^2\}\,\varphi = 0.$

gi çekici ve matematiksel yönden doğru olsa da, fiziksel yönden bir anlam taşıyacak şekilde varsayımımla çelişmez. Çünkü ileri sürdükleri 'kendine özgü' türde başlangıç verileri, fiziksel olarak anlam taşıyan bir alan için doğal olarak öngöreceğimiz şekilde 'düzgün değişken'[13] değildir. Pour-El ve Richards, aslında, bu tür bir alana izin vermediğimiz takdirde dalga denklemi için *hesaplanamazlığın* doğamıyacağını kanıtlamaktadırlar. Bu tür alanlara izin verilse bile, herhangi bir fiziksel 'aygıtın' (insan beyni? gibi) böyle bir 'hesaplanamazlık'tan nasıl yararlanabileceğini anlamak zor olurdu. Bu sonucun sadece yüksek duyarlılıklı ölçümlere izin verilen durumlarla bir ilgisi olabilirdi ama, daha önce tanımladığım gibi, fiziksel olarak bu ilişki de pek gerçekçi değildir. Ne var ki, Pour-El ve Richards tarafından ulaşılan sonuçlar, bugüne değin üzerinde çok az çalışılmış önemli bir araştırma konusuna ilginç bir başlangıç olmaktadırlar.

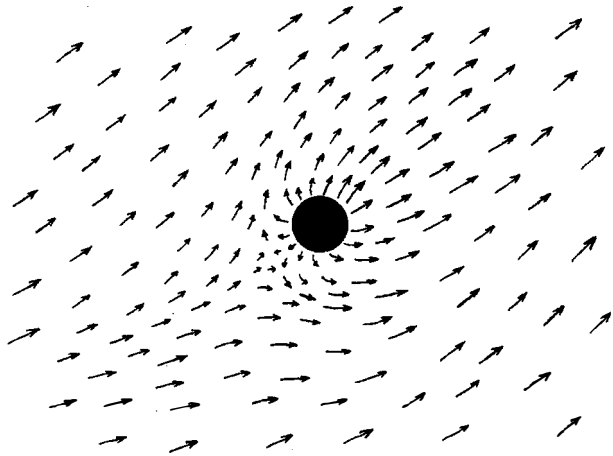
Lorentz Hareket Denklemi; Başıboş Parçacıklar

Yukarıdaki haliyle Maxwell denklemleri, bir denklem sistemi olarak tamam değildir. Elektrik yükleri ve elektrik akımlarının dağılımı *verildiğinde*, elektrik alanı ve manyetik alanın yayılımını harika bir şekilde vermektedirler. Söz konusu yükler, -başlıcaları elektronlar ve protonlar olmak üzere - fiziksel *yüklü parçacıklardır* ve elektrik akımları bu parçacıkların hareketlerinden oluşur. Yüklerin nerede olduklarını ve nasıl hareket ettiğini bilirsek, elektromanyetik alanın nasıl davranması gerektiğini Maxwell denklemleri bize bildirir. Maxwell denklemlerinin bize bildirmediği, bizzat parçacıkların nasıl davranmaları gerektiğidir. Bu sorunun yanıtı, kısmen de olsa, Maxwell'in gününde biliniyordu ama tatminkar bir denklemler sistemi, 1895'te Hollandalı seçkin fizikçi Hendrick Antoon Lorentz tarafından bulunan ve özel görelilik kuramından esinlenerek, kendi adıyla tanınan yüklü bir parçacık için Lorentz hareket denklemlerini bulununcaya kadar kurulamadı (bkz. Whittaker 1910, s. 310, 395). Lorentz denklemleri, parçacığın bulunduğu noktadaki elektrik/manyetik alanlar nedeniyle, yüklü bir parçacığın hızının zaman içinde nasıl değiştiğini belirler.[14] Lorentz

denklemleri Maxwell denklemlerine eklendiği zaman, hem yüklü parçacıklar, hem de elektromanyetik alanın zaman evrimi ile ilgili yasalar tamamlanmış olur.

Ancak, bu sistem de bile herşey tam yolunda gitmiyor. Alanlar, parçacıkların çaplarının boyutları ölçeğinden (elektronun 'klasik yarıçapı' boyutu yaklaşık 10^{-15} m alınarak) daha küçük ölçeklerde çok değişken değilseler, denklemler mükemmel sonuçlar verir ve parçacıkların hareketleri hızlı değildir. Ancak burada, başka koşullarda önemli olabilecek bir *ilke* sorunu vardır. Lorentz denklemlerini kurmak için bizim yapmamız istenen şey, yüklü noktasal parçacığın bulunduğu noktadaki elektromanyetik alanı belirlemektir (ve, aslında, o noktadaki 'kuvvetin' değerini bulmaktır). Bunun için parçacığın 'merkezi' mi esas alınacak, yoksa yüzeydeki tüm noktalarına göre alanın ortalamasını mı (yani ortalama kuvveti mi) alacağız? Alan, parçacık ölçeğinde sabit değilse bu iki seçenek farklı sonuçlar verebilir. Bundan daha ciddi bir başka sorun var: Parçacığın yüzeyindeki (veya merkezindeki) alan gerçekte nedir? *Yüklü* bir parçacıktan söz ettiğimizi unutmayın. *Bizzat parçacıktan kaynaklanan* elektromanyetik bir alan vardır ve bu parçacığın içine konduğu 'tabana alana' eklenmelidir. Parçacığın kendi alanı, 'yüzeyine' yakınlaştıkça fevkalade şiddetlenir ve rahatlıkla yakın çevresindeki diğer tüm alanlara baskın çıkar. Üstelik, parçacığın kendi alanı çevresinde, az veya çok doğrudan doğruya dışa (veya içe) yöneleceği için, parçacığın içine konarak karşılık vermesi beklenen *gerçek* alan hiç de sabit olmayacak, parçacığın yüzeyinde değişik yerlerde farklı yönlerde etkin olacaktır (Şekil 5.15). Parçacığın üstünde farklı yönlerde farklı etkin olan kuvvetler parçacığı bulunduğu yerde döndürecek mi yoksa biçimini mi bozacak diye endişelenmeye, bu arada, parçacığın ne tür esnekliğe vb. özelliklere, sahip olduğunu merak etmeye başlamalıyız (*görelilik* ile ilgili özellikle sorunlu konular var ama okuyucumu bunlarla sıkmak istemiyorum). Problemin, göründüğünden de karmaşık olduğu açıkça anlaşılıyor.

Belki en iyisi parçacığı bir *nokta* olarak ele almaktır. Fakat bu kez başka tür sorunlarla karşılaşırız, çünkü *noktasal* parçacığın yakın çevresindeki kendi elektrik alanı *sonsuz* olacaktır. Lorentz denklemlerine göre bulunduğu yerin elektromanyetik



Şekil 5.15. Lorentz hareket denklemlerini nasıl tam olarak uygulayabiliriz? Yüklü bir parçacık üzerindeki kuvvet, sadece parçacığın bulunduğu yerdeki alanı incelemekle elde edilemez, çünkü orada parçacığın kendi alanı baskındır.

alanına cevap vermesi gerekirse, bir sonsuz alana cevap vermesi gerekecektir! Lorentz yasası uyarınca, parçacığın hiçbir belirsizliğe neden olmadan yanıt verebileceği sonlu bir taban alan sağlamak için *parçacığın kendi alanını dış alandan çıkarmanın* bir yolunu bulmak gerekir. Bunun nasıl gerçekleştirileceği problemi 1938'de Dirac tarafından çözüldü (Dirac'tan daha sonra yine söz edeceğiz.) Ancak, Dirac'ın çözümü bazı korkutucu sonuçları beraberinde getirdi. Parçacıkların ve alanların davranışını, başlangıç verilerine göre belirlemek için, her parçacığın başlangıç konumunu ve hızını bilmenin yeterli olmadığını, başlangıç *ivmesinin* de bilinmesi gerektiğini savundu. (Standart dinamik kuramlar kapsamında oldukça anormal bir durum.) Olası başlangıç ivmesi değerlerinden bazıları verilince, parçacık sonuçta öylesine çılgınca davranmaya başlıyor ki, neredeyse ışık hızına ulaşan bir hızla anında ivmelenip kaçıyor! Bunlar Dirac'ın 'başıboş çözümleri' olup, Doğa'da gerçekten oluşan hiç bir olguya uygun değillerdir. Başlangıç ivmelerini gerektiği şekilde seçerek, başıboş parçacıkları gemlemenin bir yolunu bulmalıyız. Bunu yapmak her zaman için olasıdır ama bunun için 'ön bilgiye' sahip olmamız gerekir; başka bir deyişle, başlangıç ivmeleri o şe-

kilde belirlenmeli ki, hangi çözüm sonunda başıboş çözüme dönüşecek önceden bilinebilsin. Standart bir belirleyici fizik probleminde, başlangıç verilerini belirlemenin yolu bu olamaz. Alışıldık belirleyicilikte bu veriler gelişi güzel olarak, ve geleceğe yönelik koşullardan arındırılmış olarak verilebilir: Burada ise gelecek, geçmişte bir zamanda verilen verilerle tamamen belirlenmekle beraber bu veriler, gelecekteki davranışın akla uygun olması koşuluyla kesin olarak sınırlanıyor .

Temel klasik denklemler hakkında söyleyeceklerimiz bu kadar. Klasik fizik yasalarında bile belirlenebilirlik ve hesaplanabilirlik konusunun rahatsızlık verici ölçüde bulanık olduğunun okuyucu farkına varmış olmalı. Fizik yasaları, geleceğin, geçmişte meydana gelmesine izin verilen bir şeyi etkilemesine izin veren *teleolojik* bir öğeye mi sahiptir? Aslında fizikçiler, klasik elektrodinamiğin (klasik yüklü parçacıklar ile elektrik ve manyetik alanlardan ibaret) kavramlarını, normalde, gerçekliğin ciddi tanımlamaları olarak benimsemezler. Yukarıda değinilen sorunlara olağan yanıtları şudur: Tek tek yüklü parçacıklarla kendimizi *kuantum elektrodinamiğinin* uygulama alanında buluruz ve burada, tamamiyle klasik bir yöntem kullanarak anlamlı yanıtlar çıkarmak olanaksızdır. Kuşkusuz haklılar, ama daha sonra tartışacağımız gibi, *kuantum* kuramının *kendisinin* bu konuda sorunları bulunmaktadır. Aslında Dirac'ın, yüklü bir parçacığın dinamiği problemini ele almasına neden, (fizik yönünden daha uygun) kuantum probleminin daha ciddi başlıca zorluklarının aşılmasını sağlayacak bazı ipuçlarını böylece elde edebileceğini düşünmesi olmuştur. Kuantum kuramının sorunlarıyla ilerde karşılaşacağız.

Einstein ve Poincaré'nin Özel Görelilik Kuramı

Duran bir referans sisteminden hareketli bir referans sistemine geçtiğimiz takdirde, Galilei ve Newton fizik yasalarının hiç değişmeden kalacaklarını bildiren Galilei'nin görelilik ilkesini anımsayın. Bunun anlamı şudur: Sadece yakın çevremizdeki nesnelerin dinamik davranışını inceleyerek, olduğumuz yerde durup durmadığımıza veya bir yönde tekdüze hızla hareket ha-

linde olup olmadığımıza karar veremeyiz. (Galilei'nin denizde yol alan gemisini anımsayın, s. 19). Fakat, Maxwell denklemlerini bu yasalarla birleştirdiğimizi varsayalım. Galilei'nin göreliliği hâlâ geçerliliğini korur mu? Maxwell'in elektromanyetik dalgalarının c sabit hızıyla -ışık hızı- yayıldığını anımsayın. Halbuki sağduyumuzu dinlersek, bir yönde çok hızlı ilerlediğimiz takdirde bu yöndeki ışık hızının c'nin altına düşmüş gibi görünmesi (bu yöndeki ışık kaynağına yaklaştığımız için), zıt yöndeki ışık hızının ise, Maxwell kuramının öngördüğü *sabit* ışık hızından farklı olarak c'nin üstüne çıkmış gibi görünmesi (ışık kaynağından uzaklaştığımız için) gerekir. Sağduyumuz haklıdır: Newton ve Maxwell denklemleri biraradayken Galilei ilkesi doğrulanmıyor.

Bu konuları uzun uzun irdeleyen Einstein 1905'te (aslında ondan biraz önce Poincaré 1898-1905 yılları arası gibi) özel görelilik kuramına ulaştı. Poincaré ve Einstein, birbirinden bağımsız olarak, Maxwell denklemlerinin de bir görelilik ilkesini doğruladığını buldular (bkz, Pais 1982). Başka bir deyişle, her ne kadar bu durumla ilgili kurallar, Galilei-Newton fiziği kuralları ile *uyuşmasa da*, Maxwell denklemleri, duran bir referans sisteminden hareketli bir sisteme geçtiğimiz takdirde değişmeme özelliğine sahiptirler. Kuralları birbiriyle uyumlu hale getirmek için, denklem kümelerinden birini veya diğerini değiştirmek gerekiyordu; aksi halde, görelilik ilkesinden tümüyle vazgeçilmeliydi.

Einstein'ın, görelilik ilkesinden vazgeçmek gibi bir niyeti yoktu. Olağanüstü fiziksel içgüdüsü ona, dünyamızın fizik yasaları adına, böyle bir ilkenin doğrulanması gerektiğini ısrarla söylüyordu. Üstelik, bilinen tüm olgularla ilgili olarak, Galilei-Newton fiziğinin, ışığın hızıyla kıyaslandığında, söz konusu uyuşmazlığın önemli olamıyacağı ölçüde düşük hızlar için denenmiş olduğunun pekala farkındaydı. Bu tür uyuşmazlıkların önemli sayılabileceği hıza ancak *ışığın kendisi* sahip olabilirdi. Bu nedenle, hangi görelilik ilkesini benimsememiz gerektiğini bize ancak ışığın davranışı bildirebilirdi ve ışıkla ilgili denklemler Maxwell denklemleriydi. Maxwell kuramı ile onun görelilik ilkesi korunmalı, dolayısıyla Galilei-Newton yasaları buna göre değiştirilmeliydi!

Poincaré ve Einstein'dan önce Lorentz, bu soruları sormuş ve kısmen yanıtlamıştı. 1895 yılına gelindiğinde Lorentz, maddeyi birarada tutan kuvvetin elektromanyetik kaynaklı olduğunu kabullenmişti (Bunun doğruluğu sonradan gerçekten anlaşıldı). Böylece gerçek maddesel cisimlerin davranışının, Maxwell denklemlerinden türeyen yasalara uyması gerektiği görüşünü benimsemişti. Bu görüşün bir sonucu şu oldu: Işığın hızıyla kıyaslanabilir bir hızla hareket eden bir cisimin boyu, hareket yönünde biraz büzülür ('FitzGerald-Lorentz büzülümü'). Lorentz bu sonucu, Michelson ve Morley'in 1887'de ulaştıkları şaşırtıcı bir bulguyu -elektromanyetik olguların, 'mutlak' bir eylemsizlik durumunu belirlemek için kullanılamıyacaklarını gösteren sonucu- açıklamak için kullanmıştır. (Michelson ve Morley, beklentinin aksine olarak, yeryüzünde ışığın görünür hızının, Dünya'nın Güneş'in etrafındaki hareketinden etkilenmediğini gösterdiler.) Madde daima, (tekdüze) hareketinin yerel olarak belirlenemiyeceği bir şekilde mi davranır? Bu, Lorentz'in ulaştığı *yaklaşık* sonuçtu. Ayrıca Lorentz, elektromanyetik kuvvetler dışında kalan tüm öteki kuvvetlerin önemsiz sayıldığı bir madde kuramıyla kendini sınırlamıştı. Seçkin bir matematikçi olması nedeniyle Poincaré, Maxwell denklemlerinin temelindeki görelilik ilkesinden hareketle, 1905'te maddenin tekdüze hareketinin yerel olarak belirlenemeyeceği, *kesin* bir davranış biçiminin var olduğunu göstermeyi başardı. Bunun fiziksel bazı sonuçlarını da elde etti (Bunlara bir süre sonra inceleyeceğimiz 'eşzamanlılığın göreliliği' dahildir). Poincaré'nin bu sonuca yalnızca *bir* olasılık gözüyle baktığı ve Einstein'ın taşıdığı bir görelilik ilkesinin mutlaka bulunması gerektiği görüşünü paylaşmadığı anlaşılıyor.

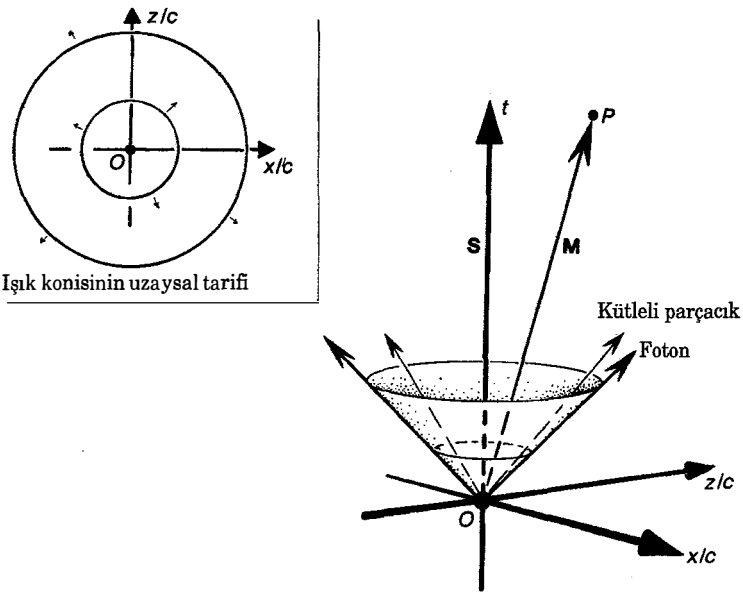
Maxwell denklemlerince sağlanan görelilik ilkesi, diğer adıyla *özel görelilik*, kavranması oldukça zor bir ilke olup, ilk bakışta, içinde yaşadığımız dünyanın gerçek nitelikleri olarak kabullenilmesi güç, önseziden uzak pek çok nitelik taşımaktadır. Aslında, özel göreliliğe, son derece kendine özgü görüşleri ve yaratıcılığı olan Rus asıllı Alman geometrici Herman Minkowski'nin (1864-1909) 1908'de bulduğu *ek* bir öğe olmaksızın doğru dürüst bir anlam verilemez. Minkowski, Zürih Politeknik okulunda Einstein'ın hocasıydı. Temel nitelikte yeni görüşü, uzayla zama-

nı birbirinden ayrılmaz bir bütün olarak alması ve *dört boyutlu bir uzay-zaman* olarak nitelemesiydi. 1908'de Göttingen Üniversitesinde verdiği ünlü konferansında bunu şöyle açıklamıştı:
"Bundan böyle kendi başına uzay, kendi başına zaman gölgeler gibi yitip gitmeye mahkumlar ve yalnızca bu ikisinin bir tür birleşimi bağımsız bir gerçekliği koruyacaktır."
Özel göreliliğin temel özelliklerini, Minkowski'nin muhteşem uzay-zamanı yardımıyla kavramaya çalışalım.

Uzay-zaman kavramını anlamanın zorluklarından birisi, gözümüzde canlandırmamazı zorlaştıran dört boyutlu olması özelliğidir. Ancak, faz uzayı gibi bir kavramın zorluğunu aştıktan sonra sadece dört boyut gözümüzü korkutmamalı! Daha önce yaptığımız gibi biraz 'aldatmacaya' baş vuracağız ve biraz daha küçük boyutlu bir uzay canlandıracağız gözümüzde; bu kez hilemiz o kadar büyük çapta olmayacak ve gözümüzde canlanan tablo da bu durumda daha doğru olacak. İki boyut (bir uzay ve bir zaman), bir çok amaca pekala hizmet edebilir, ama umarım okuyucum biraz daha cesur davranarak üç boyuta (iki uzay ve bir zaman) çıkmamı anlayışla karşılar. Üç boyut çok iyi bir tablo çizmemizi sağlayacak ve ilke olarak fikirler, fazla değişikliğe uğramaksızın dört boyuta genellenebilecektir. Bir uzay-zaman şemasıyla ilgili olarak aklımızdan çıkarmamamız gereken husus, şemadaki her noktanın bir *olayı* temsil ettiğidir; başka bir deyişle, her nokta sadece bir *an* için varolur ve bu nedenle uzaydaki bir noktanın anlık bir varlığı vardır. Şemanın tümü, geçmişi, şimdiki hali ve geleceği ile bütün tarihi gösterir. Bir parçacık zaman içerisinde sürekli olduğu için bir noktayla değil, parçacığın *dünya çizgisi* adı verilen bir eğriyle temsil edilir. Parçacık ivmesiz hareket ediyorsa doğrusal, ivmeli hareket ediyorsa eğri olan bu çizgi parçacığın varlığının tüm tarihçesini belirler.

Şekil 5.16'da, iki uzay ve bir zaman boyutlu bir uzay-zaman tasarımladım. Dikey yönde ölçülen standart bir zaman koordinatı t, ve yatay ölçülen iki uzay koordinatı x/c ve z/c olduğunu varsayıyoruz.* Merkezdeki koni, uzay-zaman merkezi O'nun

* Uzay koordinatlarını, c ışık hızına göre ikiye ayırmamızın nedeni, fotonların dünya çizgilerinin dikeye 45° gibi uygun bir eğimle açılanmış olmasıdır. Bu konuyu daha sonra tartışacağız.



Şekil 5.16. Minkowski uzay-zamanında bir ışık konisi (sadece iki uzaysal boyutlu); 0 ile gösterilen uzay-zaman merkezindeki olayı da yer alan bir patlamadan sonra ışık yayılımının tarihçesini tanımlıyor.

(gelecekte) *ışık konisidir*. Önemini anlamak için *O* olayında meydana gelen bir patlama düşünün (Böyle bir patlama uzayın merkezinde, $t = 0$ anında meydana gelmiştir). Patlama sonucu çıkan ışığın tarihi bu ışık konisidir. İki boyutlu uzayda ışık demetinin tarihi, c ışık hızıyla dışarıya doğru hareket eden bir çember olur. Üç boyutlu uzayda ise bu, c hızıyla dışa doğru genleşen küre yüzeyi, yani ışığın küresel dalga cephesi olacaktır. Fakat burada y uzay boyutunu ihmal ettiğimiz için bir çember elde ederiz. Tıpkı bir havuzun ortasına atılan taşın düştüğü noktadan kaynaklanan içi içe halkalar şeklinde dalgalar gibi. Bu çemberi bir uzay-zaman resminde görebilmek için koninin yatay kesitlerini alabiliriz.

Bu yatay düzlemlerin her birisi, t zaman koordinatının artan değerlerine karşı gelen değişik uzay temsilleridir. Görelilik kuramının önemli bir niteliği, hiç bir maddesel parçacığın ışık hı-

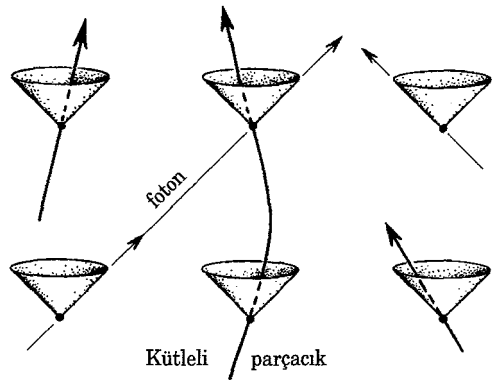
zından daha hızlı hareket edememesidir. (İlerde bu konuyu açacağız). Merkezdeki patlamadan çıkan tüm maddesel parçacıklar ışığın gerisinde kalmalıdırlar. Bunun uzay-zaman cinsinden anlamı, patlamadan çıkan parçacıkların dünya çizgilerinin ışık konisi içinde kaldıklarıdır.

Işığı elektromanyetik dalga olarak değil foton adı verilen parçacıklar cinsinden tarif etmek çok kez daha yararlı olmaktadır. Şu an için bir 'foton'u yüksek frekanslı bir elektromanyetik salınımın taşıdığı 'enerji paketi' olarak düşünebiliriz. Aslında bu terimin kullanımı fiziksel açıdan ancak kuantum tanımlarında daha uygun olacaktır. Fakat burada 'klasik' fotonlar da işimize yarayacak. Boş uzayda fotonlar her zaman doğrular boyunca c temel hızıyla hareket ederler. Bunun anlamı Minkowski uzay-zaman resminde bir fotonun dünya çizgisinin düşeyle 45° yapan bir doğru ile gösterildiğidir. O'daki patlamadan kaynaklanan fotonlar, tepesi O noktasında bulunan ışık konisini oluştururlar.

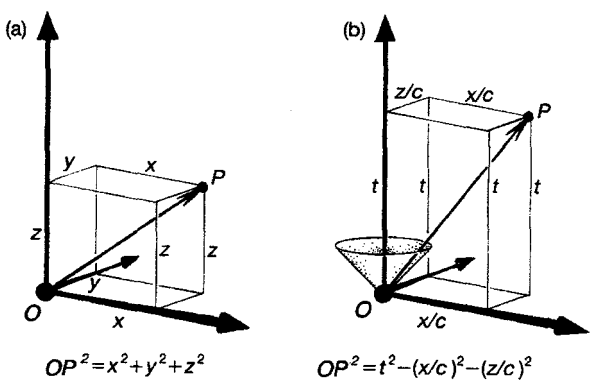
Bu özellikler uzay-zamanın her noktasında geçerli olmalıdır. Koordinat merkezinin bir ayrıcalığı yoktur; O noktası diğer başka bir noktadan farklı değildir. Dolayısıyla uzay-zamanın her noktasında, merkezdeki ışık konisiyle aynı önemi taşıyan, birer ışık konisi bulunmalıdır. Herhangi bir ışık çakmasının geçmişi veya ışığın parçacık yorumunu kullanırsak fotonun dünya çizgisi her noktada O noktadaki ışık konisi üstünde kalır, halbuki bir maddesel parçacığın geçmişi mutlaka geçtiği her noktadaki ışık konisinin içinde kalacaktır. Bu durum Şekil 5.17'de gösterilmiştir. Tüm noktalardaki ışık konilerinin oluşturduğu küme, uzay-zamanın *Minkowski geometri*sinin bir parçası olarak görülmelidir.

Minkowski geometrisi nedir? Işık konisi yapısı bu geometrinin önemli bir unsurudur. Ancak Minkowski geometrisi deyince bundan daha fazlası anlaşılır. Eukleides geometrisindeki mesafeyle kayda değer benzerlikler taşıyan bir uzaklık kavramı vardır. Üç boyutlu Eukleides geometrisinde, bir noktanın merkeze olan r uzaklığı, standart Kartezyen koordinatları cinsinden

$$r^2 = x^2 + y^2 + z^2$$



Şekil 5.17 Minkowski geometrisinin bir resmi.



Şekil 5.18 Uzaklık ölçümlerinin bir karşılaştırımı.
a) Eukleides geometrisinde
b) Minkowski geometrisinde (uzaklık bu durumda geçen zaman anlamındadır)

ifadesiyle verilir. (Şekil 5.18a'ya bakınız.) Bu ifade iki boyutlu hali daha çok bilinen Pythagoras teoreminden ibarettir. Üç boyutlu Minkowski geometrimiz için, esas olarak bir işaret farkı ile aynı ifadeyi kullanıyoruz:

$$s^2 = t^2 - (x/c)^2 - (z/c)^2.$$

Kuşkusuz daha doğru bir yöntemle *dört* boyutlu Minkowski geometrisini dikkate aldığımız da 'uzaklık' ifadesi şöyledir:

$$s^2 = t^2 - (x/c)^2 - (y/c)^2 - (z/c)^2.$$

Bu ifadedeki 'uzaklık' niceliği s'nin fiziksel anlamı nedir? $(t, x/c, y/c, z/c)$ veya $(t, x/c, z/c)$ koordinatlarına sahip P noktasının, üç boyutlu uzayda (Şekil 5.16), O'nun (gelecek) ışık konisinde yeraldığını varsayalım. Bu durumda OP doğru parçası bir maddesel parçacığın, diyelim patlamayla oluşan belirli bir parçacığın, geçmişinin bir kısmını temsil edebilir. Minkowski uzayında, OP doğru parçasının s uzunluğu, dolaysız bir fiziksel yoruma sahiptir. Parçacığın O ve P olayları arasında yaşadığı *zaman aralığıdır*! Başka bir deyişle parçacık, son derece duyarlı bir saatle donatılı olsaydı[15], O ve P olaylarında bu saatin kaydedileceği zamanlar arasındaki fark tam olarak s değerine eşit olurdu. Beklentilerin aksine, t koordinat değişkeni t, ölçümlenen bu süreyi, saatin koordinat sisteminde (yani, x/c, y/c, z/c sabit koordinatlarının sabit değerlerinde) olmadığı sürece belirleyemez. Bunun anlamı, saatin, şemada 'dikey' olarak gösterilen bir dünya çizgisine sahip olacağıdır. Demek ki 't', yalnız 'durgun' (yani, 'dikey' dünya çizgili) gözlemciler için 'zaman' bildirir. Hareketli (O merkezinden sabit hızla uzaklaşan) bir gözlemci için 'doğru' süre ölçümü, özel göreliliğe göre, s niceliği tarafından sağlanır.

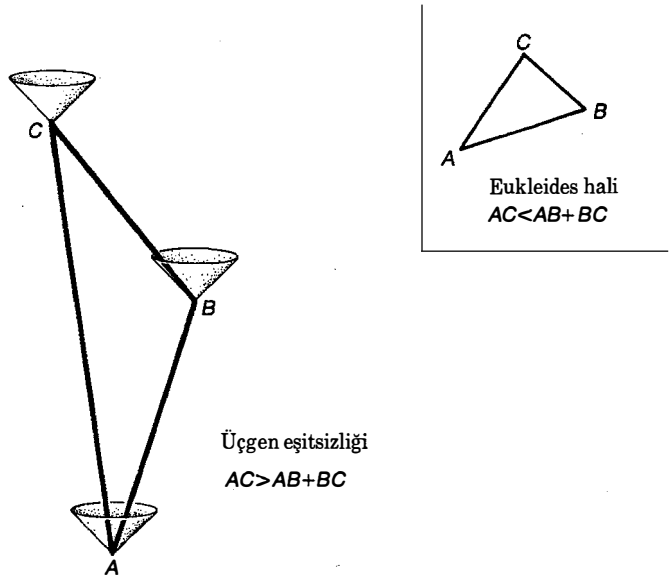
Bu ölçüm, ölçüm sonucu koordinat değeri t ile verilen 'sağ duyuya' uygun Galilei-Newton göreliliği anlamındaki ölçümden çok farklıdır. Göreli (Minkowski anlamında) zaman ölçümü sonucu s'nin, herhangi bir hareket söz konusu olduğunda, daima t'den biraz *küçük* olduğuna dikkat edelim. (Çünkü, yukarıdaki formüle göre, x/c, y/c ve z/c değerlerinin tümü sıfır olmadığı sürece s^2, t^2'den küçüktür.) Hareket, (yani, OP'nin t-ekseni boyunca yer almaması) koordinat sistemimizde ölçülen t ile kıyaslandığında, saatin 'geri kalmasını' sağlama eğiliminde olacaktır. Bu hareketin hızı, c'den çok daha küçükse, bu durumda, s ve t hemen hemen aynı değeri alacaklardır ve bu 'hareket halindeki saatlerin neden geri kaldıklarının' doğrudan farkına varamamamızın nedenini açıklayacaktır. Öte yandan hız, ışık hızına eşitse, bu durumda P ışık konisi üs-

tünde yer alır; ve $s = 0$ buluruz. Işık konisi, *O*'dan Minkowski 'uzaklığı' (yani, 'zaman') sıfır olan noktaların kümesidir. Buna göre, bir foton zaman akışını asla algılamayacaktır! (*P*'nin koninin *dışında* yer aldığı daha da aşırı bir örnek vermiyoruz, çünkü bu durumda *s* eksi bir sayının kare kökü olarak - sanal bir değer alırdı ve maddesel parçacıkların veya fotonların ışıktan daha hızlı hareket edemeyeceklerine dair kuralı çiğnemiş olurduk.)*

Minkowski'nin uzaklık kavramı, uzayda, birinin zamanı diğerinin ışık konisinde yer alan *herhangi bir* çift noktaya da uygulanabilir ve böylece bir parçacık birinden ötekisine seyahat edebilir. Bu amaçla *O*'nun, uzay-zamanın bir başka noktasına alındığını varsaymamız yeterlidir. Yine, noktalar arasındaki Minkowski uzaklığı, birinden ötekine tekdüze hareket eden bir saat tarafından yaşanan zaman aralığını ölçer. Parçacık bir foton ise ve Minkowski uzaklığı sıfır ise, biri ötekinin ışık konisinde yer alan iki nokta elde ederiz ve böylece o noktadaki ışık konisini *tanımlarız*.

Minkowski geometrisinin, fiziksel saatlerle ölçülen (veya 'yaşanan') zaman olarak yorumlanan ilginç 'uzunluk' ölçümü dahil ana yapısı, özel göreliliğin gerçek özünü içerir. Özel olarak, okuyucu, göreliliğin 'ikizler ikilemi' adı verilen örneği belki biliyordur: İkiz kardeşlerden birisi yeryüzünde dururken diğeri, ışığın hızına yaklaşan bir hızla, yakındaki bir yıldıza gider ve döner. Döndüğünde ikizlerin aynı şekilde yaşlanmadıkları görülür; seyahat eden kardeş hâlâ gençken, evde kalan kardeş yaşlı bir adam olmuştur. Bu örnek, Minkowski'nin geometrisiyle kolayca açıklanabilir ve şaşırtıcı bir olgu olmakla birlikte aslında ikilem olmadığı anlaşılabilir. *AC* dünya çizgisi evde kalan kardeşi temsil ederken, *AB* ve *BC* doğru parçalarından, yani yıldıza yolculuğun gidiş ve dönüş aşamalarını gösteren doğru parçalarından oluşan dünya çizgisi seyahat eden kardeşi temsil eder (Şekil 5.19). İkizlerden evde kalan kardeş, Minkowski uzaklığı *AC* ile ölçülen bir süre geçirirken, seyahat eden kardeş, Minkowski

* Ancak, s^2'nin eksi değerleriyle birbirinden ayrılan olaylarda, $c\sqrt{-s^2}$ niceliğinin, örneğin basit uzaklık olarak, bir anlamı vardır ve bu nedenle gözlemci için olaylar aynı anda meydana gelmiş gibi görünür. (Bu konuyu daha sonra ayrıntılandıracağım).



Şekil 5.19. Özel göreliliğin 'ikizler ikilemi' adı verilen problemi bir Minkowski üçgen eşitsizliğiyle anlaşılır. (Kıyaslama amacıyla, Eukleides üçgeni de verilmiştir)

uzaklıkları AB ve BC toplamı[16] kadar süre geçirmiştir. Eşit olmayan bu süreler şöyle gösterilir:

$$AC > AB + BC$$

Demek ki, evde kalan kardeş, yıldıza yolculuk yapan kardeşten daha uzun bir süre geçirmiştir.

Yukarıdaki eşitsizlik, Eukleides geometrisinin iyi bilinen *üçgen eşitsizliğini* (A, B ve C, *Eukleides* uzayında üç nokta olarak) andırmaktadır:

$$AC < AB + BC$$

Buna göre, bir üçgenin iki kenarının toplamı daima üçüncü kenardan büyüktür. Bunu bir ikilem saymıyoruz! Bir noktadan ötekine (örneğimizde A'dan C'ye) izlenen bir yol boyunca ölçülen Eukleides uzaklığının, gerçekte aldığımız yola bağlı olduğunu biliyoruz. (Örneğimizde söz konusu iki yol, AC ve daha uzun açılı ABC'dir.) Eukleides üçgeni örneğinde iki nokta (A ve

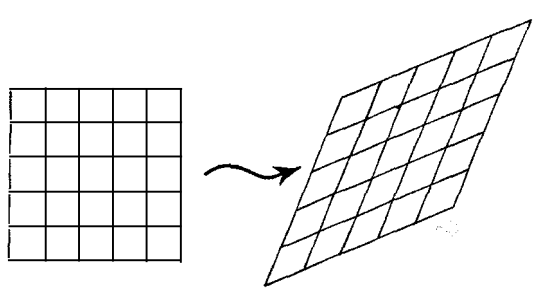
C) arasındaki en kısa mesafe bu noktaları birleştiren doğru parçasıdır (*AC* çizgisi) *Minkowski* örneğinde eşitsizlik işaretinin ters yönde olmasının nedeni, 'uzaklık' tanımının değişmiş olmasındandır: Minkowski'nin *AC* uzaklığı, birleştirilmiş *ABC* uzaklığından daha 'uzundur'. Aynı şekilde, Minkowski 'üçgen eşitsizliği', çok daha genel bir sonucu yansıtır: İki olayı bağlayan dünya çizgileri arasında *en uzunu* (geçirilen en uzun süre), düz (yani, *ivmesiz*) olanıdır. İkiz kardeşler aynı *A* olayından hareket etseler ve aynı *C* olayına ulaşsalar ve birinci kardeş *A*'dan *C*'ye ivmesiz olarak hareket etse fakat ikinci kardeş ivmeli hareket etse, iki kardeş tekrar buluştukları zaman birinci kardeş daima daha uzun bir zaman aralığı yaşamış olacaktır.

Sezgilerimize böylesine aykırı gelen ve tuhaf bir zaman ölçüm yöntemini sunmak haksızlık gibi görünebilir ama günümüzde, bu yöntemin doğruluğunu gösteren yığınla gözlemsel kanıt bulunmaktadır. Örneğin, belirli bir zaman ölçeğinde bozunan (yani parçalanarak başka parçacıklar oluşturan) bir çok atom-altı parçacık bulunmaktadır. Dış uzaydan yeryüzüne ulaşan kozmik ışınlarla, veya insan yapısı parçacık hızlandırıcılarından bize gelen bu parçacıklar, bazen ışık hızına yakın bir hızla hareket ederler. Bu şartlar altında bunların bozunma süreleri, yukarıdaki açıklamalara dayanarak yorumlanabilecek yöntemle gecikir. Daha da etkileyici bir örnek 'atom saatleri' olup, bu saatler öylesine dakik ölçüm yeteneğine sahiptirler ki, geri kalmalarına neden olabilecek herhangi bir etken, alçaktan uçan hızlı uçakların taşıdığı saatler tarafından *doğrudan* saptanabilir. Bu son örnek, '*t*' ölçümünü değil aksine Minkowski'nin *s* 'uzaklık' ölçümünü doğrulamaktadır. (Uçağın *yüksekliğini* dikkate alırsak, *genel* göreliliğin bazı kütle çekimsel etkenlerini de dikkate almak gerekir, ama bunlar gözlemin ayrıntılılarıyla ilgilidir; bir sonraki bölümde ele alınacaktır.) Ayrıca, özel göreliliğe ilişkin başka etkenler de vardır ve bunlar günümüzde duyarlı olarak doğrulanmaktadırlar. Bunlardan birisi Einstein'ın ünlü

$$E = mc^2$$

bağıntısıdır; enerji ile kütleyi çarpıcı bir şekilde bir diğerine ilişkilendiren bu bağıntı bölümün sonunda bizleri hayrete düşürecek bir takım ipuçlarıyla karşı karşıya bırakacak!

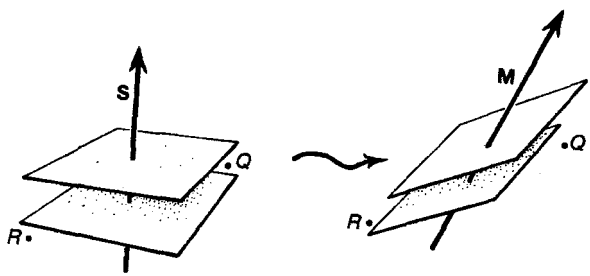
Görelilik ilkesinin bu kısımda yer alan konumuzla nasıl bir ilgisi olduğunu henüz açıklamadım. Farklı hızlarda düzgün hareket eden gözlemciler nasıl oluyor da Minkowski geometrisi kapsamında *eşdeğerli* olabiliyor? Şekil 5.16'daki zaman ekseni ('durgun gözlemci'), örneğin *O*'dan *P*'ye uzanan bir başka doğrusal dünya çizgisine, ('hareketli gözlemci') nasıl eşit olabilir? Önce Eukleides geometrisini ele alalım. Farklı iki doğrunun bir bütün olarak geometrik yönden birbirine eşdeğer oldukları biliniyor. Eukleides uzayının tamamını, bir doğru diğerinin üstüne çakışana kadar, kendi üzerinde 'eğip bükmeden' kaydırdığımızı düşünelim. *İki boyutlu* bir örnek olarak Eukleides *düzlemini* düşünelim. Bir kağıt parçasını bu düzlemin üzerinde kaydırarak kağıt üzerine çizilen herhangi bir doğrunun, yüzey üzerinde verilen herhangi bir doğruyla üst üste getirebildiğini gözümüzde canlandıralım. Bu sert (eğilip bükülmez) kayma hareketi, geometrinin yapısını korur. Aynı durum, biraz daha az açık görülse de, Minkowski geometrisi için de söz konusudur. Bu arada sert (rigid) kelimesinin anlamı hakkında dikkatli olmamız gerekiyor. Şimdi, bir kağıt parçasını kaydırmak yerine, kendine özgü bir malzeme kullanalım ve açıklamamızı basitleştirmek için önce iki boyutlu örnekle başlayalım. Malzememizde, köşegen doğrusu aynen kalırken 45°'den küçük açı yapanlar bir yönde gerilsin, 45°'den büyük açı yapanlar ters yönde büzülsünler (Şekil 5.20). Üç boyutlu bir örneği Şekil 5.21'de göstermeğe çalıştım. Minkowski uzayının, *Poincaré hareketi* (veya homojen olmayan Lorentz hareketi) adıyla tanınan bu tür 'sert hareket' çok fazla 'sert' görünmese de, tüm Minkowski uzaklıklarını ko-



Şekil 5.20. İki uzay-zaman boyutunda bir Poincaré hareketi.

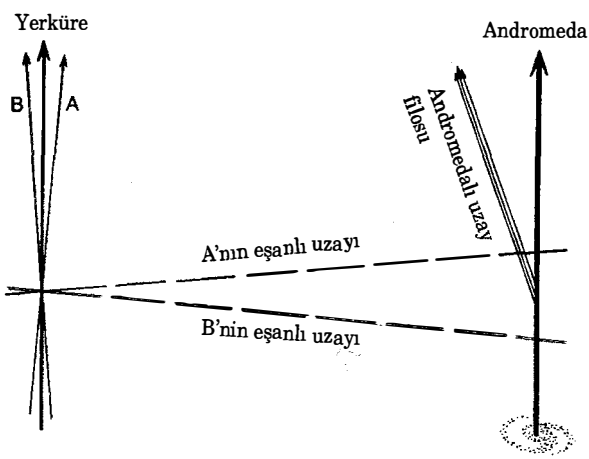
rur, ve 'tüm uzaklıkların korunması' kavramı, Eukleides örneğinde 'sert' (rigid) sözcüğünün tam anlamını verir. Özel görelilik ilkesi, bu tür Poincaré uzay-zaman hareketleri altında fiziğin değişmeyeceğini bildirir. Özellikle, Şekil 5.16'daki özgün Minkowski tasarımında zaman ekseninin, dünya çizgisini oluşturduğu 'durgun' S gözlemcisi, dünya çizgisi OP boyunca yer alan "hareketli" M gözlemcisiyle aynı fiziğe sahiptir.

S gözlemcisi için, her t = sabit değeri ile tanımlanan koordinat düzlemi herhangi bir t anındaki 'uzayı' temsil eder; yani, S, gözlemcisinin eşanlı olarak kabul ettiği olayların kümesidir. Bu düzlemlere, *S'nin eşanlı uzayları* adını verelim. Diğer bir M gözlemcisine geçtiğimiz zaman, ilk eşanlı uzaylar kümesini, Poincaré hareketiyle yeni bir kümeye taşıyarak, M için eşanlı uzaylar sağlayabiliriz.[17] Dikkat ederseniz, M'nin eşanlı uzaylarının 'yana yatmış' bir görünümü var (Şekil 5.21). Eukleides geometrisinin sert hareketleri yönünden değerlendirirsek, söz konusu eğikliğin ters yönde olduğunu düşünebiliriz ama Minkowski örneğinden tam bekleyebileceğimiz yönde eğiktirler. S, tüm olayların t = sabit değer düzleminde eşanlı oluştukları kanısındadır; oysa M farklı düşünür: Ona göre, 'yana yatık' eşanlı uzaylarının herbirinde oluşan olaylar eşanlı olarak görünür! Minkowski geometrisi, tek bir 'eşanlılık' kavramı içermez; düzgün hareket eden her gözlemci için 'eşanlılık' kendisine göre tanımlanacaktır.



Şekil 5.21. Üç uzay-zaman boyutunda bir Poincaré hareketi. Soldaki şema S için eşanlı uzayları, ve sağdaki şema ise M için eşanlı uzayları göstermektedir. S, R'nin Q'dan önce oluştuğunu düşünürken, M, Q'nun R'den önce oluştuğunu düşünüyor. (Buradaki hareket, (pasif) edilgendir; yani, sadece, iki ayrı S ve M gözlemcisinin, aynı uzay-zaman ile ilgili farklı tanımlamaları üzerine etki eder.)

Şekil 5.21'deki iki olayı, R ve Q olaylarını ele alalım. S'ye göre R olayı Q olayından öncedir; çünkü R, Q'ya göre daha önceki eşanlı bir uzayda yer alır; fakat M'ye göre bu öncelik tam tersidir, yani Q, R'den daha önceki bir eşanlı uzayda yer alır. Bu nedenle, bir gözlemci için, R olayı Q'dan önce meydana gelirken, öteki gözlemci için R'den önce meydana gelen olay Q'dur! (R ve Q, *uzaysal olarak ayrık oldukları* için bu böyledir; başka bir deyişle, her biri diğerinin ışık konisinin dışında yer alır ve böylece hiç bir maddesel parçacık veya foton, bu olayların birinden ötekine ulaşamaz.) Nispeten yavaş hızlarda bile, zamansal öncelik sırasında, birbirinden uzak mesafelerde olan olaylar için büyük farklar doğacaktır. Sokakta yavaş yavaş yürürken birbiriyle karşılaşan iki gözlemci düşünün. İçinde bulunduğumuz Samanyolu'na en yakın büyük galaksi olup 20 000 000 000 000 000 000 kilometre uzakta bulunan Andromeda galaksisindeki olaylar, bu iki gözlemci tarafından, birbirleriyle karşılaştıkları ana göre eşanlı olarak kabul edilseler, arada doğacak farklar bir kaç günü geçmeyebilir (Şekil 5.22). Ama gözlemcilerden birisine göre, Dünya gezegenini yok etmek için harekete geçen uzay filosu yoldadır; ötekisi içinse, filonun böyle bir amaçla yola çıkıp çıkmamasına henüz karar bile verilmemiştir!

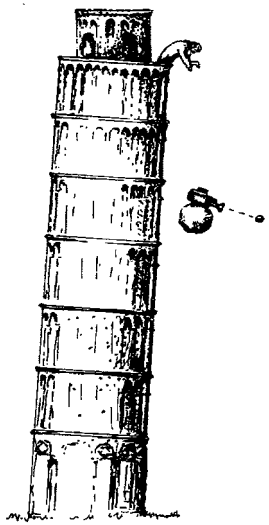


Şekil 5.22. A ve B gözlemcileri birbirleriyle karşılaştıkları anda, Andromedalı uzay filosunun harekete geçip geçmediği konusunda çelişkili görüştedirler.

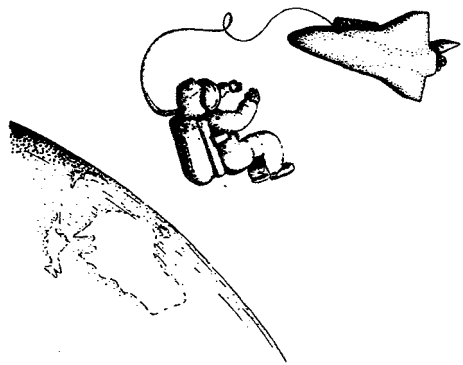
Einstein'ın Genel Göreliliği

Galilei'nin, tüm cisimlerin, kütleçekim alanında eşit hızda düşeceklerini söyleyen muazzam sezgisini anımsayın. (Bu, doğrudan gözleme dayalı olmadığı için bir sezgidir; çünkü, hava direnci nedeniyle tüyler ve kayalar aynı hızda düşemezler! Galilei'nin sezgisi, hava direncinin sıfıra indirilmesi durumunda, tüm cisimlerin birlikte düşeceklerini anlamasıydı.) Bu sezginin gücünün doğru dürüst değerlendirilip büyük bir kuramın temel taşının oluşturulabilmesi için üç yüzyıl geçmesi gerekti. Bu kuram, Einstein'ın genel görelilik kuramıdır. Kütleçekiminin anlaşılması için uzay-zaman eğriliği kavramını gerektiren olağanüstü bir kuramdır. Galilei'nin sezgisinin 'uzay-zamanın eğriliği' fikriyle ne ilgisi olabilir? Parçacıkların bilinen kütleçekim kuvvetleriyle ivmelendiğini savunan Newton'un anlayışından görünüşte böylesine farklı bir görüş, bu kuramı nasıl verebildi? Benzersiz doğruluğa sahip Newton kuramını nasıl aşabildi? Galilei'nin sezgisinin içerdiği bir kavramın daha sonraki Newton kuramında dikkate alınmaması gerçekten olası mı?

Yanıtlaması en kolay soru olduğu için tartışmaya son sorudan başlayacağım. Newton kuramına göre, evrensel kütleçekimi etkisinde bir cismin ivmesini kontrol eden nedir? Birincisi, cismin üzerine etkiyen kütleçekim kuvvetidir ki bu kuvvet Newton'un evrensel çekim yasasına göre, *cismin kütlesiyle doğru orantılı* olmalıdır. İkincisi, üzerine bir kuvvet uygulandığında cismin kazandığı ivme vardır ki bu ivmenin değeri Newton'un ikinci yasasına göre, *cismin kütlesiyle ters orantılıdır*. Galilei'nin sezgisine esin kaynağı olan gerçek, Newton'un çekim kuvveti yasasındaki 'kütle' ile yine Newton'un ikinci yasasındaki 'kütle'nin aynı olmasıdır. ('Aynıdır' yerine 'orantılıdır' demek de olasıdır.) İşte bu olgu, cisim kütleçekimi etkisiyle ivme kazanırken, cismin kazandığı ivmenin kütlesinden *bağımsız* kalmasını sağlar. Newton'un genel bildiriminde, kütle ile ilgili bu iki kavramın aynı olmasını öngören hiç bir şey yoktur. Newton bunu sadece *önermiştir*. Nitekim, her ikisinin de ters kare kuvvet alanı yasaları olması yönünden elektrik kuvvetleri kütleçekim kuvvetlerine benzer; fakat elektrik kuvveti, Newton'un ikinci yasasındaki *kütleden* tamamen farklı olan cismin *elektrik*



Şekil 5.23. Galilei, iki kayayı (ve bir video kamerasını) Pisa Kulesinden aşağı atıyor.



Şekil 5.24. Astronot, uzay aracının, yerçekiminden etkilenmemiş gibi önünde asılı durduğunu görür.

yüküne orantılıdır. 'Galilei'nin sezgisi', elektrik kuvvetleri için geçerli değildir: Bir elektrik alanında 'düşen' cisimlerin (yani, elektrik yüklü nesnelerin) tümü aynı hızda düşmezler!

Şu an için Galilei'nin, hareketin kütleçekim etkisiyle olduğu görüşünü benimsediğimizi varsayalım ve bunun sonuçlarının neler olabileceğini araştıralım. Galilei'nin iki kaya parçasını Pisa Kulesinden aşağıya attığını düşünelim. Kaya parçalarından birisinin üstüne bir video kamera tutturulmuş ve öteki kaya parçasının düşüşünü kaydediyor olsaydı video kaydındaki görüntü kayanın yerçekimi ile *etkilenmemiş* gibi havada asılıymışçasına durduğunu gösterirdi (Şekil 5.23)! Buysa bütün cisimlerin yerçekiminde aynı hızla düştüğünü doğrular.

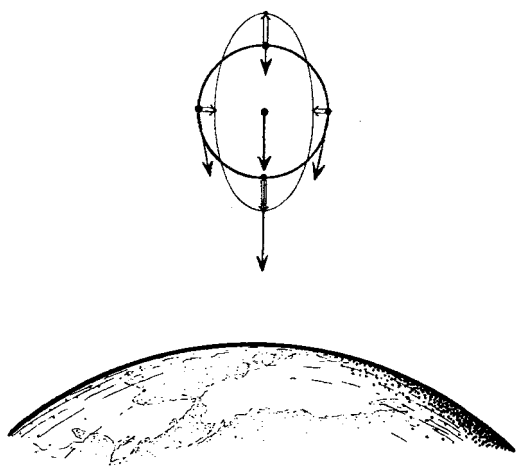
Havanın direnci burada yadsınıyor. Uzay uçuşu, uzayda hava olmadığı için, bu düşünceleri daha iyi deneme olanağı sağlar. Uzayda 'düşüş', yerçekimi etkisiyle uygun bir yörüngeyi izlemekten ibarettir. 'Düşme' eyleminin, yeryüzünün merkezine doğru dümdüz bir çizgiyi izlemesi gerekmez. Düşüş eyleminin bir yatay bileşeni de bulunabilir. Yatay bileşen yeterince büyük-

se cisim yere hiç yakınlaşmadan, yerkürenin çevresinde düşülebilir. Yerçekimi etkisi altında serbest yörüngede yolculuk yapmak biraz lüks (ve çok pahalı!) bir 'düşme' şeklidir. Yukarıda verdiğim video kamera kaydı örneğinde olduğu gibi, 'uzay yürüyüşüne' çıkan bir astronot, uzay aracının, altındaki koskocaman yer kürenin çekim kuvvetinden etkilenmemiş gibi, gözünün önünde asılı durduğuna tanık olur! (bkz. Şekil. 5.24) Bu nedenle, serbest düşüşün 'ivmeli referans ortamına' geçmek suretiyle yerçekiminin etkilerini yerel olarak ortadan kaldırmak olasıdır.

Çekim alanının etkileri bir ivmenin etkilerine benzediği için yerçekimi, serbest düşüşle bu şekilde *yokedilebilir*. Gerçekten, yukarı doğru çıkmakta olan bir asansörün içindeyseniz, bağıl çekim alanında bir artış, inmekte olan bir asansörün içinde ise bir azalış hissedersiniz. Asansörün asılı olduğu kablo koparsa, (hava direncini ve sürtünme etkilerini dikkate almayarak) aşağıya doğru ivmelenme, yerçekiminin etkisini tümüyle ortadan kaldıracak, ve asansörün içindeki insanlar, asansör zemine çarpıncaya kadar, -astronot örneğinde olduğu gibi- asansörün içinde serbestce asılı kalacaklardır! Bir trende veya uçakta bile ivmelenme sonucu, yerçekiminin şiddeti ve yönünün, insanın görsel kanıtının 'aşağı yönün' neresi olması gerektiğini önerdiği yere tam isabet etmediği duygusu yaratılabilir. Bunun nedeni, ivme ve yerçekimi etkilerinin birbirine çok benzemesi, insan duyularının bunları ayırdedememesidir. Yerçekiminin yerel etkilerinin, ivmeli referans ortamınınkilerle eşdeğerde olması Einstein'ın *eşdeğerlik ilkesi* olarak adlandırdığı olgudur.

Bütün bunlar 'yerel' değerlendirmelerdir! Ancak, yeterli duyarlıkta (tamamen yerel olmayan) ölçümler yapmamıza izin verilirse, ilke olarak, 'gerçek' çekim alanı ile yerel ivme arasındaki *ayırımın* belirlenmesi olasıdır. Şekil 5.25'te, yerçekimi etkisiyle serbest düşmekte olan ve başlangıçta durgun olan, bir küre yüzeyine dizilmiş olan parçacıkların, (Newtonsal) çekim alanının *düzgün olmamasından* nasıl etkilendiklerini, biraz abartarak da olsa gösterdim. Alan, iki nedenle düzgün değildir. Birincisi, yeryüzünün merkezinin sonlu bir uzaklıkta yer alması nedeniyle yeryüzüne yakın parçacıklar aşağıya doğru ivmelenecek ve yeryüzüne daha yakın parçacıkların ivmelenmesi yeryüzünden uzak olanlarınkine kıyasla daha büyük olacaktır (New-

ton'un ters kare kuvvet yasasını anımsayın). İkincisi, aynı nedenle parçacıklar yatay olarak farklı yer değiştirecekleri için ivmenin *yönünde* biraz farklar olacaktır. Söz konusu bu düzgün olmama nedeniyle küresel şekil, bozulmaya, 'ovalleşmeye' başlar. Dünya'nın merkezi yönünde (ve de zıt yönde) uzar, çünkü merkeze yakın kısımlar, daha uzaktaki kısımlara göre biraz daha fazla ivmelenirler; küresel şekil, yatay yönlerde daralır, çünkü yatay yönlerde ivmeler, hafifçe içe doğru, yerkürenin merkezi yönünde, etki yaratır.

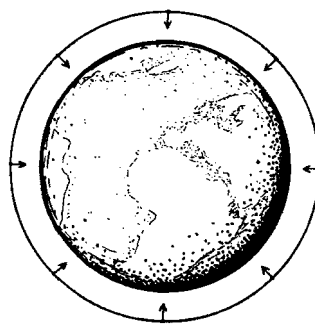


Şekil 5.25. Gelgit etkisi. Çift oklar, bağıl ivmeyi (WEYL) gösterir.

Bu şekil bozucu olgu, kütleçekiminin *gelgit etkisi* olarak bilinir. Dünya'nın merkezini Ay'ın merkezi, parçacıkların üstüne dağıldığı küreyi yeryüzüymüş gibi düşünürsek, denizlerde gelgitin oluşmasında Ay'ın rolünü anlarız. Bu durumda eliptik uzama hem Ay'a doğru, hem de Ay'dan uzağa doğru gerçekleşir. Gelgit etkisi, çekim alanlarının, serbest düşüşle 'yok edilemeyen' genel bir özelliğidir. Bu etki, Newton'un çekim alanında düzgünlükten sapmayı ölçer. (Gelgit etkisiyle bir şeklin bozulmasının *miktarı*, çekim merkezinden uzaklığa ters orantılı olarak değil *ters hacim* olarak azalır.)

Newton'un evrensel kütleçekim kuvvetinin ters kare alan yasası, gelgit etkisi dilinde basit bir şekilde yorumlanabilir: Küre-

nin başlangıçta[18] içinin boş olduğunu varsayarsak, elipsoidin *'hacmi'*, kürenin hacmine *eşittir*. Bu hacim özelliği, ters kare yasasının bir özelliğidir; başka hiç bir kuvvet yasası bu özelliğe sahip olamaz. Şimdi, kürenin içinin boş değil de M kütlesine sahip madde ile dolu olduğunu varsayalım. Bu maddenin çekim kuvveti nedeniyle içe doğru bir ivme bileşeni daha oluşacaktır. Parçacıklardan oluşan küremizin şekil değiştirerek biçimini aldığı elipsoidin hacmi, *M* kütlesiyle *orantılı* bir miktarda *küçülecektir*. Hacim azaltan bu etkinin bir örneği, söz konusu küreyi, Dünya'yı değişmez bir yükseklikte çepeçevre sarar varsaydığımızda görülebilir. (Şekil 5.26) Bu durumda yerçekimi nedeniyle aşağı doğru (yani, içe doğru) oluşan ivme, kürenin hacminin azalmasına neden olur. Hacim azaltma özelliği, Newton'un evrensel çekim yasasının geriye kalan kısmını verir. Başka bir deyişle, çekim kuvvetinin *cismin* kütlesiyle orantılı olduğunu gösterir.

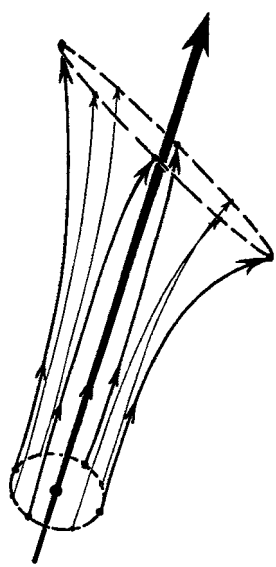


Şekil 5.26. Eğer küre, bir madde dağılımını (burada, Dünya'yı) çevreliyorsa içeriye doğru net bir ivme (RICCI) vardır.

Bu durumun bir uzay-zaman resmini çizmeğe çalışalım. Şekil 5.27'de, küresel yüzeye dağılmış parçacıkların dünya çizgilerini (Şekil 5.25'te daire şeklinde çizilmişti) göstermiş, kürenin merkezindeki noktanın durgun 'serbest düşme' göründüğü bir ortamı tanımlamıştım. Genel göreliliğin ana fikri, serbest düşme hareketine 'doğal hareketler' - kütleçekiminin olmadığı hallerdeki düzgün doğrusal hareketin benzeri- gözüyle bakmaktır. Bu nedenle, serbest düşme hareketini, uzay-zamanda 'doğrusal' dünya çizgileriyle tanımlandığı şekilde düşünmeye çalışalım! Ancak, Şekil 5.27'nin görünüşüne bakılırsa, 'doğrusal' tanımını

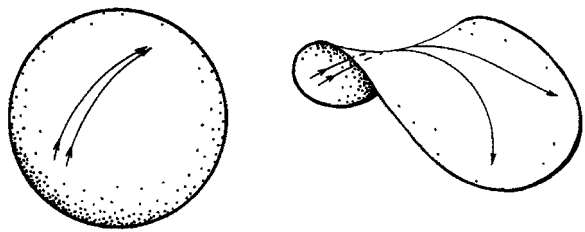
kullanmak biraz şaşırtıcı olacağı için terminolojik bir yaklaşımla, serbest düşen *parçacıkların* dünya çizgilerine uzay-zamanda *geodezik* adını vereceğiz.

Bu, iyi bir adlandırma mıdır? 'Geodezik' sözcüğünün anlamı nedir? İki boyutlu bir eğri yüzeydeki iki noktayı birleştiren örnek olarak ele alalım. Geodezikler, böyle bir yüzey üstündeki 'en kısa eğrilerdir'. Eğri yüzeye gerilen bir sicim parçasını (ki kaymaması için çok uzun olmalıdır) düşünürsek bu sicim parçası, geodezik boyunca uzanacaktır. Şekil 5.28'de, birisi 'artı eğrilikli' (bir kürenin yüzeyi gibi), öteki 'eksi eğrilikli' (bir eyerin yüzeyi gibi) olmak üzere iki yüzey tasarımlanmıştır. Artı eğrilikli yüzeyde, başlangıçta birbirine paralel uzanan iki yakın çizgi giderek birbirlerine *yakınsayacak,* eksi eğrilikli yüzeyde ise aynı çizgiler birbirinden *ıraksayacak*lardır. Serbest düşen cisimlerin dünya çizgilerini düşünürsek, bu çizgileri bir bakıma bir yüzeyin geodeziklerine benzetebiliriz. Bu benzetme altında, yerçekimsel gelgit etkisi ile bir yüzeyin eğriliğinin etkileri arasında bir yakınlık vardır, fakat bu kez hem artı ve hem eksi eğriliklerin etkilerinin *her ikisi* de mevcuttur. Şekil 5.25 ve Şekil



Şekil 5.27. Uzay-zaman eğrisi: Uzay-zamanda gösterilen gelgit etkisi.

5.27'ye bakınız. Uzay-zaman 'geodezikleri' bir yönde (Dünya yönünde çizildikleri zaman) birbirinden *ıraksamaya* başlıyorlar (Şekil 5.28'de eksi eğrilikli yüzeyde olduğu gibi) ve başka yönlerde (Dünya'ya göre yatay olarak yer değiştirdikleri zaman) birbirlerine *yakınsamaya* başlıyorlar (Şekil 5.28'de artı eğrilikli yüzeyde olduğu gibi). Bu durumda, uzay-zamanımız, gerçekten de, örneklediğimiz iki yüzeye benzer bir yüzey gibi görünüyor ama boyutunun büyük olması, artı ve eksi eğriliklerini karmasının farklı yerlerde farklı olmaları nedeniyle biraz daha karmaşık bir yapı sunuyor.



Artı eğrilikli yüzey Eksi eğrilikli yüzey

Şekil 5.28. Eğrilikli yüzeyde geodezikler. Artı eğrilikli yüzeyde geodezikler yakınsak, eksi eğrilikli yüzeyde ıraksaktırlar.

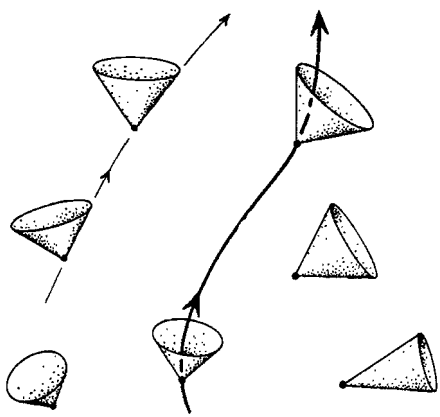
Böylece uzay-zaman 'eğriliği' kavramının, kütleçekim alanlarının davranışını tanımlamak için nasıl kullanılabileceği anlaşılıyor. Böyle bir tanımlama olasılığı sonuçta Galilei'nin sezgisini (eşdeğerlik ilkesini) izleyerek, serbest düşme yardımıyla kütleçekim 'kuvvetini' yoketme olanağını veriyor. Gerçekte, bu aşamaya kadar söylediklerimden hiçbirisi Newton kuramı dışına çıkmamızı gerektirmemiştir. Ortaya çıkan yeni tablo yalnızca bu kuramın *yeniden formüle* edilmesidir.[19] Ancak, Minkowski'nin özel görelilik tanımından, yani kütleçekiminin *yokluğunda* geçerli olan uzay-zaman geometrisinden, öğrendiklerimizle bu tabloyu birleştirirsek yeni fizik devreye girecektir. Bu bireşimin sonucu Einstein'ın *genel göreliliğidir*.

Minkowski'nin bize ne öğrettiğini anımsayın. (Kütleçekiminin yokluğunda) bir uzay-zamanımız vardır ve bu uzay-zamanda iki nokta arasında kendine özgü bir çeşit 'uzaklık' ölçüsü tanımlanmıştır: Uzay-zamanda bir parçacığın geçmişini tanımlayan bir

dünya çizgisi verirsek bu dünya çizgisi boyunca ölçülen 'uzaklık', bu parçacığın gerçekten yaşadığı 'süreyi' tanımlar. (Aslında, bir önceki kısımda bu 'uzaklığı', doğru parçalarından oluşan dünya çizgileri boyunca uzanan bir çizgi olarak tanımladık ama bu tanımlama aynı zamanda eğri dünya çizgileri için de geçerli olup burada 'uzaklık' eğri boyunca ölçülür.) Kütleçekim alanı varolmasaydı, yani uzay-zaman eğrilikli olmasaydı, Minkowski geometrisini kesin kabullenebilirdik. Fakat kütleçekimi varsa Minkowski geometrisinin sadece yaklaşık olduğunu, tıpkı bir düzlemi eğri bir yüzeyin geometrisinin sadece yaklaşık tanımını vereceğini kabul ettiğimiz gibi, kabul ederiz. Eğrilikli bir yüzeye çok daha güçlü bir mikroskop altında bakarak yüzeyin geometrisini çok daha küçük ölçeklerde inceleyebilseydik yüzeyin giderek daha çok düzleme yaklaştığını gözlemlerdik. Eğrilikli yüzeyin *yerel olarak* Eukleides düzlemine benzediğini söylüyoruz.[20] Aynı şekilde, kütleçekimi varken, uzay-zaman geometrisinin *yerel olarak* Minkowski geometrisine (*düz* uzay-zamana) benzediğini söylüyoruz; Fakat bu kez daha büyük mikyaslı bir 'eğrilik' söz konusudur (bkz. Şekil 5.29). Uzay-zamanda herhangi bir nokta, Minkowski uzayında olduğu gibi, bir *ışık konisinin* tepesini oluşturur. Fakat ışık konileri Minkowski uzayındaki gibi düzgün olarak dizilmemişlerdir. 7. Bölüm'de, bu düzgün olmama halinin belirginleştiği uzay-zaman modellerinden bazı örnekler vereceğiz: (bkz. 7. Bölüm, Şekil 7.13 ve Şekil 7.14). Maddesel parçacıklar, dünya çizgilerini temsil eden *eğrilere* sahip olup bu eğriler daima ışık konilerinin *iç tarafına* yönelmişlerdir; fotonların eğrileri ise ışık konilerinin yüzeyi *boyunca* uzanırlar. Aynı zamanda, herhangi bir eğri boyunca, Minkowski uzayında olduğu gibi, parçacıklar tarafından yaşanan süreyi ölçen bir Minkowski 'uzaklık' kavramı vardır. Eğrilikli bir yüzeyde olduğu gibi bu uzaklık ölçümü, düz bir yüzey geometrisinden farklı bir yüzeyin *geometrisini* tanımlar.

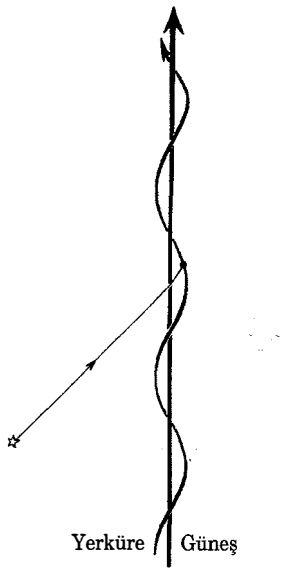
Uzay-zamanda geodezikler bundan böyle, Minkowski/Eukleides geometrileri arasındaki farkı unutmaksızın, iki boyutlu yüzeylerdekilerine benzer bir yorumla yorumlanabilir. Buna göre, uzay-zamandaki geodeziklerimiz minimum uzunlukta (yerel) olmaktan çok, dünya çizgisi boyunca 'uzaklığı' (yani, zamanı) *maksimum yapan* (yerel) eğrilerdir. Kütleçekimi etkisinde

serbest düşen parçacıkların dünya çizgileri, bu kurala göre, gerçekte uzay-zaman geodezikleridir. Böylece, özellikle, kütleçekim alanında hareket eden gök cisimleri de bu gibi geodezik-lerle pekala tarif edilebilirler. Üstelik, boş uzayda ışınların yolu da (fotonların dünya çizgileri) geodeziklerdir, fakat[21] bu kez geodezikler *sıfır* 'uzunluktadır'. Örnek olarak Şekil 5.30'da Dünya ve Güneş'in dünya çizgilerini şematik olarak gösterdim: Dünya'nın, Güneş'in dünya çizgisi çevresindeki hareketi, bir 'burguyu' andıran bir geodeziktir. Uzak bir yıldızdan Dünya'ya ulaşan bir fotonun izlediği yolu da gösterdim. Fotonun dünya çizgisi, Einstein kuramına göre ışık, Güneş'in kütleçekim alanı nedeniyle *sapabildiği* için hafifçe 'bükülmüş' görünümdedir.



Şekil 5.29. Bir eğrilikli uzay-zaman tasarımı.

Newton'un ters kare yasasının, Einstein'ın göreliliğiyle nasıl birleştirilebileceğini, ve nasıl bağdaştırılabileceğini henüz tartışmadık. Bir kütleçekim alanında serbest düşen parçacıkların oluşturduğu küreye tekrar dönelim. Kürenin içinin boş olması durumunda, Newton kuramına göre, kürenin başlangıç hacminin değişmediğini; fakat, kürenin başlangıçta M kütlesini çevrelemesi durumunda çökerken, M kütlesi ile orantılı bir hacim azalmasına uğradığını anımsayınız. Einstein kuramında da aynı kurallar (küçük bir küre için) geçerlidir, fakat hacmin azalmasını belirleyen tam olarak M değildir; kürenin çevrelediği maddenin *basıncının* da (normalde çok ufak) bir katkısı vardır.



Şekil 5.30. Yerküre ve Güneş'in dünya çizgileri; ve uzak bir yıldızdan gelen ışının Güneş tarafından saptırılması.

Dört boyutlu uzay-zaman eğriliğinin tam matematiksel ifadesi (yani herhangi bir noktada herhangi bir olası yönde hareket eden parçacıkların üstündeki gel-git etkisini de tanımlaması gereken ifadesi), *Riemann eğrilik tensörü* diye adlandırılan bir şeyle verilir. Bu, tanımı için her noktada yirmi reel sayı gerektiren, karmaşık bir matematiksel niceliktir. Söz konusu yirmi sayıya tensörün *bileşenleri* denir. Farklı bileşenler, uzay-zamanda farklı yönlerdeki farklı eğrilikleri gösterirler. Genellikle R_{ijkl} simgesiyle gösterilen Riemann tensörünü (ne bu küçük indislerin anlamını, ne de bir tensörün gerçekte nasıl bir şey olduğunu) burada açıklamak niyetinde olmadığım için, kısaca

RIEMANN

olarak yazacağım. Söz konusu tensör, *Weyl* tensörü ve *Ricci* tensörü olmak üzere (herbiri on *bileşenli*) iki kısma ayrılabilir. Bu ayrılmayı şematik olarak yazacağım:

RIEMANN = WEYL + RICCI.

(Ayrıntılı tanımların burada bizlere gerçekten bir yararı olamaz.) Weyl tensörü WEYL, serbest düşen parçacıklardan oluşan küremizin, başlangıç hacminin değişiminden çok biçiminin *bozulmasını* ölçer; RICCI ise, söz konusu kürenin başlangıçtaki *hacimden değişimini* ölçer.[22] Newton'un evrensel kütleçekim kuramının, serbest düşmekte olan kürenin başlangıçta çevrelediği *kütle* ile bu hacim azalmasının orantılı olduğunu öngördüğünü anımsayın. Genel bir anlatımla, bu bize şunu söyler: Maddenin *kütle* yoğunluğu - veya ($E = mc^2$ nedeniyle) buna eşdeğerdeki *enerji* yoğunluğu - Ricci tensörüne *eşitlenmelidir*.

Aslında genel görelilik kuramının alan denklemleri, (yani Einstein *alan denklemleri)* bundan ibarettir.[23] Ancak, bu konu başka bazı teknik ayrıntıları içerdiği için, daha fazla açıklamaya gerek duymuyorum. *Enerji-momentum* tensörü adında bir niceliğin tanımlandığını ve bunun, maddenin ve elektromanyetik alanların enerjisi, basıncı ve momentumuyla ilgili tüm bilgileri kapsadığını not etmekle yetiniyorum. Sözü edilen bu tensöre ENERJİ diyeceğim. Buna göre Einstein denklemleri, son derece şematik olarak şu şekilde yazılabilir:

$$\text{RICCI} = \text{ENERJİ}$$

(ENERJİ tensörünün tanımı içinde basıncın bulunması ve bir bütün olarak denklemlerin tutarlı olması koşulu, yukarıda tanımlanan hacmin azalması etkisine basıncın da katkısı bulunduğunu gösterir.)

Bu denklem, Weyl tensörü hakkında bir şey söylemiyor. Fakat Weyl tensörü önemli bir niceliktir. Boş uzayda gözüken başlangıç biçiminin bozulması etkisi tümüyle WEYL nedeniyledir. Aslında, Einstein'ın yukarıda verilen denklemleri daha önce görmüş olduğumuz Maxwell denklemlerine benzer olarak, WEYL ile ENERJİ tensörlerini birbirine bağlayan *diferansiyel* denklemlerin varlığını gerektirir.[24] Gerçekten de, WEYL'i, $(\vec{E}, \vec{B})$ alan çifti ile tanımlanan elektromanyetik alan niceliğinin (ki aslında bu alan çifti, Maxwell tensörü adıyla bilinen bir tensör oluşturur) evrensel kütleçekimindeki eşdeğeri olarak görmek verimli bir bakış açısı olacaktır. Bu nedenle, belirli bir anlamda WEYL, *kütleçekim* alanının ölçüsüdür. WEYL'in kaynağı, ENERJİ tensörüdür; bu durum, $(\vec{E}, \vec{B})$ elektromanyetik alanları

için kaynağın, Maxwell kuramındaki yük ve akım dağılımları $(\rho, \vec{j})$ olmasına benzeşmektedir. Bu bakış açısı, 7. Bölümde yer alarak tartışmamızda bize yardımcı olacaktır.

Formülasyonları ve temellerinde yatan ana kavramlar arasındaki bunca farka karşın, Einstein kuramı ile kendisinden iki buçuk yüzyıl önce Newton'un ileri sürdüğü kuram arasında gözlemsel düzeyde büyük fark bulmanın zorluğu dikkati çekebilir. Fakat, ele alınan hızların, c ışık hızından küçük olmaları ve kütleçekim alanlarının çok şiddetli olmaması (kaçış hızlarının c'den az olması için; bkz. 7. Bölüm) koşulları altında Einstein kuramı Newton kuramındaki aynı sonuçlara ulaşır. Ancak, her iki kuramdan yapılan çıkarımların farklı olduğu konularda Einstein kuramı daha doğrudur. Çok etkileyici gözlemsel testler, Einstein'ın daha yeni kuramını tümüyle doğrulamıştır. Tıpkı Einstein'ın dediği gibi saatler bir kütleçekim alanında biraz geri kalmakta ve bu etki günümüzde çok değişik yöntemlerle doğrudan ölçülebilmektedir. Işık ve radyo sinyalleri güneş tarafından gerçekten saptırılmakta ve geciktirilmektedir, ve bu etkiler artık iyi denenmiş genel görelilik etkileridir. Hareket halindeki uzay araştırma araçlarının ve gezegenlerin, Newton yörüngelerine, Einstein kuramı doğrultusunda ufak çapta düzeltmeler yapılmalıdır; bunlar da gözlemsel olarak doğrulanmıştır. (Özellikle, Merkür gezegeninin hareketinde, 1859'dan beri astronomları kaygılandıran ve 'günberi ilerlemesi' adı verilen anormallik, 1915'te Einstein tarafından izah edilmiştir.) Belki de, hepsinden etkileyicisi, bir çift minik kütleli yıldızdan oluşan ve *çift pulsar* denilen (büyük olasılıkla iki 'nötron yıldızı'ndan ibaret, bkz. 7. Bölüm) bir sistemle ilgili gözlemlerin, Newton kuramının tamamiyle gözardı ettiği, fakat Einstein *kütleçekimsel dalgaların* yayılması etkenini doğrudan kanıtlamasıdır. (Varlığına işaret ettiği kütleçekimsel dalgalar tıpkı, elektromanyetik dalgalar gibi c ışık hızıyla yayılırlar.) Einstein'ın genel göreliliğini yadsıyan onaylı hiç bir gözlem yoktur. Başlangıçtaki tüm tuhaflığına karşın, Einstein'ın kuramı kesinlikle bizimle birliktedir!

Göreli Nedensellik ve Belirleyicilik

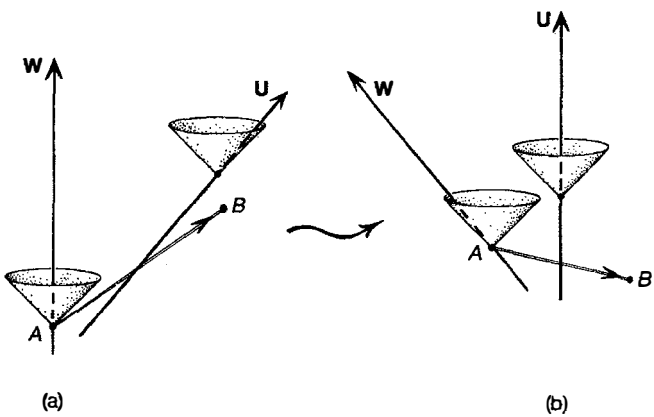
Görelilik kuramında, dünya çizgilerinin daima ışık konisinin içinde olması koşuluyla, maddesel cisimlerin ışıktan hızlı hareket edemiyecekleri ilkesini anımsayınız (Şekil 5.29). (Özellikle genel görelilik kuramında, bildirimlerimizi bu yerel tarzda yapmalıyız. Çünkü ışık konileri her noktaya düzgün olarak yerleştirilemediği için bizden çok *uzaktaki* bir parçacığın hızının, bulunduğumuz şu noktadaki ışığın hızını aşıp aşmadığını söylemek pek anlamlı olmaz.) Fotonların dünya çizgileri ışık konileri yüzeyindedir. Hiç bir parçacığın dünya çizgisinin koni *dışına* çıkmasına izin verilemez. Aslında, daha genel bir bildirimle, hiç bir *sinyalin* ışık konisinin dışında seyahat etmesine izin verilmediği söylenmeliydi.

Bunun neden böyle olması gerektiğini değerlendirmek için, Minkowski uzayı diyagramımızı ele alalım (Şekil 5.31) Işık hızından biraz daha fazla bir hızda sinyal gönderen bir aygıtın yapılabildiğini varsayalım. Bu aygıtı kullanarak W gözlemcisi kendi dünya çizgisi üstünde yer alan bir A olayından, A'nın ışık konisi dışında bulunan bir B olayına sinyal gönderebilir. Şekil 5.31a'da bu durum W'nin görüş açısından tasarımlanmışken, Şekil 5.31b'de, W'den hızla uzaklaşan ikinci bir U gözlemcisinin görüş açısından (diyelim ki, A ile B arasındaki bir noktaya göre) yeniden tasarımlanmıştır. U gözlemcisi için B olayı A olayından daha önce meydana gelmiş gibi görünür! (Bu 'yeniden çizimleme', s. 65'te yukarıda açıklandığı gibi, bir Poincaré hareketidir.) W'nin görüş açısından, U'nun eşanlı uzayları 'yana yatmış' gibi görünürler; işte bu nedenledir ki U gözlemcisi, B olayını A olayından önce meydana gelmiş olarak gözler. Böylece, W tarafından gönderilen sinyali U, zamanda geriye doğru hareketliymiş gibi gözlemler!

Bu örnek henüz tam bir çelişki değil. Fakat U'nun görüş noktasının simetrisine göre (özel görelilik ilkesine göre) *üçüncü* bir V gözlemcisi, W'nin ters yönünde U'dan uzaklaşarak ve W'nin aygıtına benzer bir aygıtla donanımlı olarak, kendi görüş noktasından (yani, V'den) tekrar U yönüne ışıktan hızlı bir sinyal gönderebilir. Bu sinyal de U'ya, zamanda geriye doğru giden fakat artık ters uzaysal yönde gelen bir sinyal olarak görünecek-

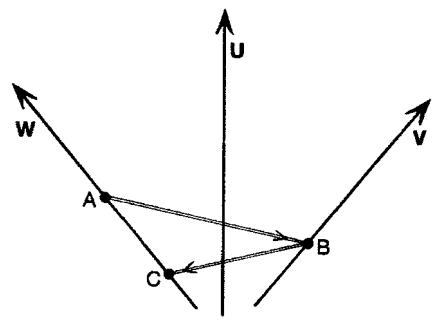
tir. Gerçekten de V, W tarafından gönderilen ilk sinyalin B noktasında alındığı anda ikinci sinyali W'ye iletebilir. U'nun ölçümüne göre bu sinyal, ilk sinyal gönderme olayı A'dan daha önceki bir C olayı olarak W'ye ulaşır. (Şekil 5.32) Fakat, daha kötüsü, W'*nin kendi dünya çizgisinde* C olayı gerçekten A olayından öncedir ve bu nedenle W, A'da sinyali göndermeden önce C olayının meydana gelişini gerçekten *yaşar*! V gözlemcisinin W'ye geri gönderdiği mesaj, W ile önceden yapılacak bir düzenlemeyle, V'nin B'de aldığı mesajı sadece tekrarlayabilir. Böylece W, kendi dünya çizgisinde daha önceki bir zamanda, daha sonra göndermek zorunda olduğu aynı mesajı almış olur. Bu iki gözlemci arasına yeterince uzak mesafe koyarak, geri dönen sinyalin ilk sinyalden önce alınması için gerekli zaman aralığının istediğimiz kadar büyük olmasını sağlayabiliriz. Diyelim W'nin ilk mesajı, ayağını kırdığını bildiriyor. W, geri dönen mesajı, ayağını kırdığı kaza olmadan *önce* alabilir ve böylece (varsayalım) kendi özgür istenciyle, kazadan sakınmak için gerekli önlemi alır!

Bu durumda, ışıktan hızlı sinyal sistemimiz, Einstein'ın görelilik ilkesiyle birleşince, normal 'özgür istenç' duygumuzla açıkça görülen bir çelişki yaratmıştır. Gerçekte konu, göründü-



Şekil 5.31. W gözlemcisinin gönderdiği ışıktan hızlı bir sinyal, U gözlemcisinde zamanda geri gidiyormuş izlenimini bırakacaktır. Sağdaki (b) şekli, U'nun görüş açısına göre yeniden çizilen soldaki şekilden başkası değildir. (Yeniden çizimleme, bir Poincaré hareketi olarak düşünülebilir. Şekil 5.21 ile kıyaslanırken (a)'dan (b)'ye şekil değiştirme, edilgen değil etken bağlamda alınmalıdır.)

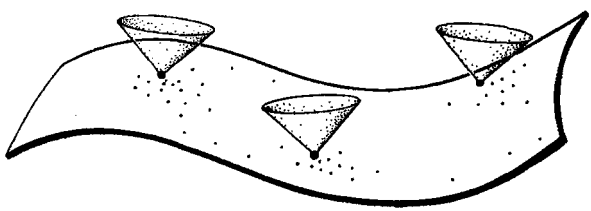
günden ciddidir. Çünkü, diyelim ki '*W* gözlemcisi' sadece bir mekanik aygıttır ve 'HAYIR' mesajı aldığında 'EVET', 'EVET' mesajı aldığında 'HAYIR' mesajı yollamaya programlanmıştır. Diyelim, V gözlemcisi de benzer bir mekanik aygıttır; fakat 'HAYIR' mesajı aldığında 'HAYIR', 'EVET' mesajı aldığında, 'EVET' yanıtı vermeğe programlanmıştır. Bu durum bizleri yine, önceden karşılaştığımız çelişkiyle karşı karşıya bırakır[25] fakat bu kez, görünüşte *W*'nin 'özgür istence' sahip olup olmaması önemli değildir; ayrıca, ışıktan hızlı bir sinyal aygıtının fiziksel bir olasılık olarak 'devrede olmadığını' bildirir. Bunun kafamızı karıştıracak bazı dolaylı sonuçlarını daha sonra değerlendireceğiz (6. Bölüm, s. 168).



Şekil 5.32. *V* gözlemcisi, *W* gözlemcisinin aygıtına benzer fakat ters yöne dönük, ışıktan hızlı bir sinyal aygıtı ile donanımlı olsa, bu aygıt *W* tarafından kendi geçmişine mesaj yollamak için kullanılabilirdi!

Öyleyse varsayalım ki, yalnızca olağan fiziksel parçacıklarla taşınan sinyaller değil her türlü sinyal, ışık konileriyle kısıtlandırılmış olsun. Yukarıda örneklenen sav özel göreliliğe uygundur, ama genel görelilik kuramında özel kuramın kuralları sadece yerel düzeyde geçerlidirler. Tüm sinyallerin, ışık konilerinin içinde tutulmasını gerektiren neden, özel göreliliğin yerel düzeyde geçerliliğidir ve böylece genel görelilikte de geçerli olmaktadır. Bunun, bu kuramlarda *belirleyiciliği* (determinizmi) nasıl etkilediğini görelim. Newtoncu (veya Hamiltoncu, vb.) anlayışta 'belirleyiciliğin', *belli bir anda* verilen *başlangıç verilerinin*, öteki tüm anlardaki davranışı tamamiyle belirlediği şeklinde anlaşıldığını anımsayın. Newton kuramındaki uzay-zamana göre, başlangıç verilerini belirlediğimiz 'belli an', dört bo-

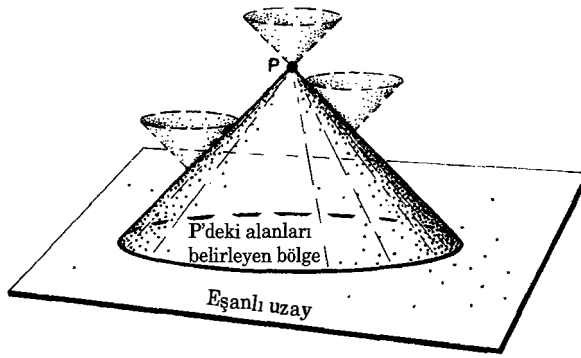
yutlu uzay-zamanın (belirli bir zamandaki uzayın tümü) üç boyutlu bir dilimi olacaktır. Görelilik kuramında bununla ilişkilendirilebilen bir evrensel 'zaman' kavramı yoktur. Normal yöntem, çok daha esnek bir yaklaşımla, herhangi bir 'zamanı' kullanmaktır. Özel görelilikte, sözü edilen zaman dilimi yerine, gözlemcinin eşanlı uzayı, başlangıç verilerinin belirlenmesi için kullanılabilir. Fakat genel görelilikte, 'eşanlı uzay' kavramı da artık iyi tanımlı değildir. Bunun yerine, çok daha genel bir kavram olan 'uzaysal yüzey' kavramı uygulanabilir.[26] Şekil 5.33'te tasarımlanan böyle bir yüzeyin belirgin özelliği, her bir noktasındaki ışık konisinin tamamen yüzey dışında kalması, ve böylece *yerel olarak* eşanlı bir uzaya benzemesidir.



Şekil 5.33. Genel görelilikte, üzerinde başlangıç verilerinin tanımlanmasına uygun bir uzaysal yüzey.

Özel görelilikteki belirleyicilik, verilen bir S eşanlı uzay üstündeki başlangıç verilerinin, uzay-zamanın bütünündeki davranışı belirleyebilmesi diye ele alınabilir. (Bu tanım, özel göreli bir kuram olan Maxwell kuramı için geçerlidir.) Ancak bundan daha kuvvetli bir tanım yapılabilir. S'nin geleceğindeki bir yerde bulunan P noktasında neler olacağını öğrenmek istiyorsak, S uzayının tümünde değil, yalnızca sınırlı bir bölgesinde yer alan başlangıç verileri yeterlidir; çünkü 'bilgi' ışıktan hızlı yol alamaz ve böylece P'ye ulaşamıyacak kadar uzak S noktaları, P'yi hiçbir şekilde etkileyemez (bkz. Şekil 5.34).* Böyle bir tasarım, Newton kuramına göre ortaya çıkan tasarımdan çok daha tatmin edicidir, çünkü Newton anlayışında, bir noktada biraz sonra nelerin olup biteceğini tahmin etmek için, ilke olarak

* Dalga denkleminin de (bkz. dipnot s. 50), Maxwell denklemleri gibi, göreli bir denklem olduğu söylenebilir. Bu durumda, Pour-El-Richards'ın 'hesaplanamazlık olgusu', sadece S'nin sınırlı bölgelerinde yer alan başlangıç verileriyle ilgili bir etkendir.



Şekil 5.34. Özel görelilikte, P noktasındaki olay sadece eşanlı uzayın sınırlı bir bölgesinde belirlenen verilere bağlıdır. Bunun nedeni, etkilerin P noktasına ışıktan hızlı gidememeleridir.

sonsuz 'zaman diliminin' tümünde nelerin olup bittiğini bilmek zorundayız. Newton verilerinin yayılabileceği hızla ilgili bir sınırlama yoktur, nitekim, Newton kuvvetlerinin etkisi anidir.

Genel görelilikte belirleyicilik, özel görelilikte olduğundan daha karmaşık bir konudur; bu nedenle sadece bir kaç noktaya değinmekle yetineceğim. Birincisi, başlangıç verilerinin tanımlanması için (eşanlı bir yüzey yerine) bir uzaysal yüzeyi kullanmalıyız. Böylece, eğer ENERJİ tensörüne katkıda bulunan madde alanlarının (doğal olarak) belirlenebilir davranışlı olduklarını varsayarsak, Einstein denklemleri kütleçekim alanlarının yerel olarak belirlenebilir şekilde davrandıklarını gösterir. Ancak, önemli sayılabilecek sorunlar vardır. Işık konisiyle tanımlanan 'nedensellik' yapısı da dahil uzay-zamanın geometrisinin kendisi belirlenmektedir. Işık konisi yapısını önceden belirleyemediğimiz için, gelecekteki bir P olayının davranışını belirlemek amacıyla S'nin hangi kısımlarını kullanacağımızı bilemiyoruz. Bazı özel durumlarda S'nin tümü bile yetersiz kalabilmektedir ve dolayısıyla evrensel belirleyicilik yokolmaktadır! (Bu aşamada zor sorularla karşı karşıyayız. Bu sorular genel görelilik kuramında yer alan henüz çözümlenmemiş 'kozmik sansür' adı verilen *kara deliklerin* oluşumu ile ilgili bir sorunun kapsamındadır (Tipler ve arkadaşları 1980); (bkz. 7. Bölüm) Şiddetli kütleçekim alanlarında 'belirleyiciliğin geçersizliği' gibi bir olasılığın, insan ölçeğinde doğrudan etkili olması olanaksız

görünebilirse de, buna dayanarak genel görelilikte belirleyicilik sorununun istediğimiz düzeyde açık tanımlanmamış olduğunu anlamaktayız.

Klasik Fizikte Hesaplanabilirlik: Neredeyiz?

Bu bölüm boyunca, belirleyicilikten ayrı bir konu olarak *hesaplanabilirlik* konusundan gözümü ayırmamağa, 'özgür istenç' ve ussal olgular söz konusu olduğunda hesaplanabilirlikle ilgili konuların en azından belirleyicilik konuları kadar önemli olduklarını göstermeğe çalıştım. Fakat belirleyiciliğin kendisinin, klasik kuram kapsamında kesin çizgileriyle tanımlanmamış olduğu ortaya çıktı. Elektrik yüklü bir parçacığın hareketini tarif eden Lorentz hareket denklemlerinin rahatsız edici problemler yarattığını gördük. (Dirac'ın 'başıboş çözümlerini' anımsayınız.) Genel görelilik kuramındaki bazı sorunlar da dikkatimizi çekti. Bu gibi kuramlarda belirleyicilik yoksa, kuşkusuz hesaplanabilirlik de yoktur. Ancak, ne Lorentz hareket denklemlerinde, ne de genel görelilik kuramında belirleyiciliğin olmaması bizim yönümüzden, dolaysız olarak bile pek fazla felsefi önem taşımaz. Özgür istençlerimize böyle olgularda hâlâ bir 'sığınak' bulmuş değiliz: Noktasal parçacıkları tarif eden Lorentz hareket denklemini (Dirac tarafından açıklandığı gibi), düşünürsek söz konusu problemlerin kaynaklandığı düzeyde fizik yönünden uygun olmadıkları görülmektedir. Diğer yandan klasik genel görelilik konusunda ise klasik kuramın bu gibi problemleri yaratabilecek ölçekleri, (örneğin karadelikler gibi) beynimizden tamamen farklı ölçeklerdedir.

Klasik kuramda *hesaplanabilirlik* ile ilgili bugünkü konumumuz nedir peki? Genel görelilik yönünden durumun, özel görelilik yönünden olduğundan tartışmakta olduğumuz nedensellik ve belirleyicilik dışında farklı olmadığını tahmin etmek mantıksaldır. Başlangıç verilerine dayanılarak bir fizik sisteminin gelecekteki davranışı belirlenebiliyorsa, bu davranışın (Newton kuramı için kullandığım aynı uslamlamayla) yine bu veriler[27] kullanılarak *hesapedilmek* suretiyle belirlenmesi gerekir. (*Düzgün* değişen veriler için gözükmeyen, ancak dalga denkleminin çö-

zümleriyle ilgili olarak Pour-El ve Richards'ın bulduğu 'yararsız' bir tüp hesaplanamazlık dışında) gerçekten de, tartıştığım fizik kuramlarının herhangi birinde önemli bir 'hesaplanamaz' öğeye rastlamak zordur. Bu kuramların çoğunda, elbette, başlangıç verilerinde küçücük bir değişikliğin sonuçtaki davranışta son derece büyük farklara yol açabildiği 'kaotik' davranışın oluşması beklenebilir. (Genel görelilik kuramında durumun böyle olduğu söylenebilir; bkz. Misner 1969, Belinskii ve arkadaşları 1970) Fakat, daha önce değindiğim gibi, bu tip bir hesaplanamazlığın, yani 'öngörülemezliğin', fizik yasalarında olası hesaplanamaz öğeleri 'gemlemek', kontrol etmek için uğraşan bir aygıta ne yararı olabilir bilinmez. 'Us', bu gibi öğelerden herhangi bir şekilde yararlanabiliyorsa, bu öğelerin klasik fiziğin kapsamı dışında yer almaları gerekir. Bu konuya, kuantum kuramına biraz değindikten sonra, tekrar döneceğiz.

Kütle, Madde ve Gerçeklik

Klasik fiziğin bize sunduğu varlıkların kısa bir özetini çıkaralım. Birincisi, çeşitli fiziksel eylemler için bir arena olarak önemli bir rol üstlenen uzay-zaman var. İkinci olarak, bu eylemlere katılan fakat kesin matematik yasalarıyla sınırlanan *fiziksel nesneler* var. Fiziksel nesneler iki çeşittir: *Parçacıklar* ve *alanlar*. Parçacıkların gerçek doğası ve ayırıcı özellikleri hakkında, her birinin kendine özgü dünya çizgisine, (durgun) kütleye ve belki elektrik yüküne, vb. sahip olmaları dışında pek az şey söylenir. Öte yandan, alanlar çok kesin tanımlanır: Maxwell denklemlerini sağlayan elektromanyetik alanlar ve Einstein denklemlerini sağlayan kütleçekim alanları.

Parçacıkları tarif etmek konusunda biraz rahat olabiliriz. Eğer bir parçacığın dış alanlar üzerindeki etkisi dikkate alınmayacak kadar önemsizse bu tür bir parçacığa *test parçacığı* adı verilir. Bu gibi parçacıkların, bir dış alan içinde nasıl hareket ettiği kesinlikle tanımlanmıştır. Lorentz kuvvet yasası elektrik yüklü test parçacıklarının elektromanyetik alanlar içindeki hareketini, geodezik yasası ise kütleçekim alanındaki hareketi tanımlar. Burada, parçacıklar, *noktasal* parçacıklar,

yani, bir boyutlu dünya çizgilerine sahip, parçacıklar olarak kabul edilmelidir. Ancak, parçacıkların alanlar üzerindeki (dolayısıyla öteki parçacıklar üzerindeki) tepkileri, başka bir deyişle, parçacıkların alanlar için *kaynak* oluşturmaları da, dikkate alındığında; parçacıklar uzayda yayılmış nesneler olarak düşünülmektedirler. Aksi halde, her parçacığın yakın çevresindeki alanlar sonsuz büyük değerler alabilir. Bu yaygın kaynaklar, Maxwell denklemleri için gerekli elektrik yükü ve akımı dağılımını $(\rho, \vec{j})$ ve Einstein denklemleri için gerekli ENERJİ tensörünü sağlar. Bütün bunların yanısıra, tüm parçacıkların ve alanların içinde yer aldıkları uzay-zamanın kendisi, evrensel kütleçekimini tanımlayan dinamik bir yapıya sahiptir. Arena'nın kendisi de kendi içindeki eyleme katılmaktadır!

Klasik fiziğin, fiziksel gerçekliğin doğası hakkında bize öğretisi budur. Pek çok şey öğrenildiği açıkça görülüyor ve bizler görüşlerimizin, herhangi bir aşamada inşa edilecek daha derin tasarımlarla, alt üst edilmeyeceğinden emin olmamalıyız. Görelilik kuramıyla işlenen devrimsel nitelikteki değişikliklerin bile, kuantum kuramının getirdiği değişikliklerle kıyaslandığında pek sönük kaldıklarını bir sonraki bölümde tartışacağız. Ancak, klasik kuramla ve onun maddesel gerçeklik hakkında bize anlattıklarıyla işimiz daha bitmedi. Bir sürpriz daha var!

'Madde' nedir? Madde, gerçek fiziksel nesneleri, bu dünyanın 'cisimlerini' oluşturan gerçek özdür. Sizin, benim ve evlerimizin yapıldığı şeydir. Maddeyi nasıl *niceleriz*? Ders kitaplarımız bize Newton'un verdiği açık yanıtı verir. Bir cismin içerdiği madde miktarını ölçen, cismin, veya cisimler sisteminin *kütlesidir*. Bu tanım gerçekten doğru görünüyor: Toplam madde miktarını doğru olarak ölçecek kütle dışında herhangi bir başka fiziksel nicelik yoktur. Üstelik kütle *korunur*: Herhangi bir sistemin kütlesi, ve bu nedenle toplam madde içeriği, ne olursa olsun değişmez.

Ne var ki Einstein'ın ünlü özel görelilik kuramından gelen

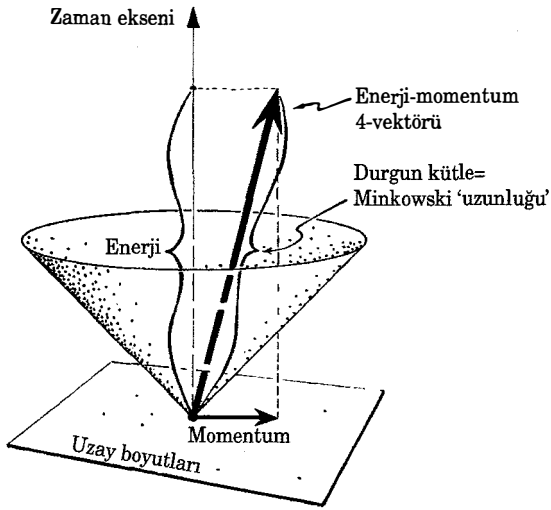
$$E = mc^2$$

bağıntısı kütle (m) ve enerjinin (E) birbiriyle yer değiştirebildiğini söylemektedir. Örneğin, bir uranyum atomu parçalanıp, daha küçük parçalara ayrıştığında, durgun duruma getirilme-

leri halinde, bu parçaların kütlelerinin toplamı uranyum atomunun parçalanmadan önceki kütlesinden daha *azdır*; fakat, parçacıkların hareket *enerjisi - kinetik* enerjisi (bkz. s. 22)* dikkate alındığında ve c^2 ile ($E = mc^2$ ile) bölünerek kütle değerlerine çevrildiğinde, toplamın aslında *değişmediğini* buluruz. Kütle, gerçekten korunur fakat, kısmen enerjiden oluşması nedeniyle, maddenin miktarının ölçüsü olduğu artık o kadar kesin değildir. Ne de olsa enerji, maddenin hızına bağlıdır. Hareket hızı, bir ekspres tren için bayağı büyüktür, ama bu trenin içinde oturuyor olsaydık, kendi bakış açımıza göre, tren hiç bir harekete sahip değil gözükürdü. Bu eylemin enerjisi (bireysel parçacıkların rasgele hareketlerinin *ısıl enerjisi* değilse de) söz konusu uygun referans noktasının seçimiyle, 'sıfıra inmiştir'. Einstein'ın kütle-enerji ilişkisini en çarpıcı şekilde yansıtan bir örnek verelim: π^0-mezonu adı verilen bir atom-altı parçacığın parçalandığını düşünelim. Bu parçacık kuşkusuz, iyi tanımlanmış (artı işaretli) kütleye sahip, *maddesel* bir parçacıktır. Saniyenin 10^{-16}'da biri kadar süre sonra (yukarıda değindiğim uranyum atomu gibi ama çok daha hızlı bozunarak), hemen daima *iki fotona* ayrışır (Şekil 5.36). π^0-mezonuyla birlikte duran bir gözlemci için her bir foton, enerjinin yarısını yani π^0-mezon'un kütlesinin yarısını taşır. Foton 'kütlesi' bulutsu yapıdadır: yani *saf enerjidir*. Çünkü, fotonlardan birinin yönünde hızla gidebilseydik, kütle-enerjisini dilediğimiz kadar küçük bir değere düşürebilirdik: Bir fotonun gerçek kütlesi (veya, az sonra inceleyeceğimiz gibi, *durgun* kütlesi) aslında *sıfırdır*. Bütün bu örnekler, korunan kütlenin tutarlı bir tanımını veriyor, ama bu tanım daha önce gördüğümüz tanımın tıpatıp benzeri değildir. Kütle, bir anlamda, hâlâ 'maddenin niceliğinin' bir ölçüsüdür ama görüş açısında önemli değişiklik olmuştur: Kütle enerjiyle eşdeğerde olduğu için, bir sistemin kütlesi, enerjisi gibi, gözlemcinin hareketine bağlıdır!

Bu konuyu biraz daha ayrıntılandırmakta yarar görüyorum. Kütlenin rolünü üstlenen korunumlu nicelik, *enerji-momentum dört-vektörü* adı verilen niceliktir. Minkowski uzayının O merkezinde, O noktasındaki gelecek ışık konisinin *içinde* (veya, fo-

* Newton kuramında bir parçacığın kinetik enerjisi $\frac{1}{2}mv^2$'dir; burada, m kütle v hızdır. Fakat özel görelilik kuramında aynı ifade biraz daha karmaşıklaşır.

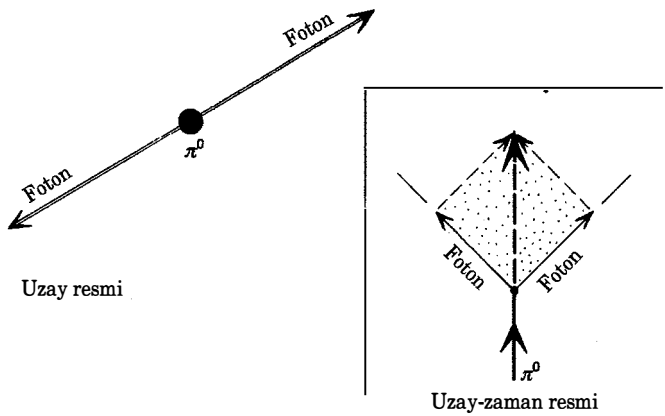


Şekil 5.35. Enerji-momentum 4-vektörü

tona karşı gelen limit durumunda, koninin *yüzeyinde kalan*) bir okla gösterilebilir. (bkz. Şekil 5.35). Nesnenin dünya çizgisiyle aynı yöne yönelik bu ok, nesnenin enerjisi, kütlesi ve momentumu ile ilgili tüm bilgileri içerir. Buna göre, okun uc noktasındaki '*t*-değeri' (veya okun 'yüksekliği'), gözlemci tarafından ölçüldüğünde, nesnenin *kütlesini* (veya c^2 ile bölünmüş *enerjisini),* gözlemcinin referans çerçevesine göre, tanımlar; uzaysal bileşenleri ise (c ile bölünmüş) *momentumunu* verir.

Bu okun Minkowski 'uzunluğu', *durgun kütle* olarak bilinen önemli bir niceliktir. Cisimle beraber duran bir gözlemciye göre kütleyi tanımlar. 'Madde miktarı'nı ölçmek için uygun bir nicelik oluşturduğu görüşünü benimseme eğiliminde olabiliriz. Ancak, böyle iki nicelik toplanmaz: Bir sistem ikiye ayrılıyorsa, sistemin başlangıçtaki durgun kütlesi, sonuçta ortaya çıkan iki parçanın durgun kütlelerinin toplamına eşit değildir. Yukarda verdiğimiz π^0-mezonu örneğini anımsayın. π^0-mezonu artı durgun kütleye sahipken, sonuçta elde edilen iki fotondan her ikisinin de durgun kütleleri sıfırdır. Ancak, toplanma özelliği, Şekil 5.36'da gösterilen *vektör* toplama yasası bağlamında 'toplamak' zorunda olduğumuz dörtlü ok için geçerlidir. Böylece 'madde miktarı'nı ölçen nicelik bu *okun tümü* olmaktadır!

Şimdi, Maxwell'in elektromanyetik alanını düşünelim. Bu alanın enerji taşıdığını söylemiştik. $E = mc^2$ bildirimine göre bir kütleye sahip olmalı. Öyleyse Maxwell alanı da bir maddedir! Maxwell alanı, parçacıkları birarada tutan kuvvetlerle yakından ilişkili olduğuna göre bunun gerçekten böyle olduğu kabul edilmeli. Herhangi bir cismin kütlesine, kendi elektromanyetik alanlarının önemli ölçüde bir katkısı olmalı.[28]



Şekil 5.36. Kütleli π^0-mezonu, kütlesiz iki fotona bozunur. Uzay-zaman resmi, enerji-momentum dört-vektörünün nasıl korunduğunu gösteriyor: Paralelkenar yasasına göre toplandığında, π^0-mezon'unun dört-vektörü, iki fotonun 4-vektörlerinin toplamına eşittir.

Einstein'ın kütleçekim alanına ne demeli? Bir çok yönden Maxwell'in alanına benzemektedir. Maxwell kuramına göre elektrik yüklü cisimler hareket halindeyken nasıl *elektromanyetik* dalgalar yayıyorsa, kütleli cisimler de hareket halindeyken (Einstein'ın kuramına göre) *kütleçekimsel* dalgalar yayabilirler (s. 79). Bu dalgalar da, tıpkı elektromanyetik dalgalar gibi ışık hızıyla hareket edecek ve enerji taşıyacaklardır. Fakat bu enerji standart yöntemle, ENERJİ tensörüyle, ölçülmez. (Yalın) bir kütleçekimsel dalga için bu tensör her yerde *sıfırdır*! Ancak, uzay-zaman *eğriliğinin* (ki şimdi tümüyle WEYL tensörü tarafından verilmektedir), kütleçekimsel dalgaların 'maddesini' temsil edebileceği söylenebilir. Fakat kütleçekimsel enerjinin *yerel olmaması* nedeniyle, uzay-zamanın eğriliğini sadece sınırlı bölgelerde incelemek suretiyle söz konusu enerjinin nice-

liği saptanamaz. Bir kütleçekim alanının enerjisi -ve bu nedenle kütlesi- gerçekten çok kaygan bir yılan balığı gibi elimizden kaçıp gidiyor, belirli bir yerde tutmamızı zorlaştırıyor. Ancak, bu tanımın ciddiye alınması gerekir. Çünkü kütleçekimi kuşkusuz *orada* öylece duruyor ve kütle kavramının tümüyle korunabilmesi için dikkate alınması gerekiyor. Kütleçekimsel dalgalara uygulanan iyi (ve artı tanımlı) bir kütle ölçeği var (Bondi 1960, Sachs 1962). Ama, yerel olmama özelliği nedeniyle, böyle tanımlanmış kütle (bir kasırganın tam merkezindeki sakin bölge gibi) uzay-zamanın eğriliğinin sıfır olduğu *düz* bölgelerinde bazen sıfırdan farklı olabilmektedir! (bkz. Penrose / Rindler 1986, s. 427) (yani *WEYL ve RICCI* tensörlerinin, her ikisi birden, sıfırdır!) Bu gibi durumlarda, kütle-enerjinin mutlaka bir yere yerleştirilmesi gerekiyorsa, bu yer her türlü madde veya alandan tamamen arınmış bir bölge olan *düz, boş uzay* neden olmasın demek geliyor içimizden. 'Madde' ya *orada*, boş bölgelerin en boşunda bulunmaktadır ya da hiç bir yerde yoktur!

Tam anlamıyla bir paradoks gibi görünüyorsa da bizim en yetkin klasik kuramlarımızın, gerçekten üstün kuramlarımızın, dünyadaki 'gerçek' maddenin doğası hakkında bize kesinlikle önerdiği budur, biraz sonra tartışmaya başlayacağımız kuantum kuramını bir yana bıraksak, klasik kurama göre bile maddesel gerçeklik sandığımız kadar açık değildir. Maddenin nicelenmesi, hatta nerede bulunduğu veya bulunmadığı, olağanüstü öncelikli konulara bağlı olup sadece yerel olarak değerlendirilemez! Söz konusu yerelsizlik size şaşırtıcı geliyorsa, birazdan daha büyük şoklarla karşılaşmaya hazırlıklı olun.

1. Newton'un tasarımmdan ayrılan tüm yerleşik görüşlerin, temelde, ışığın davranışı ile ilgilenmeleri gerçekten çarpıcı bir olgudur. Birincisi, Maxwell'in elektromanyetik kuramının kütleden ayrık enerji taşıyan alanları var. İkincisi, daha sonra göreceğimiz gibi, ışık hızının Einstein'ın özel göreliliğinde oynadığı son derece önemli rol var. Üçüncüsü, Newton'un evrensel çekim kuramından minik sapmalar var ki Einstein'ın genel göreliliğine göre bu gibi sapmalar, sadece hızlar ışığın hızıyla kıyaslanacak kadar büyük olduklarında önem kazanırlar. (Işığın Güneş tarafından saptırılması, Merkür'ün hareketi, ışığınkiyle kıyaslandığında kara deliklerden kaçış hızı, vb.) Dördüncüsü, ilk kez ışığın davramşında gözlemlenen kuantum mekaniksel dalga-parçacık ikiliği var. Son olarak, ışık ve yüklü parçacıkların kuantumlu alan kuramı olan kuantum elektrodinamiği var. Dünyayı tasarımladığı resimle ilgili derin problemlerin, ışığın gizemli davranışında gizli olduğunu Newton'un kendisi bile kabul ederdi şeklinde bir spekülasyon oldukça mantıklı bence. Bkz. Newton (1730; ve Penrose 1987a).

2. Sınıflandırmaya almadığım iyi tanımlanmış muhteşem bir fizik kuramı var: Carnot'un, Maxwell'in, Kelvin'in, Boltzmann'ın ve diğerlerinin termodinamik kuramı. Okurlarımm bazıları bu kuramın sınıflandırmamda niçin olmadığım merak edebilirler ama bunu kasten yaptım. 7. Bölümde açıklayacağım nedenlerle, bugünkü haliyle termodinamiği, ÜSTÜN kategorisine dahil etmek içimden gelmedi. Ancak, böylesine güzel ve temel nitelikteki düşünceler bütününü, YARARLI gibi daha alt bir kategoriye dahil etmeğe kalkışsam bir çok fizikçi bunu, kutsal şeylere saygısızlık olarak kabul edebilirdi. Bence, termodinamik, adından da anlaşıldığı gibi, bir sistemin bireysel bileşenlerine değil sadece ortalamalara, kısmen, başka kuramlardan uslamlamayla varılmış sonuçlara dayalı olup, burada benim kastettiğim anlamda tam bir fizik kuramı değildir. (İstatistiksel mekaniğin matematiksel çerçevesi için de aynı yaklaşım söz konusudur). Problemden kaçınmak için bu özürün arkasına saklanıyorum ve konuyu sınıflandırma kapsamının tümüyle dışında bırakıyorum. 7. Bölümde göreceğimiz gibi, termodinamikle, yukarıda değindiğim YARARLI kategorisindeki bir konu olan, büyük patlamanın standart modelinin birbirleriyle yakın ilişkili olduğumu iddia ediyorum. Bu iki düşünce grubu arasında kurulacak (şu anda bulunmayan) uygun bir ilişkiden, inanıyorum ki, ÜSTÜN kategorisinin öngördüğü anlamda bir fizik kuramı oluşabilir. Bu konuyu daha sonra yine tartışacağız.

3. Meslektaşlarım, uzun yıllar ilgilendiğim 'tvistor' kuramını, yeni fikirlerin ve yöntemlerin özenli bir bütünü olan bu kuramı, hangi sınıfa dahil edeceğimi sordular. Fizik dünyasının farklı bir kuramı olduğu için, GEÇİCİ kategorisinden başka kategoriye giremez. Ama bu kategoriye girmesi de pek doğru olmaz. Çünkü iyi tanımlanmış daha önceki fizik kuramlarının matematiksel bir kopyasıdır.

4. Ancak, öyle anlaşılıyor ki Galilei gözlemlerinde çoğu kez bir su saati kullanmıştır. Bkz. Barbour (1985).

5. Newton'un adı bu modelle, daha doğrusu bir bütün olarak Newton mekaniğiyle, sadece uygun bir ad olarak özdeşleştirilmiştir. Newton'un fiziksel dünyanın gerçek doğası ile ilgili görüşleri bundan çok daha az dogmatik ve daha karmaşıktır. (Bu 'Newtoncu' modeli en ciddiye alan kişinin R.G. Boscovich (1711-1787) olduğu anlaşılıyor.)

6. Raphael Sorkin, bana bu kendine özgü oyuncak modelin evriminin, (örneğin) Newton sistemleri için kullandığımız yöntemlerden pek farklı olmayan yöntemlerle 'hesaplanabilme' olasılığını hatırlattı. Sistemimizin davranışını sonsuza dek ve artan bir doğrulukla öteleyebilmemizi sağlanan C_1, C_2, C_3 ..., gibi bir dizi hesap düşünelim. (bkz. s. 30, 31). Elimizdeki örnek üzerinde, Turing makinesinin $T_u(m)$ işleminin N aşama boyunca sürdüğünü, ve işlem o aşamaya kadar durmadığı takdirde $T_u(m) = \square$ olduğumu 'varsayarak' C_N'yi tanımlamak suretiyle bunu başarabiliriz. Ancak, $T_u(m) = \square$ yerine 'tüm q'lar için $T(q)$ durur' gibi iki kez nicelendirilmiş bildirimler içeren bir evrimle bu tür hesap yöntemini çürütmek için oyuncak modelimizde değişiklik yapmak pek zor olmasa gerek. (Çözülmemiş bir problem olarak, farkları ikiye eşit asal sayıların oluşturduğu sonsuz adet sayı çifti vardır' böyle bir bildirimin örneğidir.)

7. 4. Bölümde (s. 178, açıklama 10) önerilen yeni Blum-Shub-Smale (1989) kuramı, bu konuların bazılarının çözümü için, matematiksel olarak çok daha kabul edilebilir bir yöntem sunabilir.

8. Hamilton denklemleri, kendine özgü görüşünü tam olarak yansıtmasa da, Hamilton'dan 24 yıl kadar önce İtalyan asıllı Fransız matematikçi Joseph L. Lagrange (1736-1813) tarafından biliniyordu. Daha önceki bir döneme ait aynı ölçüde önemli bir gelişme, Euler-Lagrange denklemlerine dayanılarak mekaniğin formüle edilmiş olmasıdır; ki bu durumda Newton'un hareket yasalarının, durağan eylem ilkesi (P.L.M. de Maupertuis) gibi önemli bir ilkeden çıkarılabildiği anlaşılmaktadır. Kuramsal önemlerinin yanısıra Euler-Lagrange denklemleri kayda değer güçlü ve pratik hesap yöntemleri sağlar.

9. Liouville'in faz uzayı haciminin, Hamilton evrimine göre sabit kalan farklı boyutlarda 'hacimler' (Poincaré değişmezleri) kümesinin bir üyesi olması bağlamında durum gerçekten 'kötüleşiyor'. Ancak önermelerimin kapsamında biraz haksızlık yaptım. (Faz uzayı hacminin bir kısmına katkıda bulunan), fiziksel serbestlik derecelerinin ilgi duymadığımız bir yere ışıyarak (sonsuzluğa kaçması gibi) 'atılıverdiği' ve böylece ilgi duyduğumuz kısmın faz uzayının daraltıldığı bir sistem düşünebiliriz.

10. Özellikle bu ikinci gerçek, bilim için büyük bir şansdır çünkü onsuz, büyük cisimlerin dinamik davranışını açıklamak zor olurdu. Üçüncü yasa üzerinde Newton'un ısrarla durmasının nedeni, kanımca, bu yasa olmaksızın, mikroskopik cisimlerden makroskopik cisimlere dinamik davranış geçişinin açıklanamayacak olmasıydı.
Bilimin gelişmesi için yaşamsal önemi olan bir başka 'mucizevi' gerçek, bir cismin genel yörüngelerinin basit geometrik şekiller olduğunu bildiren ters kare yasasının, (mesafe arttıkça sıfıra gelen) yegane çekim kuvveti yasası olmasıdır. Kuvvet yasası, ters yüzey yasası veya bir ters hacim yasası olsaydı Kepler ne yapardı acaba?

11. Maxwell'in denklemlerini sunduğu şekle uygun birimler seçmeğe çalıştım (şunun dışında: Maxwell'in elektrik yük yoğunluğu, burada $c^{-2}\rho$ olmalıydı.) Çünkü, başka birimler kullansaydım, denklemlerdeki c faktörleri farklı dağıtılırdı.

12. Aslında, x_i'ler ve p_i'lerden oluşan sonsuz tanesine sahibiz, fakat Hamilton programının uygulanabilmesi için Maxwell alanını veren belirli bir 'potansiyele' sahip olmamız gerektiği için, alan değişkenlerini bu koordinatlar gibi kullanamayız.

13. Başka bir deyişle, iki kez türevlenemez.

14. Lorentz hareket denklemleri, içinde yer aldığı elektromanyetik alan nedeniyle yüklü bir parçacığın üzerine etkiyen kuvveti verir; buna göre, kütlesini bilirsek, Newton'un ikinci yasası bize parçacığın ivmesini belirler. Ancak, yüklü parçacıklar, çoğu kez, ışık hızına yakın hızla hareket ederler, ve özel görelilik etkileri önem kazanmağa başlar. (Bunları bir sonraki bölümde inceleyeceğiz). Bu gibi nedenlerle, yüklü bir parçacık için doğru kuvvet yasasının bulunması, özel göreliliğin keşfine kadar gecikmiştir.

15. Gerçekte, bir anlamda, Doğadaki herhangi bir kuantum mekaniksel parçacık tek başına böyle bir saat gibi davranabilir. 6. Bölümde tartışacağımız gibi, frekansı parçacığın kütlesiyle orantılı herhangi bir kuantum parçacığının salınımı vardır; s. 102. Son derece dakik modern saatler (atomik saatler, nükleer saatler) sonuçta bu gerçeğe dayanılarak geliştirilmiştir.

16. Seyahat eden kardeşin B'deki dünya çizgisinde bir 'köşe' oluştuğu için, onun B olayında sonsuz bir ivmeye maruz kalacağından endişe duyabilirsiniz. Endişelenmeniz için bir neden yok. Sınırlı bir ivmeyle, seyahat eden gözlemcinin dünya çizgisinin B'deki köşesi giderilebilir, ve böylece, hâlâ, Minkowski'nin tüm dünya çizgisi 'uzımluğu' ile ölçülen ve seyahat eden gözlemcinin geçirdiği toplam seyahat süresinde pek az değişiklik oluşur.

17. Bunlar, Einstein'ın eşanlılık tanımına göre eşanlı oldukları M tarafından belirlenecek olayların uzaylarıdır. Eşanlılık tanımı, M tarafından gönderilen ve söz konusu olaylardan tekrar M'ye yansıtılan ışık sinyallerini kullanır. Bkz. Rindler (1982).

18. Bu, şeklin ilk ikinci zaman türevidir (veya 'ivmesidir'). Biçimin değişme hızı (veya 'hızı') başlangıçta sıfır olarak alınmalıdır, çünkü küre, hareketine durgun olarak başlar.

19. Newton kuramının bu şekilde yeniden biçimlendirilmesi matematiksel olarak, kuşkusuz Einstein'ın genel göreliliğinden sonra, ilk kez Fransız matematikçisi Elie Cartan (1923) tarafından yapılmıştır.

20. Bu anlamda yerel olarak Eukleides yapısında olan (daha yüksek boyutlardaki) eğrilikli uzaylara, iki boyutlu uzaylar üzerine Gauss tarafından daha önce yapılmış bazı çalışmalardan esinlenerek bu tür uzayları ilk kez araştıran büyük matematikçi Bernhard Riemann'ın (1826-1866) adı verilmiş ve Riemann manifoldları denmiştir. Burada, yerel geometriyi, Eukleides yapısında değil, yerel olarak Minkowski uzayı alarak Riemann'ın görüşünde önemli bir değişiklik yapmalıyız. Bu tür uzaylar çoğu kez Lorentz manifoldları olarak anılır. (veya Riemannsı manifoldlar, veya daha az mantıksal olarak, yarı-Riemann manifoldlar, denilen bir sınıfa ait manifoldlardır.)

21. Okuyucu, bu sıfır değerinin nasıl olup da 'uzunluğun' maksimum değerini temsil ettiğini merak edebilir! Gerçekten temsil eder, fakat biraz belirsiz bir anlamda: Sıfır uzunluktaki bir geodezik, (yerel) noktalarının herhangi ikisini birleştiren başka parçacık dünya çizgileri bulunmadığı gerçeğiyle karakterize edilebilir.

22. Aslında, sunduğum örneklerde biçim-bozulması ile hacim-değişmesi konuları arasındaki ayrım pek iyi tanımlanmış değil. Ricci tensörünün kendisi belli miktarda bir bozulmayı tanımlayabilir. (Işık için bu bölünme tamamen açıktır; bkz. Penrose and Rindler (1986), 7. Bölüm) Weyl ve Ricci tensörlerinin daha kesin tanımı için bkz. Penrose and Rindler (1984). s. 240, s. 210. (Almanya'da doğan Hermann Weyl, bu yüzyılın en önemli matematikçilerinden biridir; İtalyan Gregorio Ricci ise, geçen yüzyılda tensörler kuramını keşfederek etkili olmuş bir geometricidir.)

23. Denklemlerin doğru şekli, 1915 Kasım ayında David Hilbert tarafından da belirlenmiştir. Ancak kuramın fizikle ilgili öngörüleri yalnız Einstein'a aittir.

24. Bu konularla ilgilenenler, söz konusu diferansiyel denklemlerin, Einstein denklemlerinin yerlerine konulduğu Bianchi özdeşlikleri olduğunu bilirler.

25. Bu savla ilgili (pek de tatmin edici olmayan) bazı yöntemler vardır. Bkz. Wheeler and Feynman (1945).

26. Teknik olarak 'yüzey' yerine 'hiperyüzey' teriminin kullanılması daha uygun, çünkü yüzey iki değil, üç boyutludur.

27. Bu konularla ilgili güçlü teoremler çok yararlı ve ilginç olurdu, ama bugün için, böyle teoremler yoktur.

28. Varolan kurama göre hesaplanamaz; dolasıyla (geçici olarak) yararsız yanıt şudur: Sonsuzluk!

VI. Bölüm
Kuantumun Büyüsü ve Kuantum Gizemi

Felsefecilerin Kuantum Kuramına Gereksinimleri Var mı?

Klasik fizik'te, sağ duyuya göre, 'orada bir yerde' nesnel bir dünya vardır. O dünya, kesin tanımlanmış matematiksel denklemlerin yönetiminde, açık ve belirlenebilir bir evrim içerisindedir. Newton'a göre bu nasıl böyleyse Maxwell ve Einstein'a göre de böyledir. Fiziksel gerçekliğin, bizden bağımsız olarak varolduğu bilinir ve ona hangi gözle baktığımızdan etkilenmez. Üstelik bedenlerimiz ve beynimiz o dünyanın bir parçasıdır, ve aynı açık ve belirlenebilir evrimin içinde oldukları kabul edilir. Tüm eylemlerimiz, davranışlarımızı bilinçli istemlerimizin de etkilediği hakkında ne düşünürsek düşünelim, bu denklemlerle belirlenir.

Böyle bir tanım, gerçekliğin doğası, bilinçli algılamalarımız ve görünüşteki özgür istencimizle ilgili ciddi[1] felsefi savların temelinde yatar. Bazı insanlar, yüzyılımızın ilk çeyreğinde, dünyanın gerçek davranışı ile klasik fizik tanımlamaları arasındaki ince farklarla ilgili gözlemlerden kaynaklanan, temel fakat tedirgin edici kavramlardan oluşan *kuantum kuramının* da bu tanımda yer alması gerektiği düşüncesiyle bir rahatsızlık duygusuna kapılabilirler. Birçokları için 'kuantum kuramı', parçacıklar, atomlar veya moleküller düzeyinde, tanımlamalarımızın kesinliğini engelleyen ve sadece olasılıklar üzerine kurulu davranışlar üreten, pek de açık olmayan bir 'belirsizlik ilkesi' kavramından öteye gidemez. Biraz sonra göreceğimiz gibi kuantum tanımlamaları, aslında, alışageldiğimiz klasik kuramlardan kökten farklı olmalarına karşın çok kesindirler. Üstelik, aksini savunan yaygın bir görüş bulunsa da, olasılıklar, *-belirleyici*

olarak evrimleşen- parçacıklar, atomlar veya moleküller düzeyindeki kuantumdan değil, fakat görünüşe göre, bilinçli algılayabildiğimiz bir klasik dünyanın doğasıyla ilişkili gizemli ve daha büyük çapta bir eylem vasıtasıyla ortaya çıkmaktadır. Bunu anlamaya ve kuantum kuramının fiziksel gerçeklik ile ilgili görüşümüzü değiştirmeye bizi nasıl zorladığını görmeye çalışmalıyız.

Kuantum kuramı ile klasik kuramlar arasındaki farkların çok önemsiz olduğunu düşünmek eğilimindeyiz ama bu farklar, normal boyutlarda bir çok fiziksel olgunun temelinde yatarlar. Katı cisimlerin varlığı, maddeyi oluşturan kuvvetler ve fiziksel özellikleri, kimyanın doğası, maddelerin renkleri, donma / kaynama olayları, kalıtımın güvenilirliği -bütün bunlar ve diğer bir çok bildiğimiz özelliklerin açıklanmaları kuantum kuramını gerektirir. Belki bilinçli olma olgusu da, tamamen klasik terimler kullanılarak anlaşılamaz. Belki uslarımız, *klasik* fiziksel yapının 'nesneleri' tarafından uygulanan bir algoritmanın özellikleri değil de, dünyamızı *gerçekten* yöneten fizik yasalarının tuhaf ve harikulade bir özelliğinden kaynaklanan niteliklerdir. Belki, bir anlamda, tüm zenginliğine ve gizemliliğine karşın tamamiyle klasik evrende yaşamak yerine, duyarlı yaratıklar olarak, kuantum dünyasında yaşamamız gerekliliğinin 'nedeni' budur. Bizler gibi düşünen, algılayan yaratıklar onun öz maddesinden oluşabilsinler diye kuantum dünyası *gerekebilir* mi? Böyle bir soruyu bizim değil, yaşanabilir bir evren yaratmağa kararlı bir Tanrının yanıtlaması daha uygun olur! Fakat bu soru bizi de ilgilendiriyor. Klasik dünya, bir parçası olarak bilinçliliği barındıramıyorsa, uslarımız, klasik fizikten ayrılan belirli kavramlara bir şekilde bağımlı olmalı. Bu konuyu, kitabın başka bir bölümünde tartışacağım.

Felsefenin başlıca sorularının derinliklerine dalacaksak, fizik kuramlarının en kesini ve gizemlisi olan kuantum kuramıyla gerçekten uzlaşmalıyız: Dünyamız nasıl davranmaktadır, ve, gerçekte, 'bizler' olan 'uslarımızı' ne oluşturur? Bilim, bir gün, Doğayı anlamamızı sağlamak için kuantum kuramından fazlasını veren *çok daha* engin bir kuramı bize sunabilir. Benim kişisel görüşüm, kuantum kuramının bile, içinde yaşadığımız dünyanın eksiksiz bir resmini çizmek için gerekli bazı temel kav-

ramlardan yoksun, sadece boşluğu doldurmayı amaçlayan bir kuram olduğudur. Fakat bu bizim için bir bahane olmamalıdır; felsefi sezgilerden istediğimiz ölçüde yararlanmak istiyorsak dünya görüşümüzü kuantum kuramına göre yorumlamalıyız.

Ne yazık ki kuramcılar, bu tanımın *gerçekliği* hakkında çok ayrı (gözlemsel olarak aynı da olsa) görüşlere sahiptirler. Fizikçilerin çoğu, Niels Bohr'dan esinlenerek, *nesnel* bir tanımın yapılamıyacağını söylerler. Kuantum düzeyinde, 'orada bir yerde' gerçekte hiç bir şey yoktur. Gerçek, yalnız 'ölçmelerin' sonuçlarıyla ortaya çıkar. Kuantum kuramı, sadece hesap yöntemini bildirir ve dünyanın gerçek resmini çizmeye kalkışmaz. Kuantum kuramına böylesi bir yaklaşım bana fazlasıyla bozguncu bir yaklaşım gibi geliyor ve bu nedenle daha olumlu bir çizgi izleyerek kuantum tanımına *nesnel fiziksel gerçeklik* kazandıran *kuantum durumuna* ulaşacağım.

Schrödinger denklemi bu durumla ilgili tümüyle belirleyici (determinist) bir zaman evrimini sağlar. Fakat zaman evrimli kuantum durumunda ve gözlemlenebilen fiziksel dünyanın gerçek davranışı arasındaki ilişkide çok garip bir şey var. Bazen, - bir 'ölçümün' gerçekleştiğini düşündüğümüzde -büyük çaba göstererek evrimleştirmeğe çalıştığımız kuantum durumunu bir yana bırakarak, bu durumu sadece, *yeni* olası durumlar kümesinin birinden diğerine 'atlayacağı' çeşitli olasılıkların hesaplanmasında kullanmalıyız. 'Kuantum sıçraması' gibi yadırganacak bir kavramın yanısıra bir başka sorun da var: 'Ölçmenin' gerçekten yapıldığını saptayan fiziksel bir sistemin bu kararını doğrulayan etken nedir? Ölçüm aygıtının kendisi, ne de olsa, kuantum bileşenlerinden esinlenerek imal edilmiştir ve bu nedenle belirleyici Schrödinger denklemine uygun davranmalıdır. 'Ölçmenin' gerçekten yapıldığını saptamak için bilinçli bir varlığa mı gereksinim duymalıyız? Sanırım, kuantum fizikçilerinden yalnız ufak bir azınlık böyle bir görüşe katılacaktır. Bir olasılıkla, insan gözlemcilerin kendileri de minik kuantum bileşenlerinden oluşmuşlardır!

Bu bölümün sonlarına doğru sözünü ettiğim kuantum durumu için 'sıçrama' sürecinin tuhaf sonuçlarını tartışacağım; örneğin, bir yerde yapılan bir 'ölçmenin', uzak bir bölgede bir 'sıçramayı' nasıl oluşturabileceğini tartışacağım. Fakat önce, baş-

ka bir tuhaf olayla karşılaşacağız: Bazen bir cismin katedeceği iki alternatif ve karşıt konumlu yol, birleştirildiklerinde birbirlerini tamamiyle yok edecekler ve bundan öteye ne biri ne de öteki konumlanamayacaktır! Kuantum durumlarının nasıl tanımlandıklarını da oldukça ayrıntılı inceleyeceğiz. Bu tanımlamaların, klasik tanımlamalardan ne kadar farklı olduklarını göreceğiz. Örneğin, bir parçacık, aynı anda ayrı yerlerde olabilir! Birkaç parçacık birarada düşünüldüklerinde, kuantum tanımlamalarının nasıl karmaşıklaştığı hakkında bir fikir edineceğiz. Parçacıkların her biri ayrı ayrı tanımlanamasalar bile, değişik seçeneklerde düzenlendiklerinde kompleks toplamlar oluşturabilirler. Özdeş parçacıkların birbirinden ayrı kimliklere sahip olamamalarının nedenlerini öğreneceğiz. *Spin* özelliğini, bu tuhaf ve temelde kuantum mekaniksel, olan kavramı, ayrıntılı inceleyeceğiz. 'Schrödinger'in kedisi' denen düşünce deneyinin ikilemli sonuçlarını irdeleyeceğiz.

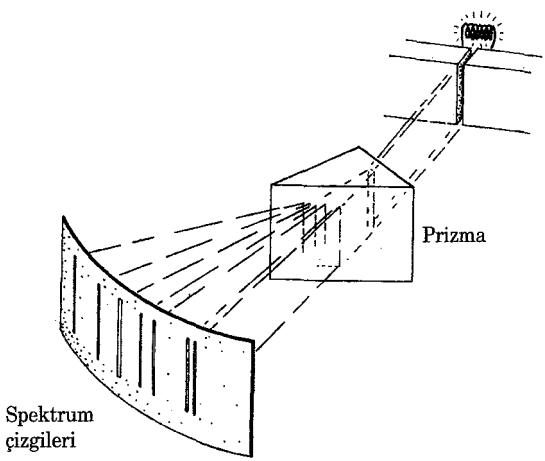
Bu bölümde yer alan konuların bir kısmı, önceki (veya sonraki) bölümlerde ele aldıklarımızın aksine kolay anlaşılır olmayabilir ama kuantum dünyasına ulaşmamızın başka yolu yok. Bir görüş bir türlü açıklığa kavuşmuyorsa yılmamanızı, yapıyı bir bütün olarak düşünerek kıyısından köşesinden de olsa bir iki kırıntı ele geçirmeğe uğraşmanızı öneririm. Elinizden hiçbir şey gelmiyorsa da umutsuzluğa kapılmayın. Bu durumda, ele avuca sığmamazlık yapının doğasında var demektir!

Klasik Kuramın Sorunları

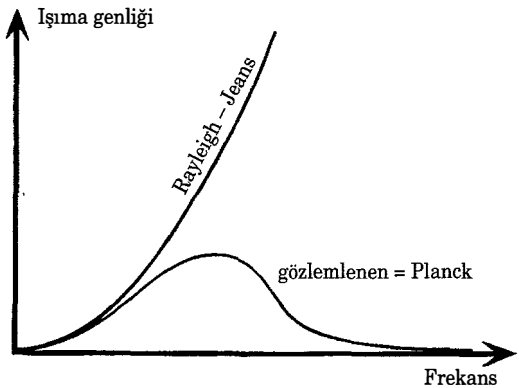
Klasik fiziğin, dünyamızı doğru ve tam olarak yansıtmadığını nasıl bilebiliriz? Başlıca nedenler, gözlemsel kanıtlarla gösterilmiştir. Kuantum kuramını fizikçiler bize kendi istekleriyle sunmadılar. Çoğunlukla kendi istekleri dışında bir çok bakımdan, felsefe yönünden tatmin edici olmayan bir yabancı dünyanın içine itildiler. Tüm görkemine karşın klasik dünyanın da karmaşık sorunları vardır. Bu sorunların kaynağı, iki tür fiziksel nesnenin birarada var olmak zorunda olmalarıdır: Her biri *sonlu* sayıda (altı adet) değişkenle (üç konum ve üç momentum) tanımlanan *parçacıklar*; ve *sonsuz* sayıda parametre gerektiren

alanlar. Bu ikili, fizik yönünden gerçek bir tutarlılığa sahip değildir. Parçacıkların ve alanların dengede olmalarını ('tamamen oturmuş olmalarını') gerektiren bir sistemde tüm enerji parçacıklardan alınıp alanlara verilir. Bu, enerjinin 'eş bölüşümü' denilen bir olayın sonucudur: denge durumunda, enerji, sistemin tüm özgürlük derecelerinin arasına eşit miktarda yayılır. Alanlar, sonsuz özgürlük derecelerine sahip oldukları için, zavallı parçacıkların payına hiç bir şey düşmez!

Özellikle, klasik atomlar durgun olmadıkları için, parçacıkların tüm eylemi, alanların dalga kiplerinin enerjisine dönüşür. Yeni Zelanda asıllı İngiliz deneysel fizikçisi Ernest Rutherford'un 1911'de sunduğu atomun 'Güneş sistemi' tasarımını anımsayınız. Gezegenlerin yerini elektronlar ve güneşin yerini ise minik bir çekirdek alır. Bunları birarada tutan evrensel çekim kuvveti değil elektromanyetik kuvvetlerdir. Bu tasarımda ortaya çıkan temel ve görünüşte çözümsüz problem, çekirdeğin yörüngesinde hareket eden elektronun, Maxwell denklemleri uyarınca, çekirdeğin üstüne doğru sarmal hareketiyle ve saniyenin minik bir oranı içerisinde sonsuzluğa doğru giderek artan yoğunlukta elektromanyetik dalgalar üretmesi gerektiğidir! Ancak, böyle bir şey gözlenmemiştir. Aslında, gözlenen olayı,



Şekil 6.1. Isıtılan bir maddedeki atomlar, özgün frekanslarda ışık yayarlar. Bu ışıma, bir prizmadan geçirilerek, atomların özelliğini yansıtan spektrum çizgileri kümesi oluşturulur.



Şekil 6.2. Sıcak bir cismin ('siyah cisim') ışıma genliğinin klasik yöntemle (Rayleigh-Jeans) ve gözlemle ölçülen değerleri arasındaki farktan hareketle Planck, kuantum kuramının ilk aşamasını başlattı.

yani atomların kararlılığını, klasik kuramla açıklamak olası değildir. Atomlar, ancak belirli frekanslarda elektromanyetik dalgalar (ışık), gözlemlendiği şekliyle keskin *spektral çizgileri* yayabilirler (Şekil 6.1). Üstelik bu frekanslar, klasik kuramda yeri olmayan 'anlamsız' (çılgın) kurallara[2] bağlıdır.

Konumuzla ilgili bir başka örnek, 'siyah cisim ışıması' olarak tanınan olaydır. Belirli bir ısıda, elektromanyetik ışımanın parçacıklarla dengede olduğu bir cisim düşünün. 1900 yılında Rayleigh ve Jeans, bu durumda, tüm enerjinin alan tarafından sınırsız olarak emileceğini hesapladılar! Burada fiziksel yönden alışılmadık bir durum söz konusudur. (Morötesi felaket; enerji durmaksızın giderek artan frekanslarda alana yönelmelidir.) Ancak doğa kendisini bu felaketten sakınabilmektedir. *Düşük* alan salınım frekanslarında, enerji Rayleigh ve Jeans tarafından hesaplandığı gibidir; fakat morötesi felaketini öngördükleri *yüksek* frekanslarda, enerji dağılımının sonsuz artmadığını, aksine frekans arttıkça sıfıra yaklaştığını gözlemler göstermiştir. Verilen bir ısıda, çok özgün bir frekansda (renk) enerji en yüksek değerine ulaşır; bkz. Şekil 6.2. (Akkor halindeki bir demir parçasının ışıması veya güneşin sarı-beyaz ışığı, aslında, bunun en bilinen örnekleridir.)

Kuantum Kuramının Başlangıcı

Bu sorunlar nasıl çözümlenecek? Newton'un parçacıklar resminin, kuşkusuz, Maxwell alanlarının desteğine gereksinimi var. Daha ileriye giderek *herşeyin* bir alan olduğunu, parçacıkların herhangi bir alanın, küçük fakat sonlu boyutlu, 'düğümleri' olduklarını varsayabilir miyiz? Bunun da bazı zorlukları var çünkü parçacıklar kıvrılarak, salınarak, durmadan değişerek sonsuz biçim değiştirebilirler. Fakat, gözlemlenen hiç böyle değildir. Fizik dünyasında aynı türden tüm parçacıklar *birbirine özdeştir*. Örneğin, iki elektron birbirinin tamamen aynıdır. Atomlar veya moleküller bile ancak sonlu sayıda farklı düzenlemeler oluşturabilirler.[3] Eğer parçacıklar alanlar olarak kabul edilirse, alanları sonlu ve kesikli özelliklere kavuşturacak yeni bazı öğelere gereksinim var demektir.

1900'de, zeki fakat tutucu ve tedbirli bir Alman fizikçisi olan Max Planck, yüksek frekanslı 'siyah cisim' kiplerinden kurtulmak için devrimsel nitelikte bir görüş sundu: Elektromanyetik salınımlar yalnız, E enerjisi ile ν frekansı arasında belli bir ilişki bulunan kuantumlardan oluşur:

$$E = h\nu$$

Burada h, *Planck sabiti* olarak bilinen, Doğanın yeni bir temel sabitidir. Böyle bir zorlama varsayım yoluyla Planck'ın, bugün *Planck ışıma yasası* adı verilen kuramı ile, ışıma genliğinin frekansa bağımlılığını gözlemlerle bağdaştırması şaşırtıcıdır. (Planck sabitinin değeri normal standartlara göre çok küçüktür: yaklaşık 6.6×10^{-34} Joule-saniyedir.) Planck bu cesur atılımıyla kuantum kuramının perdesini aralamış oldu. Einstein başka bir şaşırtıcı öneride bulununcaya kadar fazlaca bir dikkat de çekmedi. Einstein'ın buluşu şöyleydi: Elektromanyetik alan tamamiyle bu tür bağımsız birimlerden oluşur! Maxwell ve Hertz'in, *ışığın* elektromanyetik alan salınımlarından oluştuğunu gösterdiklerini anımsayın. Böylece, Einstein'a -ve Einstein'dan iki yüzyıl kadar öncesi Newton'a- göre ışık aslında *parçacıklardır*! (Ondokuzuncu yüzyılın başlarında İngiliz kuramcı ve deneycisi Thomas Young ışığın dalgalardan oluştuğunu göstermişti.)

Işığın aynı zamanda hem parçacıklardan hem alan salınımlarından oluşması nasıl olasıdır? Bu iki kavram yadsınamaz kadar birbirine terstir. Yine de bazı deneysel sonuçlar ışığın parçacıklardan oluştuğunu gösterirken bazıları dalgalardan oluştuğunu göstermiştir. 1923'te Fransız aristokrat ve fizikçi Prens Louis de Broglie, parçacık-dalga karmaşasına bir aşama daha katarak, doktora tezinde (bu tez için Einstein'ın onayını almak istemişti!), *madde* parçacıklarının bazen dalgalar gibi davrandıklarını savundu! De Broglie'nin, m kütlesine sahip herhangi bir parçacık için dalga frekansı ν, Planck'ın bildirimini bir kez daha doğrular. Einstein'ın $E = mc^2$'si ile birleştirildiğinde ortaya çıkan eşitlik ν'nin m ile bağlantısını gösterir:

$$h\nu = E = mc^2$$

de Broglie'nin önermesine göre klasik kuramın bir niteliği olan parçacık-alan ikiliğini Doğa tanımamaktadır. Gerçekten, ν frekansıyla salınan her neyse yalnız kesikli $h\nu/c^2$ kütle birimlerinden oluşabilir. Nasıl oluyorsa oluyor Doğa, *parçacıkların ve alan salınımlarının aynı şeyler* oldukları tutarlı bir dünya inşa etmeyi başarıyor! Veya, daha doğrusu, Doğa'nın dünyası, 'parçacık' veya 'dalga' diye uygun tanımlar yapmamıza ancak kısmen olanak veren daha incelikli bir içerik taşıyor.

Planck bağıntısı, yirminci yüzyıl bilimsel düşününün ünlü simalarından Danimarkalı fizikçi Niels Bohr tarafından (1913) parlak bir biçimde kullanıldı. Bohr'un açısal momentum kuralında (s. 22) öngörülen fikir, çekirdeğin yörüngesindeki elektronların açısal momentumunun yalnızca $h/2\pi$'nin tam katları değerler alabileceği idi. Sonradan Dirac, daha kullanışlı bir simge olan $\hbar$ tanımını verdi:

$$\hbar = h \,/\, 2\pi$$

Buna göre, açısal momentum (hangi eksene göre ölçülürse ölçülsün) sadece şu değerleri alabilir:

$$0,\ \hbar,\ 2\ \hbar,\ 3\ \hbar,\ 4\ \hbar,\ \ldots$$

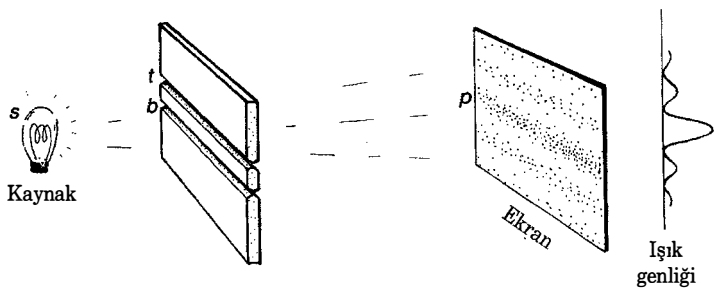
Bu yeni içeriğiyle atomun 'Güneş sistemi' modeli, oldukça doğru bir şekilde, birbirinden ayrık kararlı enerji düzeylerini ve Doğanın gerçekten uyduğu 'çılgın' kuralları vermekteydi!

Bu çarpıcı başarısına karşın Bohr'un parlak önerisi, 'eski kuantum kuramı' olarak anılan, ancak geçici bir yararı olan 'ya-

malı bohçadır'. Bugün bildiğimiz şekliyle kuantum kuramı, biri Alman Werner Heisenberg, diğeri Avusturyalı Erwin Schrödinger olmak üzere dikkate değer iki fizikçi tarafından birbirinden bağımsız olarak başlatılmıştır. Önceleri, iki yaklaşım, 1925'te Heisenberg'in 'matriks mekaniği' ve 1926'da Schrödinger'in 'dalga mekaniği' olarak birbirinden ayrı kuramlar olarak görülmüşse de, daha sonra aralarındaki yakın ilişki anlaşılmış; büyük İngiliz teorik fizikçisi Paul Adrien Maurice Dirac tarafından kapsamlı tek bir kuram halinde geliştirilmiştir. Bu kurama ve bunun sağladığı olağanüstü öngörülere daha sonra tekrar değineceğiz.

Çift Yarık Deneyi

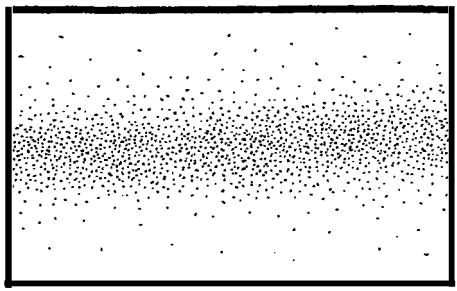
Kuantum mekaniğinin ilk ana deneyini inceleyelim. Bu deneyde bir elektron veya ışık demeti, veya başka tür 'parçacık-dalga' demeti bir çift dar ve uzun yarıktan geçirilerek arkadaki ekrana düşürülür (Şekil 6.3). Daha açık örneklemek için, ışığı ele alalım ve ışığın kuantumlarına bilinen isimlendirmeye uyarak, 'fotonlar' diyelim. Işığın, parçacıklar (yani, fotonlar) olduğunun en açık belirtisi ekranda gözükür. Işık, aralıklı olarak yerelleşmiş enerji birimleri halinde ekrana ulaşır; ışık enerjisi, $E = h\nu$ Planck formülü uyarınca frekansı ile ilişkilidir. Ekrana ulaşan enerji asla bir fotonun yarısı (veya herhangi bir başka oranı) kadar değildir. Işık düşümü, foton birimleri cinsinden bir ya- hep-ya-hiç olayıdır. Sadece tam sayıda foton görülebilir.



Şekil 6.3. Monokromatik (tek renkli) ışıkla yapılan iki ince yarık deneyi.

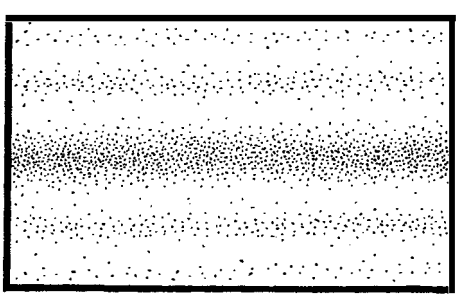
Ancak, fotonlar yarıklardan geçerken bir *dalga davranışı* ortaya çıkar. Önce, yalnız bir yarığın açık (diğerinin kapalı) olduğunu varsayın. Işık açık kalan yarıktan geçtikten sonra dalga yayılma olayının bir özelliği olarak *kırınım* sonucu dağılır. Fakat bu durumda bile parçacık niteliklerini önde tutabiliriz. Yarığın kenar çevresinin bir etki yaratarak, fotonları rasgele miktarlarda bir tarafa veya öteki tarafa saptırdığını düşünebiliriz. Yarıktan geçen ışık hatırı sayılır büyüklükte bir genliğe sahipse, yani oldukça fazla miktarda foton içeriyorsa, ekrandaki aydınlanma düzgün bir dağılım gösterir. Işık genliği iyice azaldığından, parçacık niteliklerine uygun olarak, fotonların ekrana vurduğu yerlerde bireysel noktalar halinde aydınlanma oluşur. Aydınlanmanın düzgün görünümü ışığın içerdiği fotonların çok fazla sayıda olması nedeniyle istatistiksel bir etkidir (Şekil 6.4) (Kıyaslama amacıyla belirteyim: Altmış mumluk bir ampul saniyede yaklaşık 100 000 000 000 000 000 000 foton üretir!) Gerçekten de fotonlar yarıktan geçerken rasgele dağılıyorlarmış görüntüsü verirler; değişik sapma açılarında değişik olasılıklarla dağılma, ekrandaki aydınlanmanın gözlemlenen görüntüsünü verir.

Ancak, parçacık nitelikleri ile ilgili esas problem, her iki yarığı da açtığımız zaman başgösterir! Yalın, katıksız bir renk, teknik adıyla *monokromatik* (yani, tek bir dalga uzunluğuna veya frekansa sahip; parçacık görüntüsünde ise fotonlarının tümünün aynı enerjiye sahip oldukları ışık) sağlayan sarı sodyum lambası ışık kaynağımız olsun. Burada, dalga uzunluğu 5×10^{-7} m kadardır. Yarıkların her birinin açıklığı 0.001 mm kadar ve birbirlerinden uzaklığı 0.15 mm kadar olsun. Ekran yaklaşık bir metre uzakta yer alsın. Oldukça güçlü bir ışık genliğinde, yine düzgün görünümlü bir aydınlanma elde ederiz, fakat bu kez girişim deseni adı verilen bir *dalga* niteliği belirgindir. Ekranın ortasına yakın yerde yaklaşık üç milimetre eninde şeritler olmuştur (Şekil 6.5). Oysa, ikinci yarığı da açtığımızda sadece ekrandaki aydınlanmanın iki katına çıkmasını beklerdik. Toplam genel aydınlanma yönünden beklentimiz gerçekleşmiştir. Fakat şimdi, genliğin ayrıntılı dağılımı, tek yarıkla yapmış olduğumuz deneyle elde ettiğimiz genlikten tamamiyle farklıdır. Ekranın bazı noktalarında, girişim deseninin en parlak olduğu



Şekil 6.4. Bir yarık açık olduğunda ekranda görülen genlik dağılımı tek tek küçük noktalar şeklindedir.

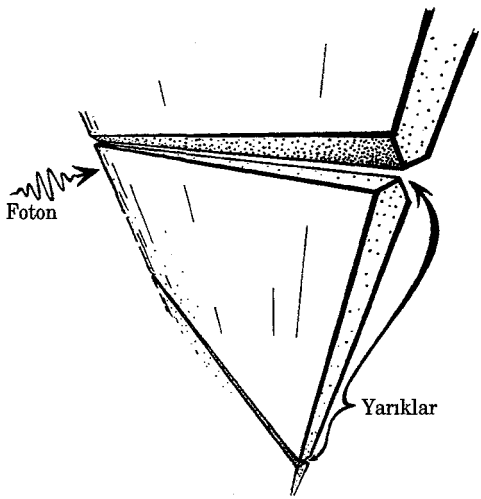
noktalarda, aydınlanma genliği, ilk deneydeki genliğe kıyasla, iki kat değil tam dört kat artmıştır. Desenin en fazla silikleştiği diğer yerlerde genlik sıfıra iner. Sıfır genlikli noktalar parçacık yorumu için belki en büyük problemi yaratmaktadır. Yarıklardan birinin açık olması durumunda fotonun güle oynaya ulaştığı bu noktalar, ikinci yarığın da açılmasıyla birdenbire fotona *yasaklanıverdi.* Fotona izleyeceği yol için ikinci bir seçenek sunarak nasıl oluyor da onun öteki yolu da izlemesini *önlüyoruz*? Fotonun dalgaboyunu, fotonun 'büyüklüğü' olarak alırsak, ikinci yarık birincisinden 300 foton büyüklüğü kadar uzaktadır (her bir yarık birkaç dalgaboyu kadar açıktır) (Şekil 6.6). Öyleyse foton, yarıklardan birinden geçerken öteki yarığın açık olup olmadığını nasıl biliyor? Aslında, ilke olarak, söz konusu 'yapıcı' veya 'yıkıcı' girişim olaylarının oluşması için iki yarığın birbirinden uzaklığı konusunda bir sınır yoktur.



Şekil 6.5. Her iki yarık da açık olduğundaki genlik kesikli noktaların dalgalı dağılımını gösterir.

Işık yarıktan (yarıklardan) geçerken, öyle görünüyor ki, bir parçacık olarak değil bir *dalga* gibi davranmaktadır! Yıkıcı girişim dalgaların bir özelliği olarak bilinir. Dalganın yayılması için iki ayrı yol varsa ve *her iki* yol da dalgaya açıksa, iki ayrı yoldan gelen dalgaların birbirini söndürmesi olasıdır. Şekil 6.7'de bunun nasıl gerçekleştiğini gösterdim. Dalganın yarıklardan birinden geçen kısmıyla, öteki yarıktan geçen kısmı tekrar biraraya geldiklerinde aynı 'fazda' iseler, birbirlerini güçlendireceklerdir (başka deyişle, üst üste gelen iki dalganın tepeleri tepelerine ve, çukurları çukurlarına oturuyorsa), fakat tamamen ayrı 'fazda' iseler birbirlerini söndüreceklerdir. (Başka deyişle, iki dalgadan birinin dalga tepeleri öteki dalganın dalga çukurlarına oturuyorsa.) Çift yarık deneyinde, iki yarığa olan uzaklıkları farkı, dalgaboyunun *tam* sayı katına eşitse ekranda parlak yerler oluşur ve bu durumda dalga tepeleri ile çukurları gerçekten birlikte oluşmuşlardır; iki uzaklık arasında fark, bu değerlerin tam yarılarına eşit ise ekranda siyah yerler oluşur ve bu durumda dalga tepesi dalga çukuruyla ve dalga çukuru dalga tepesiyle buluşmuştur. Basit bir makroskopik klasik dalganın, iki yarıktan aynı anda bu şekilde geçmesinde olağanüstü bir şey yoktur. Ne de olsa bir dalga, ya sürekli bir ortamın (alan) ya da milyonlarca minik noktamsı parçacıktan oluşan bir maddenin 'bozulmuş' halidir ve kısmen bir yarıktan, kısmen öteki yarıktan geçebilir. Fakat burada durum farklıdır: Her bir foton, tamamen kendi başına bir dalgaymışçasına davranmaktadır! Bir anlamda, parçacık her *iki yarıktan aynı anda* geçerek *kendi kendisiyle girişim yapmaktadır*! Çünkü ışık genliğinin tümünü yeterince azaltarak, bir anda birden fazla fotonun yarıklardan geçmesini engelleyebiliriz. Fotonun izleyebileceği iki ayrı yolunun bilinen olasılıkları alarak birbirlerini yok ettikleri yıkıcı girişim olgusu *tek tek* fotonlar için geçerlidir. İki yoldan sadece birisi fotonun yönlenmesi için açık durumdaysa, foton bu yolu izleyecektir. Öteki yol tek başına açıksa, bu kez foton o yolu izleyecektir. Fakat *her ikisi* birden fotonun önünde açılıyorsa, bu durumda iki olasılık mucizevi bir şekilde birbirini geçersizleştiriyor ve foton iki yolun hiçbirini izleyemiyor!

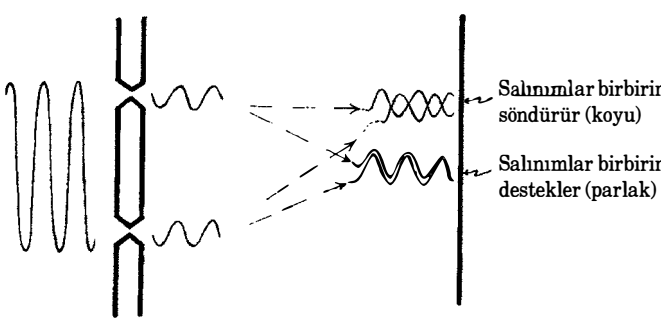
Okuyucu bir an durmalı, bu olağanüstü olayı düşünmelidir. Işığın bazen parçacıklar bazen de dalgalar gibi davranmasında



Şekil 6.6. Fotonun bakış açısından yarıklar! 300 'foton büyüklüğü' kadar uzaklıktaki ikinci yarığın açık mı yoksa kapalı mı olduğunu foton nasıl fark edebilir?

olağanüstü bir durum yoktur. Olağanüstü olan, *her bir* parçacığın, tamamen tek başına, bir dalga gibi davranması ve bir parçacıkla ilgili *değişik olasılıkların bazen birbirini yoketmeleridir.*

Foton gerçekten ikiye ayrılarak kısmen bir yarıktan, kısmen ötekinden geçebilir mi? Fizikçilerin çoğu deneyin bu şekilde yorumlanmasına itiraz edeceklerdir. Yolların yalnızca *alternatif* olmaları nedeniyle ekranda beliren etkiye katkıda bulunama-



Şekil 6.7. Tümüyle dalga resmine bakarsak, dalgaların girişiminden yararlanarak ekrandaki parlak/koyu şeritleri (kesikli olmaları dışında) açıklayabiliriz.

yacaklarını, ve yarıklardan geçmek için parçacığın ikiye bölünemiyeceğini ısrarla savunacaklardır. Parçacığın kısmen bir yarıktan kısmen öteki yarıktan geçmediği görüşünü desteklemek için, yarıklardan birine bir *parçacık detektörü* konulduğunu varsayalım. Gözlemlendiği zaman bir foton -veya başka bir parçacık- daima bir bütün olarak görünür, bir bütünün parçası olarak görünmez ve bu nedenle böyle bir detektör ya tek bir foton saptar ya da hiç bir foton saptayamaz. Ancak, böyle bir detektör fotonun hangi yarıktan geçtiğini *söyleyebilmek* için yarıklardan birine konulduğu zaman, ekrandaki girişim deseni kaybolur. Bu görüntünün oluşabilmesi için parçacığın 'aslında' hangi delikten geçtiği ile ilgili bir 'bilgi eksikliği' olmalı.

Girişim görüntüsünü elde etmek için, seçeneklerin her ikisinin de bazen 'yapıcı' yani beklenenin iki katı kadar bir miktarda birbirlerini güçlendirerek, veya 'yıkıcı', yani birbirlerini gizemli bir şekilde 'yok ederek', katkıda bulunmaları gerekir. Gerçekte, kuantum mekaniğinin kurallarına göre olup bitenler bundan da gizemlidir! Seçenekler yapıcı girişimde bulunabilirler (ekrandaki en parlak noktalar) veya yıkıcı girişimde bulunabilirler (koyu noktalar); fakat daha başka tuhaf birleşimler de verebilirler, örneğin,

'A seçeneği' artı *i* kere 'B seçeneği'

gibi bir birleşimde olabilmelidir; burada 'i', 3. Bölümde tanıştığımız eksi birin kare köküdür (= $\sqrt{-1}$) (ekrandaki gri noktalarda). Gerçekte, *herhangi bir kompleks sayı* 'seçeneklerin birleştirilmesinde' böyle bir rol alabilir!

3. Bölümdeki uyarımı anımsayacaksınız: Kompleks sayılar, 'kuantum mekaniğinin yapısı için kesinlikle temel niteliktedir.' Kompleks sayılar sadece matematiğin şık elemanları değildir. Bir çok ikna edici ve beklenmedik deneysel olgu sayesinde fizikçilerin dikkatlerini zorla üzerlerine çekmişlerdir. Kuantum mekaniğini anlamak için, katsayıların kompleks sayılar olabilmesini anlamalıyız. Bunlarla nereye varacağız, görelim.

Olasılık Genlikleri

Bir önceki kısımdaki tanımlamalarda fotonları kullanmamızın özel bir amacı yoktur. Elektronlar veya herhangi bir tür

parçacık, hatta bütün halinde atomlar da aynı amaçla kullanılabilirdi. Kuantum mekaniğinin kuralları uyarınca, farklı seçenekli olasılıkların kompleks katsayılarla toplanarak birleşmeleri bağlamında kriket toplarıyla filler de toplanabilirler (süperpozisyon). Ancak biz, kriket toplarının ya da fillerin böyle alışılmadık şekilde toplanmalarını asla göremeyiz. Neden göremeyiz? Zor ve tartışması çok uzun olduğu için bu aşamada sorunun yanıtıyla tanışmanızı istemiyorum. Şu an için, bir iş kuralı olarak yalnızca, *kuantum düzeyi* ve *klasik düzey* olarak adlandırılan, olası iki farklı fiziksel tanım düzeyinin bulunduğunu varsayalım. Kompleks katsayılarla toplanmayı sadece kuantum düzeyinde kullanacağız. Kriket topları ve filler klasik düzey nesneleridir çünkü.

Kuantum düzeyi, moleküllerin, atomların, atom-altı parçacıkların, vb. düzeyidir. Genelde bunun çok 'küçük ölçekli' olguların düzeyi olduğu düşünülürse de, 'küçük' kavramı aslında fiziksel boyutu bildirmez. Biraz sonra göreceğimiz gibi, kuantumun sonuçları metrelerce, veya hatta ışık yılları boyunca oluşabilir. Birşey çok küçük enerji farklarını içeriyorsa kuantum düzeyinde yer alabilir şeklinde bir açıklama, belki daha doğru fikir verecektir. (Özellikle 8. Bölümde biraz daha ayrıntılı açıklayacağım.) Klasik düzey 'makroskopik' düzeydir ve alışık olduğumuz tanımlar, çevremizde olup bitenlerin, alışıldık nesnelerin ve fikirlerin olasılıkları bu düzeyde yer alır. Kuantum düzeyinde kullanmak zorunda olduğumuz kompleks sayıların klasik olasılıklarla yakından ilişkili olduklarını göreceğiz. Gerçekte aynı değillerse de, bunu anlamak için önce klasik olasılıkların davranışlarını anımsamamızda yarar var.

A ve B seçeneklerinin hangisinin meydana geleceğini bilmediğimiz klasik bir 'belirsiz' durum düşünün. Böyle bir durum, söz konusu seçeneklerin 'ağırlıklı' bir birleşimi olarak tanımlanabilir:

p kere A seçeneği artı q kere B seçeneği;

Burada p, A olayının *olasılığı* ve q, B olayının olasılığıdır. (Bir olasılığın 0 ila 1 arasında yer alan bir reel sayı olduğunu anımsayın. Olasılığın 1'e eşitliği 'mutlaka olacak', olasılığın 0'a eşitliği 'hiçbir zaman olmayacak', olasılığın 1/2'ye eşitliği olması veya olmaması eşit olasılıklar anlamındadır). A ve B *biricik* seçeneklerse, ikisinin olasılıklarının toplamı 1'e eşittir:

$$p + q = 1.$$

Ancak, A ve B'den başka seçenekler de varsa, A seçeneği ile B seçeneğinin olasıklarının toplamı 1'den küçüktür. Bu durumda, $p : q$ oranı A olayının B olayına göre oluşma olasılığı oranıdır. Yalnız bu iki seçeneğe göre A ve B olaylarının gerçek olasılıkları, sırasıyla, $p/(p + q)$ ve $q/(p + q)$ olarak bildirilir. Bu yorum $p + q$, 1'den büyük olsa bile kullanılabilir. (Örneğin, üst üste yinelenen bir deneyde bu yorumun çok yararı olabilir: A verilerinin sayısı olarak p ve B verilerinin sayısı olarak q alınabilir). $p + q = 1$ ise p ve q sayılarının *normalleştirilmiş olduğunu* ve bu nedenle, sadece olasılıkların oranlarını değil gerçek olasılıklarını verdiklerini söyleyeceğiz.

Kuantum fiziğinde görünüşte buna benzer bir uygulama yapacağız ama bu kez p ve q, kompleks sayılar olacak. Bu nedenle p yerine w, q yerine z kullanmayı yeğleyeceğim:

w kere A seçeneği artı z kere B seçeneği

yazdığımızda 'w' ve 'z'yi nasıl yorumlamamız gerekir? Kuşkusuz bunlar olağan olasılıklar (veya olasılık oranları) değiller. Çünkü her birisi bağımsız olarak eksi veya saf sanal olabilir, ama ikisi de bir çok bakımdan olasılık olarak davranır. (Daha sonra göreceğimiz gibi, uygun şekilde normalleştirildiklerinde) *olasılık genlikleri* veya sadece *genlikler* olarak anılırlar. Üstelik, çoğu kez, olasılıkların çağrıştırdığı şöyle ifadeler kullanırız: 'A'nın olması genliği w, B'nin olması genliği, z'dir.' Gerçek olasılıklar olmasa da şimdilik bunları olasılıklar veya daha doğrusu, olasılıkların kuantum düzeyindeki benzerleri olarak kabul edeceğiz.

Normal olasılıkların kuralları nelerdir? Daha önce tanımladığımız iki yarık deneyinde (Şekil 6.3) olduğu gibi fakat bu kez foton yerine makroskopik bir nesne, diyelim bir top kullandığımızı ve topa vurarak iki delikten birinden geçirip arkadaki bir ekrana gönderdiğimizi varsayalım. Bu durumda oluşacak olasılıklardan birisi $P(s,t)$'dir, yani s'de vurulduktan sonra top üstteki t deliğine ulaşır; başka bir olasılık $P(s,b)$'dir, yani top alttaki b deliğine ulaşır. Ayrıca, ekran üzerinde özel bir p noktası belirlersek başka bir olasılık, $P(t,p)$, yani topun t deliğinden geçerek ekrandaki p noktasına ulaşacağı olasılık; ve yine başka bir olasılık $P(b,p)$, yani b deliğininden geçerek p noktasına ulaşacağı olasılığıdır. Yalnız t üst deliği açık olduğu takdirde topa, vu-

rulduktan sonra t yoluyla p'ye ulaşması olasılığını elde etmek için, topun s'den t'ye gidişi olasılığını, t'den p'ye gidişi olasılığı ile çarparız:

$$P(s,t) \times P(t,p).$$

Aynı şekilde, yalnız alttaki delik açıksa, topun s'den p'ye gidiş olasılığı:

$$P(s,b) \times P(b,p) \text{ olur.}$$

Her *iki* delik de açıksa, topun s'den p'ye t yoluyla gidiş olasılığı ilk ifadede olduğu gibi, yani yalnız t deliğinin açık olduğu durumdaki gibi, $P(s,t) \times P(t,p)$ dir; s'den p'ye b yoluyla gidiş olasılığı da yine $P(s,b) \times P(b,p)$ olup, *toplam* olasılık $P(s,p)$, yani topun s'den p'ye ulaşması olasılığı bu ikisinin *toplamına* eşittir:

$$P(s,p) = P(s,t) \times P(t,p) + P(s,b) \times P(b,p).$$

Kuantum düzeyinde kurallar aynıdır ancak bu kez olasılıkların rolünü kompleks *genlikler* üstlenmelidir. Buna göre, bir fotonla gerçekleştirdiğimiz iki yarık deneyinde fotonun s kaynağından t yarığına ulaşması genliği $A(s,t)$; ve fotonun t yarığından ekrandaki p noktasına ulaşması genliği $A(t,p)$'dir; bu iki genliğin çarpımı olan

$$A(s,t) \times A(t,p)$$

fotonun t yoluyla ekrandaki p noktasına ulaşmasının genliğidir. Alt yarık açık olsun olmasın üst deliğin açık olduğunu varsayarak bu doğru bir genliktir. Aynı şekilde, b'nin açık olduğu varsayılırsa, fotonun s'den b yoluyla (t açık olsun olmasın) p'ye ulaşması genliği şöyledir:

$$A(s,b) \times A(b,p)$$

Her iki yarık da açık olursa, fotonun s'den p'ye erişmesi için toplam genlik şöyle bulunacaktır:

$$A(s,p) = A(s,t) \times A(t,p) + A(s,b) \times A(b,p)$$

Hepsi iyi güzel de, bir kuantum etkisi klasik düzeye ulaşıncaya kadar büyültüldüğü zaman, bu genlikleri nasıl yorumlayacağımızı bilmedikçe bunun bize pek bir yararı yok. Örneğin p noktasına yerleştirilen bir foton detektörü, veya bir fotosel, kuantum düzeyindeki bir olayı, fotonun p'ye ulaşması olayını büyültmenin ve klasik olarak farkedilebilecek, diyelim bir 'klik' sesinin duyulması gibi bir olay, haline getirmenin yolunu bulabilir. (Ekran, fotonun gözle görülebilir bir leke bırakabileceği fotoğraf filmi görevini görebilse bu da işe yarayabilirdi, ama yine de biz bir

fotosel kullanmaktan vazgeçmeyelim.) 'Klik' sesinin duyulması için şu gizemli 'genliklerden' birisi değil, gerçek bir *olasılık* gerekli! Kuantum düzeyinden klasik düzeye geçerken genliklerden olasılıklara nasıl geçeriz? Göründüğü kadarıyla bunu gerçekleştirmek için çok güzel fakat gizemli bir kural vardır.

Klasik olasılığı elde etmek için kompleks değerli kuantum genliğinin *mutlak değer karesini almalıyız.* 'Mutlak değer karesi' ne demek? Argand düzleminde kompleks sayıları nasıl tanımladığımızı anımsayınız (3. Bölüm s. 106). Bir z kompleks sayısının modülü (mutlak değer) $|z|$, z tarafından tanımlanan bir noktanın merkezden (yani O noktasından) uzaklığıdır. z sayısının mutlak değer karesi olan $|z|^2$ sadece bu sayının karesidir. Öyleyse,

$$z = x + iy$$

(ki burada x ve y reel sayılardır) kompleks sayısı verilirse, (Pythagoras teoremine göre, O'dan z'ye doğru parçası, O, x, z dik üçgeninin hipotenüsüdür) bizim için gerekli mutlak değer karesi şöyle bulunur:

$$|z|^2 = x^2 + y^2.$$

Normalleştirilmiş gerçek bir olasılık için $|z^2|$ değerinin 0 ila 1 arasında yer alması gerektiğine dikkatinizi çekerim. Öyleyse uygun şekilde normalleştirmiş bir genliğe karşı gelen z noktası Argand düzlemindeki *birim çemberin* üstünde bir yerde bulunmaktadır (Şekil 6.8). Ancak, bazen,

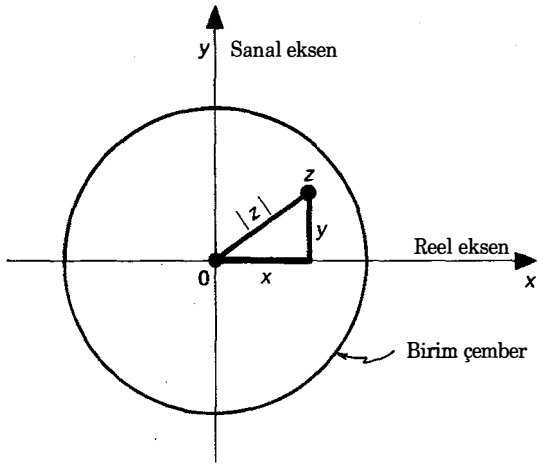
w kere A seçeneği + z kere B seçeneği

gibi birleşimlere gereksinim duyacağız. Burada w ve z, olasılık genlikleriyle sadece orantılıdırlar ve bu nedenle birim çember içinde yer almaları gerekmez. *Normalleştirilmeleri* (ve böylelikle gerçek olasılık genliklerini vermeleri) için koşul, *mutlak değer karelerinin* toplamının 1'e eşitlenmesidir:

$$|w|^2 + |z|^2 = 1$$

Bu şekilde eşitlenmelerde, A ve B için gerçek genlikler, sırasıyla, $w/\sqrt{(|w|^2 + |z|^2}$ ve $z/\sqrt{(|w|^2 + |z|^2)}$ olup, bu genlikler birim çember üstünde yer alırlar.

Görüldüğü gibi, bir olasılık genliği hiç de olasılık değil, fakat daha çok bir olasılığın 'kompleks kare kökü' gibi davranmaktadır. Bu durum, kuantum düzeyindeki etkiler, klasik düzeye ulaşmaları için büyültüldükleri zaman nasıl bir sonuç yaratır? Olasılıkları ve genlikleri bazen toplamak, bazen çarpmak duru-



Şekil 6.8. Argand düzleminde birim çember üstünde kalan bir z noktası ile temsil edilen bir olasılık genliği. Merkezden uzaklığın karesi $|z|^2$, etkilerin klasik düzeye büyültülmesi halinde gerçek olasılık haline gelir.

munda kaldığımızı anımsayın. Dikkate alınması gereken ilk nokta, *çarpma* işleminin, kuantumdan klasik kurallara geçişte bir sorun yaratmamasıdır. Bunun nedeni önemli bir matematiksel gerçektir:

$$|zw|^2 = |z|^2 \, |w|^2.$$

(Bu özellik, 3. Bölümde verildiği gibi, bir çift kompleks sayının çarpımının geometrik tanımından kaynaklanır; fakat $z = x + iy$, $w = u + iv$ reel ve sanal kısımları yönünden biraz mucize gibidir. Deneyin!)

Bu gerçeğin bildirimi şudur: Parçacığın önünde açık bir tek yol varsa, örneğin bir tek açık yarık (diyelim t) varsa, çıkarım klasik düzeyde yapılabilir ve ara noktada (t) parçacık ayrıca saptansın veya saptanmasın, olasılıklar farketmez.* Genliklerin mutlak değer karelerini bu ara aşamalarda veya yalnız yolun sonunda alabiliriz; sonuçta elde edilen olasılık,

$$|A(s,t)|^2 \times |A(t,p)|^2 = |A(s,t) \times A(t,p)|^2,$$

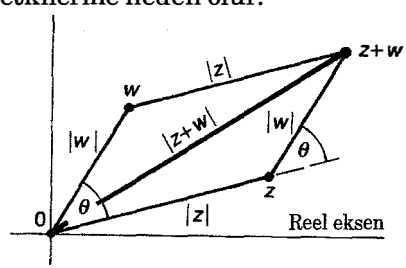
çıkar ki her iki hesaplama için de yanıt aynıdır.

* Bu saptama, parçacığın t'den geçişini bozmayacak şekilde yapılmalıdır. Bu amaçla detektörler, s civarında başka yerlere konulabilir ve bunlar 'klik' sesi çıkarmadıklarında parçacığın, t'den geçtiği anlaşılır!

Ancak, parçacığın izleyeceği birden fazla yol varsa (her iki yarık da açıksa) bir *toplam* almak zorundayız ve işte bu aşamada kuantum mekaniğin karakteristik özellikleri ortaya çıkmaya başlar. Toplamın mutlak değer karesini, w ve z kompleks sayılarının $w + z$ toplamını oluşturduktan sonra alırsak, genelde bu sayıların, ayrı ayrı mutlak değer karelerinin toplamını elde etmeyiz; ek bir 'düzeltme terimi' çıkar:

$$|w + z|^2 = |w|^2 + |z|^2 + 2|w|\,|z| \cos \theta.$$

Burada θ, Argand düzleminin merkez noktasına göre z ve w noktaları arasında taranan açıdır. (Şekil 6.9) (Bir açının kosinüsü, dik üçgende komşu kenar / hipotenüs oranına eşittir. Yukarıdaki formülü bilmeyen meraklı okuyucular, 3. Bölümde verilen geometriden yararlanarak formülü doğrudan elde edebilirler. Aslında bu formül, biraz kılık değiştirmiş 'kosinüs teoreminden' başka bir şey değil!) İşte bu $2|w|\,|z|\,\cos\theta$, düzeltme terimi kuantum mekaniksel seçenekler arasındaki kuantum girişimini sağlar. cos θ, –1 ile 1 arasında değerler alabilir. $\theta = 0°$ olduğu zaman cos $\theta = 1$ eşitliğini elde ederiz ve iki seçenek yapıcı girişime uğrar; öyleki toplam olasılık, ayrı ayrı olasılıkların toplamından fazladır. $\theta = 180°$ olduğu zaman cos $\theta = -1$ değerini elde ederiz ve iki seçenek yıkıcı girişime uğrayacağı için toplam olasılık ayrı ayrı olasılıkların toplamından azdır. $\theta = 90°$ olduğu zaman cos $\theta = 0$ eşitliğini elde ederiz; bu, iki olasılığın toplandığı bir ara durumdur. Büyük ve karmaşık sistemlerde düzeltme terimlerinin genel olarak 'ortalaması' alınır ve cos θ'nın ortalaması sıfır olduğu için bu terim düşer. Böylece, klasik olasılık kurallarıyla başbaşa kalırız! Fakat kuantum düzeyinde bu düzeltme terimi önemli girişim etkilerine neden olur.



Şekil 6.9. İki genliğin toplamının mutlak değer karesi için $2|w|\,|z|\cos\theta$ düzeltme terimini veren geometri.

Şimdi her iki yarığın da açık olduğu, iki yarık deneyine geri dönelim. Fotonun p noktasına ulaşması için genlik $w + z$ *toplamıdır*:

$$w = A(s,t) \times A(t,p) \text{ ve } z = A(s,b) \times A(b,p).$$

Ekrandaki en parlak noktalarda $w = z$ eşitliği ($\cos \theta = 1$) vardır ve buna göre

$$|w + z|^2 = |2w|^2 = 4|w|^2$$

formülünü elde ederiz ki bu, yalnız üst yarık açık olduğunda bulunan $|w|^2$ olasılığının dört katıdır. Bu nedenle, çok sayıda foton bulunduğu zaman genliği dört katı buluruz ki bu, gözlemle uyumlu sonuçtur. Ekranda *koyu* noktalarda $w = -z$ eşitliği ($\cos \theta = -1$) varolduğuna göre

$$|w + z|^2 = |w - w|^2 = 0 \text{ bulunur.}$$

Başka bir deyişle genlik *sıfırdır* (yıkıcı girişim) ki bu yine gözlemle uyumludur. Tam ara noktalarda, $w = iz$ veya $w = -iz$ değerlerine ($\cos \theta = 0$) sahip oluruz ve buna göre

$$|w + z|^2 = |w \pm iw|^2 = |w|^2 + |w|^2 = 2|w|^2$$

bulunur ve yalnız bir yarık için bulunan genliğin *iki* katını verir (klasik parçacıklar için durum böyledir.) Bir sonraki kısımda, parlak, koyu ve ara yerlerin gerçek konumlarının nasıl hesaplandığını göreceğiz.

Son olarak bir noktaya daha değinmeliyim. Her iki yarık da açık olduğu zaman, t yoluyla p noktasına ulaşan fotonun genliği gerçekte $w = A(s,t) \times A(t,p)$'dir ama bunun mutlak değer karesi olan $|w|^2$, fotonun p noktasına ulaşmak için gerçekten üst yarıktan geçtiği olasılığı diye yorumlanamaz. Böyle bir yorum, özellikle p ekrandaki koyu renkli bölgede yer alıyorsa, bize anlamsız yanıtlar verir. Fakat fotonun t'deki varlığını, *oradaki* varlığının (veya yokluğunun) etkisini klasik düzeye büyülterek 'saptarsak', fotonun gerçekten t'de varolduğu olasılığını hesaplamak için $|A(s,t)|^2$ ifadesini kullanabiliriz. Fakat böyle bir saptama, ekranda dalgalı deseni bozacaktır. Girişimi sağlamak için, fotonun yarıklardan geçerken *kuantum düzeyinde kalmasını* ve böylece iki ayrı yolun *her ikisinin* etkiye katkıda bulunmasını ve bazen birbirlerini etkisiz kılmalarını sağlamalıyız. Kuantum düzeyinde alternatif yolların her birisinin olasılıkları değil yalnızca genlikleri vardır.

Bir Parçacığın Kuantum Durumu

Bir sisteme ait farklı seçeneklerin, bunlara karşı gelen olasılıkların kompleks katsayılarla çarpılarak garip bir şekilde toplanmasıyla kuantum düzeyinde daima birarada olabilmeleri ne tür bir fiziksel gerçeklik tanımına yol açar? Bir çok fizikçi böyle bir tanım bulmaktan umutlarını kesmiş görünüyorlar. Umutlarını yitirdikleri için kuantum kuramının, sadece olasılık hesaplarını yapmak için bir yöntem olduğu, fiziksel dünyanın nesnel bir tanımını yapamıyacağı görüşüyle kendilerini avutuyorlar. Bazıları, kuantum kuramının nesnel bir tanımının yapılmasının, en azından fiziksel gerçeklerle uyumlu bir tanımının yapılmasının, mümkün olmadığını bildirdiğini savunuyorlar. Bana sorarsanız, böylesi bir karamsarlığın hiç bir gerekçesinin olmadığını söylerim. Şu ana kadar yaptığımız tartışmalara bakarak onların görüşlerine katılmayı çok erken buluyorum. İlerleyen tartışmalarımızda kuantum etkileri ile ilgili çok daha çarpıcı açmazlarla karşılaştığımızda belki de bu umutsuzluğun nedenlerini daha iyi değerlendirebileceğiz. Fakat şimdilik iyimserliğimizi elden bırakmıyarak kuantum kuramının bize sunduklarını cesurca karşılamaya hazırlanalım.

Bu bize sunulan *kuantum durumu* ile verilendir. Bir tek kuantum parçacığını düşünmeye çalışın. Klasik düzeyde, bir parçacık uzaydaki konumuyla tanımlanır ve bir sonraki evredeki davranışını bilmek için, hızını (veya, eşdeğer olarak momentumunu) bilmeliyiz. Kuantum mekaniksel açıdan, bir parçacığın bulunabileceği *her bir konum*, ona sunulan bir 'seçenektir'. Tüm seçenekler, biraz önce gördüğümüz gibi, kompleks katsayılarla çarpılıp toplanabilirler. Bu kompleks katsayılar kümesi, parçacığın kuantum durumunu tanımlar. Kuantum kuramında, konumun bir kompleks değerli fonksiyonu kabul edilen ve parçacığın *dalgafonksiyonu* denilen bu katsayılar kümesini Yunan harfi ψ ('psi' okunur) ile göstermek standart uygulamadır. Herhangi bir x konumu için, dalgafonksiyonu $\psi(x)$ değerine sahiptir ve bu parçacığın x konumunda bulunması olasılığının genliğidir. Kuantum durumunu bir bütün olarak göstermek için sadece ψ harfini kullanabiliriz. Parçacığın konumunun *fiziksel gerçekliğinin*, aslında, onun ψ kuantum durumu olduğu görüşünü benimsiyorum.

Kompleks değerli ψ nasıl tarif edilir? Üç boyutlu uzayda bu biraz zor olacağı için parçacığın, tek boyutlu bir doğru üzerinde, örneğin, standart (kartezyen) koordinat sisteminin x-ekseni boyunca kalmaya kısıtlandığını varsayalım. ψ, reel değerli bir fonksiyon olsaydı, x-eksenine dikey bir 'y-ekseni' gibi alınarak ψ'nin *grafiği* çizilebilirdi (Şekil 6.10a). Ancak, ψ *kompleks değerli bir* fonksiyon olduğu için bir 'kompleks y-eksenine' -Argand düzlemi olabilir- gereksinimimiz var. Hayalimizde, bu amaçla, farklı iki uzaysal boyut daha canlandırabiliriz: Diyelim ki, uzaydaki y-yönü, Argand düzleminin *reel* eksenini oluştursun z-yönü ise *sanal* eksen olsun. Dalgafonksiyonunun doğru tasarımlanması için $\psi(x)$'i Argand düzleminde bir nokta olarak (yani, x-ekseninde her konuma karşı *(y, z)*-düzleminde bir nokta) işaretleyebiliriz. x değiştikçe bu nokta da değişir, ve izlediği yol, x-ekseninin yakın komşuluğu içinde dolanarak uzayda bir eğriyi tanımlar (Şekil 6.10b). Bu eğriye, parçacığın ψ-*eğrisi* diyelim. Parçacığı belirli bir x noktasında bulma olasılığı, -bu noktaya bir parçacık detektörü yerleştirilmiş gibi düşünelim- $\psi(x)$ genliğinin mutlak değer karesini almak suretiyle bulunabilir:

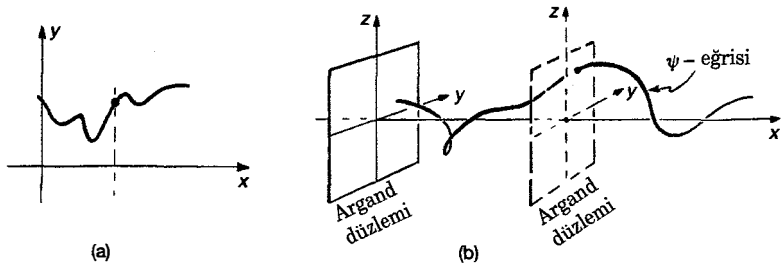
$$|\psi(x)|^2$$

Bu ifade, ψ-eğrisinin x-ekseninden uzaklığının karesidir.*

Üç boyutlu fiziksel uzaydaki bir dalgafonksiyonu ile ilgili olarak bu tür eksiksiz bir resim oluşturmak için, üç boyutu fiziksel uzaya ve iki boyutu $\psi(x)$'in işaretlendiği her noktadaki Argand düzlemi için olmak üzere *beş* boyut gerekir. Ancak, bizim basitleştirilmiş tek boyutlu resmimiz hâlâ yardımcı olabilir. Eğer bir dalgafonsiyonun fiziksel uzayda herhangi bir doğru boyunca davranışını incelemek istersek, x-eksenini bu doğru boyunca alabilir ve buna dik öteki iki uzay yönünü, gerekli Argand düzleminin tanımı için kullanabiliriz. Çift yarık deneyini daha iyi yorumlamak için bu resmin gerçekten yararlı olacağını göreceğiz.

Daha önce söylediğim gibi, klasik fizikte, bir sonraki davranışını belirlemek için bir parçacığın hızının (veya momentumu-

* Burada teknik bir sorun var çünkü bir parçacığı kesin bir noktada bulmak olasılığı sıfırdır. Bunun yerine, $|\psi(x)|^2$ ifadesini bir olasılık yoğunluğu olarak kullanabiliriz. Olasılık yoğunluğu, bir noktanın komşuluğundaki sabit uzunlukta küçük bir aralıkta parçacığın bulunması olasılığıdır. Böylece $\psi(x)$, bir genlikten çok, bir genlik yoğunluğunu tanımlar.



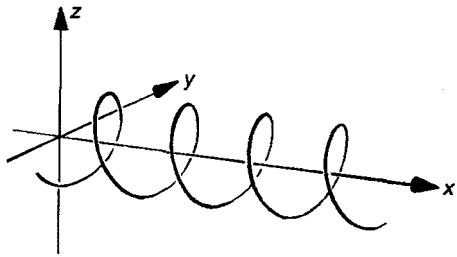
Şekil 6.10. (a) Bir x reel değişkeninin reel değerli fonksiyonunun grafiği. (b) Bir x reel değişkeninin kompleks değerli fonksiyonu ψ'nin grafiği.

nun) bilinmesi gerekir. Bu konuda kuantum mekaniği bize önemli ölçüde ekonomi sağlar. ψ dalgafonksiyonu zaten olası momentum değerlerine karşı gelen genlikler içerir! (Bazı hoşnutsuz okuyucular, parçacığın basit klasik tanımını fazla büyüttüğümüzü düşünerek biraz ekonomi yapmanın zamanının çoktan geldiğini düşünüyor olabilirler. Onları anlayışla karşılamakla birlikte önlerine konulan lokmaları iştahla yemelerini öneririm, çünkü daha da beteri gelmek üzere!) Hız genlikleri ψ ile nasıl belirlenir? Aslında, momentum genliklerini dikkate almak daha iyi olur. (Momentumun, parçacığın kütlesi ile hızının çarpımı olduğunu anımsayın; s. 22) Yapılması gereken, *harmonik analiz* denilen yöntemin ψ fonksiyonuna uygulanmasıdır. Burada bunu ayrıntılandırmam yersiz olur, ama şu kadarını söyleyeyim; müzikte seslere uygulanan yöntem de budur. Herhangi bir dalga formu, farklı 'harmoniklerin' bir toplamı olarak ayrıştırılabilir ('harmonik analiz') ve farklı tınılarda (yani, farklı yalın frekanslarda) yalın ses tonları elde edilir. ψ dalgafonksiyonuna gelince 'yalın tonlar', parçacığın sahip olduğu olası momentum değerlerinin karşılığıdır, ve her 'yalın ton' büyüklüğünün ψ'ye katkısı, bu momentumun genliğidir. 'Yalın tonlara', *momentum durumları* denir.

Bir momentum durumu, ψ-eğrisi olarak neye benzer? Bir *helezona* benzer, ve matematiksel adı *helisdir* (sarmal). (Şekil 6.11)*. Sık helezonlar, büyük momentumlara, seyrek helezonlar

* Daha standart bir analitik tanımlamada, sarmallardan (momentum durumlarından) her biri, $\psi = e^{\frac{i}{\hbar}px} = \cos\left(\frac{ipx}{\hbar}\right) + i\sin\left(\frac{ipx}{\hbar}\right)$ ile ifade edilir (3. Bölüm s. 105); burada p söz konusu momentum değeridir.

küçük momentumlara karşılıktır. Ender olarak hiç helezonu bulunmayan sarmallar vardır, yani ψ-eğrisi düz bir çizgidir: Bu *sıfır* momentum durumudur. Ünlü *Planck* bağıntısı bu tanımların içindedir. Sık sarmallar kısa dalga uzunluğu ve yüksek *frekans*, ve dolayısıyla yüksek momentum ve yüksek *enerji* anlamına gelir; seyrek sarmallar düşük frekans ve düşük enerji (E daima ν ($E = h\nu$) frekansıyla orantılı olarak) demektir. Argand düzlemleri olağan şekilde yönlendirilirse (yani, verilen x, y, z tanımlaması olağan sağ-elli eksenlere, uygun olarak yapılırsa), artı x-ekseni yönündeki momentumlar, sağ-elli sarmalların karşılığı olur.



Şekil 6.11. Bir momentum durumunun, ψ eğrisi sarmal yapıdadır.

Bazen kuantum durumlarını, yukarıda yaptığımız gibi, olağan dalgafonksiyonlarıyla değil, momentum dalgafonksiyonları ile tanımlamak yararlıdır. Bu çeşitli momentum durumlarına göre ψ'nin ayrışımına bakarak, yeni bir $\tilde{\psi}$ fonksiyonunun oluşturulmasından ibarettir. Her p için değeri $\tilde{\psi}(p)$ olan ve x konumunun değil p momentumun bir fonksiyonu olan $\tilde{\psi}$, p-momentumun $\tilde{\psi}$'ye katkısının boyutunu verir. (*p'lerin* uzayı, *momentum uzayı* olarak anılır.) p'nin her belirli seçimi için $\tilde{\psi}$'nin anlamı şudur: $\tilde{\psi}(p)$ kompleks sayısı, p *momentumuna sahip parçacığın genliğidir.*

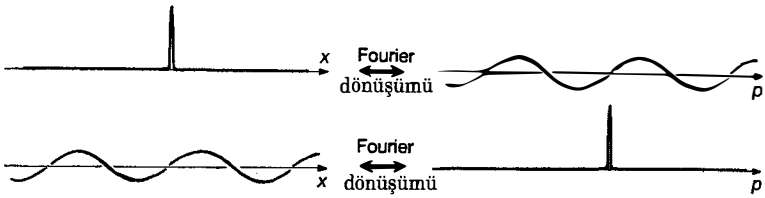
ψ ve $\tilde{\psi}$ fonksiyonlarının arasındaki ilişkinin matematiksel bir adı vardır. Sözü edilen fonksiyonlar, Fransız mühendis/matematikçisi Joseph Fourier'in (1768-1860) adıyla, *Fourier dönüşümleri* olarak bilinir. Burada sözünü edeceğim yalnız bir kaç bağıntıdan birisi ψ ve $\tilde{\psi}$'nin arasındaki simetridir: ψ'den $\tilde{\psi}$'ye geri dönmek için, ψ

den $\widetilde{\psi}$'yi elde etmek için uyguladığımız yöntemi uygularız. Artık, harmonik analizi yapılacak olan fonksiyon $\widetilde{\psi}$'dir. 'Yalın tonlar' (momentum uzayı resmindeki sarmallar), şimdi *konum durumları* adını alırlar. Her bir *x-konumu*, momentum uzayında bir 'yalın tonu' belirler, ve bu 'yalın tonun' ψ'ye katkısının büyüklüğü $\psi(x)$ değerini verir.

Bir konum durumunun kendisi, olağan konum uzayı resminde, x-değeri dışında tüm genliklerin sıfır olduğu ortamda, x değerinde birdenbire yükselen bir ψ fonksiyonuna karşılık gelir. Böyle bir fonksiyon, x noktasında aldığı değer sonsuza gittiği için, teknik olarak, tam bir 'fonksiyon' sayılmasa bile, (Dirac) *delta fonksiyonu* adıyla bilinir. Aynı şekilde, momentum durumları (konum uzayı resimindeki sarmallar), momentum uzayı resmindeki delta fonksiyonlarını verirler (Şekil 6.12). Böylece, bir sarmalın Fourier dönüşümü bir delta fonksiyonudur, veya bunun tersi, bir delta fonksiyonu, bir sarmalın Fourier dönüşümüdür.

Konum uzayı tanımı, bir parçacığın konumunun ölçümü için yararlıdır; bu ölçümde, olası konumların etkilerinin klasik düzeye yükseltimi gerekir. (Genel bir örnek olarak, fotoseller ve fotoğraf filmleri, fotonların konum ölçümlerini sağlarlar.) Momentum uzayı tanımı ise, parçacığın momentumunu ölçmek için (başka deyişle, farklı momentumların etkilerinin klasik düzeye yükseltimi için) yararlıdır. (Momentum ölçümlerinde geritepki etkileri veya kristallerden kırınım etkileri kullanılabilir.) Her durumda, karşı gelen dalgafonksiyonunun (ψ veya $\widetilde{\psi}$) mutlak değer karesi, öngörülen ölçümün sonucunun istenen olasılığını verir.

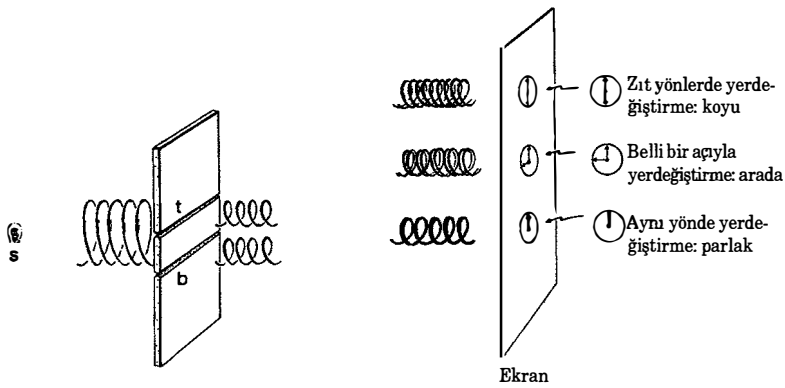
İki yarık deneyine bir kez daha dönerek bu kısımdaki tartışmamızı noktalayalım. Kuantum mekaniğine göre, bir tek parçacığın bile, tek başına, sanki bir dalgaymış gibi davranabileceğini öğrendik. Bu dalga, ψ dalgafonksiyonu ile tanımlanır. En



Şekil 6.12. Konum uzayında delta fonksiyonları, momentum uzayındaki sarmallara gider veya bunun tersi olur.

'dalgaya benzer' dalgalar, momentum durumlarıdır. İki yarık deneyinde, fotonların belli bir frekansa sahip olmalarını öngördük; böylece foton dalgafonksiyonu, farklı yönlerdeki momentum durumlarından oluşur, ve dalgafonksiyonunda sarmalın bir dönüşü ile bir sonraki dönüşü arasındaki açıklık tüm sarmallar için aynı olup bu uzaklık fotonun *dalgaboyudur*. (Dalgaboyu, frekans tarafından belirlenir.)

Her bir fotonun dalgafonksiyonu kaynaktan başlayarak yayılır, (yarıklarda herhangi bir alıkoyma olmaksızın) ekrana doğru ilerlerken her iki yarıktan da geçer. Ancak yarıklardan, dalgafonksiyonunun sadece bir bölümü geçebilir ve biz her bir yarığı, dalgafonksiyonun ayrı ayrı yayıldığı yeni birer kaynak olarak kabul ederiz. Dalgafonksiyonunun söz konusu iki bölümü birbirini etkiler, öyle ki, ekrana ulaştıklarında, ekran üzerinde birbirlerini güçlendirdikleri yerler ve birbirlerini söndürdükleri yerler vardır. Dalgaların nerede güçlendiklerini ve nerede birbirlerini söndürdüklerini anlamak için, ekranda bir p noktası seçeriz, t ve b yarıklarının herbirinden p noktasına ulaşan doğru parçalarını inceleriz. tp doğrusu boyunca bir sarmal ve bp doğrusu boyunca başka bir sarmal elde ederiz. (st ve sb doğruları boyunca da sarmallar elde ederiz ama kaynağın her bir yarıktan aynı uzaklıkta olduğunu varsayarsak, sarmalların her biri *yarıklara ulaşana dek* aynı miktarlarda dönmüş olacaklardır.) Şimdi, ekrandaki p noktasına ulaşıncaya kadar sarmalların kaçar kez dönecekleri tp ve bp doğru parçalarının uzunluklarına bağlı olacaktır. Bu uzunluklar, arasındaki fark dalgaboyunun tamsayı katlarına eşit olduğunda p noktasındaki sarmallar, eksenlerinden *aynı* yönlerde yer değiştireceklerdir (yani θ bir önceki kısımda tanımladığımız değişken olmak üzere, $\theta = 0$ olacaktır) ve böylece her birine ait genlikler toplanacak ve ekranda bir *parlak* nokta oluşturacaktır. Bu uzunluklar, dalgaboyunun tamsayı katı artı yarım dalgaboyu kadar farklılık gösterirse, bu durumda p noktasındaki sarmallar, eksenlerinden *zıt* yönlerde ($\theta = 180°$) yer değiştirecekler, böylece her birine ait genlikler birbirini yok edecek, ekranda bir *koyu nokta* oluşacaktır. Öteki tüm durumlarda, p noktasına ulaştıklarında, sarmalların yer değiştirmeleri arasında bir açı oluşacak ve böylece genlikler bir ara yolda birleşince, ara yoğunluklar oluşacaktır (Şekil 6.13).



Şekil 6.13. İki yarık deneyinin foton momentum durumlarının sarmal tanımıyla analizi.

Belirsizlik İlkesi

Pek çok okuyucu Heisenberg belirsizlik ilkesini duymuş olmalıdır. Bu ilkeye göre bir parçacığın hem konum ve hem momentumunu aynı anda ölçmek (yani klasik düzeye büyültmek) mümkün değildir. Bundan da kötüsü, Δx ve Δp ile göstereceğimiz bu ölçüm kesinsizliklerinin çarpımlarında,

$$\Delta x . \Delta p \geq \hbar$$

bağıntısıyla gösterilen mutlak bir alt sınır vardır.

Bu formül bize, eğer x konumunu ölçerek ne kadar kesin belirliyorsak, p momentumunun o oranda belirsiz kalacağını söylemektedir. Aynen kesin p momentum ölçümleri de x konumunu belirsiz bırakacaktır. Eğer konumu sonsuz duyarlılıkta ölçmüş olsaydık momentum bütünüyle belirsiz kalırdı; tersine eğer momentumu kesin olarak ölçseydik parçacığın konumu tamamen belirsiz kalırdı. Heisenberg bağıntısının getirdiği alt sınırın büyüklüğü hakkında bir fikir edinmek için bir elektronun konumunun nanometre (10^{-9}m) mertebesinde duyarlılıkta ölçüleceğini düşünün; bu durumda momentumu o denli belirsiz kalır ki ölçümden bir saniye sonra elektronun bize 100 km'den daha yakın olmasını bekleyemeyiz.

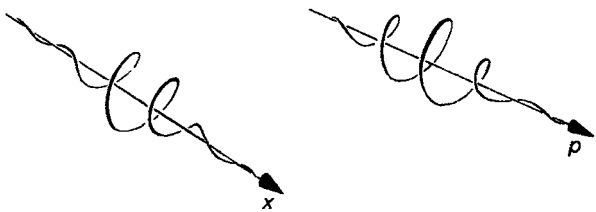
Bazı tanımlamalarda, ölçme sürecine has bir tür içten beceriksizliğin bulunduğunu sanabiliriz. Dolayısıyla, biraz önce düşündüğümüz elektronun konumunu belirlemek istersek, bu görüş

açısına göre, ölçme süreci sırasında elektron öyle bir rasgele 'darbe' alır ki, büyüklüğü Heisenberg ilkesiyle bulunacak bir hızla uçup gitmesi olasılığı büyüktür. Diğer tanımlamalarda ise belirsizliğin parçacığa has bir nitelik olduğunu öğrenmekteyiz; hareketinde öyle bir rastgelelik var ki kuantum düzeyinde davranışını öngöremeyiz. Bundan da farklı tanımlamalarda, kuantum parçacığının klasik konum ve klasik momentum kavramlarının uygulanamadığı anlaşılamaz bir şey olduğu söylenir. Bu tanımlamaların hiç birisinden hoşlanmıyorum. Birincisi yanıltıcıdır, ikincisi kesin yanlıştır, üçüncüsü ise gereksiz yere karamsardır.

Dalgafonksiyonu tanımı, gerçekte bize ne bildirir? Momentum durumunun tanımını anımsayınız. Momentumun en belirgin olduğu durum budur. ψ-eğrisi bir sarmaldır ve ilerlediği tüm yol boyunca eksenden uzaklığı sabit kalır. Farklı konum değerleri ile ilgili genliklerin, bu nedenle, mutlak değer kareleri eşittir. Öyleyse, bir konum ölçümü yapılırken parçacığı herhangi bir noktada bulma olasılığı, bir başka noktada bulma olasılığıyla aynıdır. Parçacığın konumu gerçekten tümüyle belirsizdir! Peki, bir konum durumu nedir? Şimdi, ψ-eğrisi bir delta fonksiyonudur. Tüm öteki konum değerleri için genlikler sıfır olduğu için parçacık kesinlikle delta fonksiyonun tepesindeki konumda yer alır. Momentum genlikleri, momentum uzayı tanımlarına bakılarak elde edilir; momentum uzayında ψ-eğrisi artık öyle bir sarmaldır ki, farklı momentum genliklerinin tümünün mutlak değer kareleri eşittir. Parçacığın momentumun ölçülmesi tamamlandıktan sonra elde edilecek sonuç şimdi tamamen belirsizdir!

Konumların ve momentumların, Heisenberg bağıntısına göre belirli bir derecede de olsa sınırlandığı bir ara durumu incelemek ilgi çekici olabilir. Bu duruma ait ψ-eğrisi ile $\widetilde{\psi}$–eğrisi (birbirlerinin Fourier dönüşümleri), Şekil 6.14'te gösterilmiştir. Dikkat ederseniz, her bir eğrinin eksenden uzaklığı yalnız dar bir bölgede hatırı sayılır büyüklüktedir. Uzaklaştıkça, eğri ekseni çok daha sıkı sarmaktadır. Başka bir deyişle, mutlak değer kareler, gerek konum uzayında gerekse momentum uzayında, yalnız çok sınırlı bir bölgede değerlendirilebilecek boyuttadır. Bu şekilde parçacık uzayda oldukça dar bir bölge içine sınırlandırılabilir, fakat yine de belirli bir yayılma vardır; aynı şekilde

momentum oldukça belirlidir ve böylece parçacık oldukça belirli bir hızla hareket eder ve olası konumlarının yayılması zamanla çok fazla artmaz. Böyle bir kuantum durumuna *dalga paketi* adı verilir; çoğu kez, kuantum kuramının klasik parçacığa en yaklaştığı durum olarak kabul edilir. Ancak, momentum (yani, hız) değerlerindeki yayılma, dalga paketinin zamanla *yayılacağı* izlenimini verir. Başlangıç konumunda ne kadar çok yerel başlanırsa yayılma o kadar hızlı olacaktır.



Şekil 6.14. Dalga paketleri. Bunlar hem konum uzayında hem de momentum uzayında yerelleşmiştir.

U ve R Evrim Yöntemleri

Bir dalga paketinin zamanla evriminin yukarıdaki tanımlaması; dalgafonksiyonunun zaman içerisinde nasıl evrimleştiğini bildiren *Schrödinger denklemini* çağrıştırmaktadır. Schrodinger denklemine göre, ψ'yi momentum durumlarına ('yalın tonlar') ayrıştırırsak, her bir bileşen, c^2 bölü ele alınan momentumuna sahip klasik bir parçacığın hızı kadar bir hızla hareket edecektir. Aslında Schrödinger'in matematik denklemi bu açıklamadan daha öz yazılmıştır. Denklemin kendisini daha sonra irdeleyeceğiz. Hamilton veya Maxwell denklemlerine (her iki denklemle yakın benzerlikleri vardır) benzeyen bu denklem, aynı adı geçen denklemler gibi herhangi bir zamanda belirlenmiş dalgafonksiyonunun *tamamiyle belirleyici* evrimini verir! (bkz. s. 170-171)

ψ'nin dünyanın 'gerçekliğini' tanımladığı kabul edilirse -ψ, belirleyici Schrödinger evrimi tarafından yönetildiği sürece- kuantum teorisinde doğuştan varolduğu düşünülen belirleyici olmama özelliğinden bir iz bile kalmaz. Bu evrime *U* diyelim. Ancak, kuantum genliklerini klasik düzeye yükseltmek için ne za-

man 'bir ölçüm yaparsak', bu kuralları değiştiririz. Şimdi *U* evrimini kullanmıyoruz ama yerine, tamamen farklı bir yöntemi, *R* yöntemini - klasik olasılıkları elde etmek için kuantum genliklerinin mutlak değer karelerini oluşturma yöntemini kullanıyoruz.[4] Kuantum kuramına belirsizlikleri ve olasılıkları getiren yalnız ve yalnız *R* yöntemidir.

Belirleyici *U* süreci uygulayıcı fizikçiler açısından kuantum kuramının ilgi çeken kısmıdır; fakat felsefeciler daha çok belirleyici olmayan *R durum vektörü indirgenmesi* ile (veya, süreci gözümüzde canlandıran tanımı *dalgafonksiyonunun* çöküşü ile) ilgilenirler. *R*'yi istersek bir sistemle ilgili eldeki bilgide ani bir değişiklik olarak kabul edelim veya istersek (benim yaptığım gibi) 'gerçek' bir kavram olarak kabul edelim, aslında birbirinden tümüyle farklı iki matematik yaklaşımla, bir fizik sisteminin durum vektörünü zamanla evrimleşen bir vektör olarak tanımlayan bir yöntemle karşı karşıyayız. *U*'nun tümüyle belirleyici olmasına karşın *R* bir olabilirlik yasasıdır; *U* kompleks kuantum toplamlarını her zaman kororken *R* asla umursamaz; *U*'nun davranışının sürekli olmasına karşı *R* açık bir süreksizlik gösterir. Kuantum mekaniğinin standart yöntemlerine göre *R* sürecini, *U* sürecinin karmaşık bir ifadesi diye 'yorumlamak' olası değildir. Gerçekten *U* sürecinden *farklı* bir yöntemdir; kuantum biçimciliğinin yorumunun öteki 'yarısını' oluşturur. Kuramın belirleyici olmaması özelliği tümüyle *R*'den kaynaklanır; *U*'nun bu konuda bir katkısı yoktur. Kuantum kuramının gözlemsel gerçeklerle kurduğu harika uzlaşma için hem *U* hem de *R* gereklidir.

Yine ψ dalgafonksiyonuna dönelim, ve bir momentum durumu olduğunu varsayalım. Parçacık herhangi bir başka nesneyle karşılıklı bir ilişkiye girmediği sürece bir momentum durumu olarak kalmakta bir sıkıntısı olmayacaktır. (Schrödinger denkleminin bildirimi budur.) Momentumu ne zaman ölçersek ölçelim aynı kesin yanıtı alırız. Ölçüm sonuçlarında olasılıklara yer yoktur. Öngörüler, klasik kuramdakiler kadar kesindir. Ancak, herhangi bir aşamada parçacığın konumunu ölçmeğe (yani, klasik düzeye ulaşıncaya kadar yükseltmeye) kalkışırsak, mutlak değer karelerini almamız gereken bir dizi olasılık genliğiyle karşılaşırız. Bu aşamada, bir yığın olasılığın arasında ölçümün

ne gibi bir sonuç vereceği tümüyle belirsizdir. Bu belirsizlik, Heisenberg ilkesine uygundur.

Öte yandan ψ fonksiyonunu bir konum durumunda (veya ilk yaklaşıklıkta bir konum durumunda) başlattığımızı varsayalım. Şimdi, Schrödinger denklemi bize, ψ'nin bir konum durumunda kalamayacağını, hızla yayılacağını bildirir. Ne var ki bu yayılma *şekli* tümüyle belirlenmiştir. Davranışında belirlenemezlik veya olasılık söz konusu değildir. İlke olarak, bu gerçeği doğrulayacak deneyler yapabiliriz. (Daha sonra ayrıntılandıracağım.) Fakat tutar momentumu ölçmeğe kalkışırsak, eşit mutlak değer karelere sahip tüm farklı olası momentum değerleri için katsayılar buluruz, ve yine Heisenberg ilkesi uyarınca, deneyin sonucu ile ilgili tam bir belirsizlikle karşılaşırız.

Aynı şekilde, ψ fonksiyonunu bir dalga paketi olarak başlatırsak, gelecekteki evrimi tümüyle Schrödinger denklemiyle belirlenir, ve bu gerçeği izlemek için, ilke olarak, deneyler yapılabilir. Fakat parçacık üzerinde *farklı* bir ölçme, diyelim konum veya momentum ölçümü, yapmaya kalkışır kalkışmaz, yine Heisenberg ilkesi uyarınca, genliklerin mutlak değer kareleriyle tanımlanan olasılıklar ve bunların yanısıra belirsizlikler devreye girecektir.

Kuşkusuz alışılmadık ve gizemli bir olay bu. Ama dünyanın anlaşılamaz bir tanımı da değil. Bu tanımda, çok açık ve kesin yasalar var. Ancak belirleyici U sürecinin yerine olasılıkcı R sürecinin hangi aşamada devreye alınacağını öngören açık bir kural yok henüz. 'Bir ölçüm sürecinin' öğeleri nelerdir? Genliklerin mutlak değer kareleri niçin (ve ne zaman) 'olasılıklara dönüşür'? 'Klasik düzey', kuantum mekaniği yönünden anlaşılabilir mi? Yanıtlarını bu bölümün ilerleyen kısımlarında arayacağız.

Bir Parçacık Aynı Anda İki Ayrı Yerde Olabilir mi?

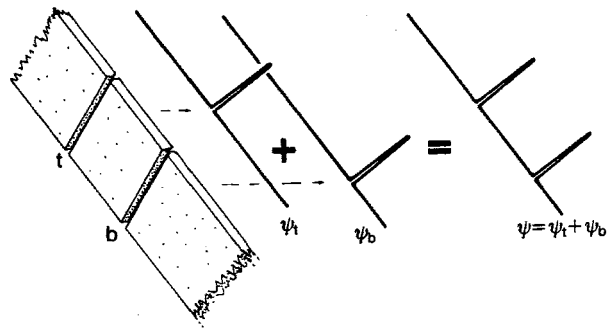
Yukarıdaki tanımlardan anlaşıldığı gibi, dalgafonksiyonu hakkında, kuantum fizikçileri arasında yaygın görüşten belki daha 'gerçekçi' bir görüşü benimsiyorum ve diyorum ki bir parçacığın 'nesnel olarak gerçek' durumu, ψ dalgafonksiyonu

ile tanımlanabilir. Birçokları bunun, ciddi şekilde yaklaşılamıyacak kadar zor bir yöntem olduğunu düşünebilirler. Böyle düşünmelerinin nedenlerinden birisi, bireysel parçacıkların daima bir noktada toplanmadıklarını, uzaysal yayılabildiklerini varsaymamız olabilir. Bir momentum durumunda bu yayılma en üst düzeydedir, çünkü ψ uzayın her tarafına eşit miktarda yayılır. İnsanlar, bir parçacığın uzaya yayıldığını düşünmektense, konumunun tamamiyle belirsiz olduğunu, bir yerde bulunması olasılığının başka bir yerde bulunması olasılığına eşit olduğunu düşünmeyi yeğlerler. Ancak, dalgafonksiyonunun, farklı konumlar için salt bir olasılık dağılımı sağlamaktan öteye; farklı konumlar için bir *genlik* dağılımı sağladığını görmüştük. Bu genlik dağılımını (yani, ψ fonksiyonunu) bilirsek, Schrödinger denklemi gereğince parçacığın durumunun zaman içindeki evrimini bilebiliriz. Parçacığın 'hareketini' (yani, zaman içinde ψ'nin evrimini) tanımlayabilmek için parçacığın söz konusu 'yayılma' görüşünü benimsemeliyiz; benimsediğimiz takdirde, parçacığın hareketinin gerçekten kesin olarak belirlendiğini görürüz. $\psi(x)$ ile ilgili 'olasılık görüşü', parçacığın üzerinde bir konum ölçme deneyi yaparsak doğruluk kazanır ve bu durumda $\psi(x)$, değil, mutlak değer karesi $|\psi(x)|^2$ kullanılır.

Uzayda geniş bölgelere yayılabilen ve bir sonraki konum ölçümüne kadar bu şekilde yayılmış olarak kalması olası bir parçacığın sergilediği tabloyu gerçekten yakından tanımamız gerekli gibi görünüyor. Bir konum kipi olarak yerelleştirilse bile bir parçacık daha sonraki zaman birimleri içerisinde yayılmaya başlar. Bir momentum durumunu, bir parçacığın varoluşunun 'gerçekliği' olarak kabul etmek zor olabilir ama parçacığın bir çift ince uzun yarıktan geçer geçmez oluşan iki sivri tepeden ibaret durumunu 'gerçek' olarak kabul etmek belki de daha zordur. (Şekil 6.15) Dikey yönde, ψ dalgafonksiyonunun biçimi, üst yarıkta sivrilen bir ψ_t dalgafonksiyonu ile alt yarıkta sivrilen ψ_b'nin toplamı olacaktır:*

$$\psi(x) = \psi_t(x) + \psi_b(x).$$

* Daha alışılagelmiş bir kuantum mekaniksel tanım, bu toplamı bir boylandırma sabitine-burada $\sqrt{2}$- bölerek $(\psi_t + \psi_b) / \sqrt{2}$ ifadesini bulmaktır. Fakat tanımlamayı burada bu şekilde karmaşıklaştırmak gereksiz.



Şekil 6.15. Foton dalgafonksiyonu bir çift ince yarıktan geçtikten sonra aynı anda iki ayrı yerde sivrilir.

Eğer ψ'nin, parçacığın durumunun 'gerçekliğini' temsil ettiğini varsayarsak, parçacığın aynı anda gerçekten iki yerde 'varolduğunu' kabul etmeliyiz! Bu görüşe göre parçacık, *her iki yarıktan da aynı anda gerçekten geçmiştir.*

Parçacığın 'aynı anda iki yarıktan birden geçmesi' görüşüne standart itirazı anımsayın: Hangi yarıktan geçildiğini saptamak için *yarıklarda* bir ölçme yapsak parçacığın *tümünün* daima yarıklardan birinde ya da ötekinde olduğunu buluruz. Fakat bu görüşün dayanak noktası, parçacık üzerinde bir konum ölçümü yapıyor olmamız ve bu durumda ψ fonksiyonunun, mutlak değer karesi yöntemi uyarınca, parçacığın konumu ile ilgili olarak sadece bir olasılık dağılımı olan $|\psi|^2$ fonksiyonunu vermesi ve bizim parçacığı gerçekten bir yerde ya da öteki yerde bulmamızdır. Oysa yarıklarda, konum ölçümlerinden *başka* ölçümler de gerçekleştirebiliriz. Çeşitli tipte ölçümler için, farklı x konumları ile ilgili olarak yalnız $|\psi|^2$ fonksiyonunu değil ψ dalgafonksiyonun kendisini de bilmeliyiz. Böyle bir ölçüm

$$\psi = \psi_t + \psi_b,$$

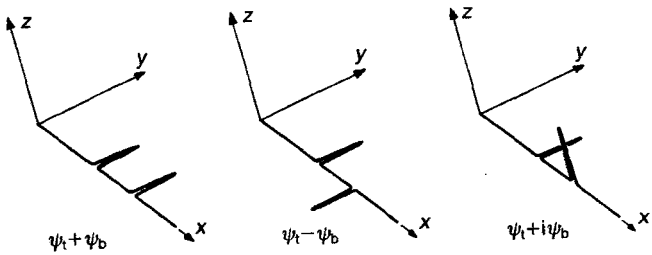
dalgafonksiyonu üstünde olduğu kadar

$$\psi_t - \psi_b$$

veya

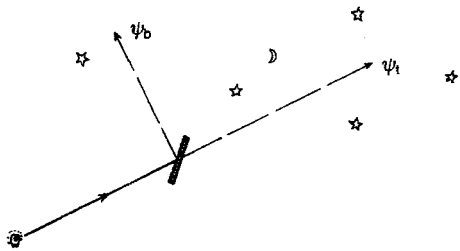
$$\psi_t + i\psi_b.$$

gibi farklı dalgafonksiyonları üstünde de yapılmış olabilirdi. (Söz konusu ölçümlerdeki ψ-eğrileri için Şekil 6.16'ya bakınız.) Bu seçenekleri ayırdeden başka ölçümler varolduğu için, yukarıdakilerin hepsi, fotonun varolabileceği *farklı* 'gerçek' olası durumlar olmalıdır.



Şekil 6.16. Bir foton dalgafonksiyonun iki noktada sivrildiği üç farklı seçenek.

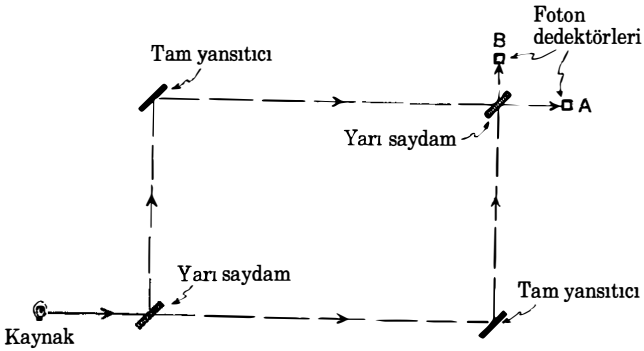
Yarıkların, bir fotonun her ikisinden aynı anda geçmesini sağlayacak kadar birbirine yakın olmaları gerekmez. Yarıklar birbirinden ne kadar uzak olursa olsun bir kuantum parçacığının 'aynı anda iki yerde' bulunabildiğini anlamak için, iki yarık deneyinden biraz farklı tasarımlanmış bir deney ortamı düşündüm. Daha önce olduğu gibi, tek tek foton yollayan monokromatik bir ışık kaynağımız olsun; fakat bu kez ışığı bir çift ince uzun yarıktan geçirmek yerine, ışık demetini 45° açıyla konumlanmış yarı saydam bir aynadan yansıtalım. (Yarı saydam ayna, üzerine düşen ışığın tam yarısını geçirirken diğer yarısını yansıtan bir aynadır.) Işığın aynaya düşmesiyle fotonun dalgafonksiyonu ikiye ayrılarak, bir bölümü yan tarafa yansıtılır ve geriye kalan bölümü fotonun geliş yönünde ilerlemeye devam eder. Dalgafonksiyonu tıpkı iki yarık deneyinde olduğu gibi yine iki sivri tepe kazanmıştır. Fakat şimdi bu iki tepe noktası birbirinden çok daha geniş bir mesafeyle ayrılmış olup, tepelerden birisi yansıtılan fotonu, diğeri ise iletilen fotonu tanımlar. (Şekil 6.17) Üstelik, zaman ilerledikçe, bu sivri tepeler arasındaki uzaklık da artar ve sonsuza gider. Dalgafonksiyonunun iki bölümünün uzaya kaçtığını ve bütün bir yıl beklediğimizi varsayın. Bu durumda, fotonun dalgafonksiyonunun iki tepe noktası arasında bir ışık yılı mesafe bulunacaktır. Nasıl oluyorsa, foton kendini birbirinden bir ışık yılından daha uzak iki yerde aynı anda buluyor!



Şekil 6.17. Bir dalgafonksiyonunun iki sivri tepe noktası birbirlerinden birkaç ışık yılı uzak olabilir. Bu olay, yarı saydam bir aynayla gerçekleştirilebilir.

Böyle bir tanımı ciddiye almak için neden var mı? Fotonun, herhangi bir noktada bulunması için yüzde 50, bir başka noktada bulunması için yüzde 50 olasılığa sahip olduğunu düşünebilir miyiz? Hayır, düşünemeyiz! Ne kadar uzun yol almış olursa olsun foton demetinin iki bölümünün geriye yansımaları olasılığı ve böylece birbirleriyle karşılaşarak, iki seçeneğe ait olasılıkların içermediği girişim etkilerini yaratmaları olasılığı her zaman vardır. Işık demetinin her bir bölümünün, ışık demetlerini tekrar başlangıç noktasında biraraya getirecek şekilde konumlanmış, tam yansıtıcı birer aynayla karşılaştıklarını düşünün. Karşılaşma noktasına başka bir yarı saydam ayna yerleştirelim ve bu aynayı bir öncekiyle aynı açıda konumladığımızı varsayalım. Işık doğruları üstüne iki fotosel yerleştirirsek (Şekil 6.18) ne gözleriz? Fotonun bir yolu izleme olasılığı yüzde 50, öteki yolu izleme olasılığı yüzde 50 olsaydı, detektörlerden birinin fotonu kaydetme olasılığı yüzde 50, diğer detektörün kaydetme olasılığı yüzde 50 olurdu. Ancak, bu hiç de böyle olmuyor. İzlenebilecek iki yol tamamiyle aynı uzunlukta iseler fotonun, ilk hareket yönü doğrultusundaki A detektörüne ulaşması olasılığı yüzde 100, diğer B detektörüne ulaşması olasılığı yüzde 0 olur - ve kuşkusuz foton A detektörüne çarpacaktır! (Bunu, iki yarık deneyi için biraz önce verdiğimiz sarmal tarifinden yararlanarak anlayabiliriz.)

Işık yılıyla ölçülen uzaklıklara dayalı böyle bir deney kuşkusuz yapılmamıştır ama varsayılan sonuçtan hiç de ciddi şekilde kuşku duyulmamaktadır (geleneksel kuantum fizikçilerine göre!). Bir kaç metrelik uzaklıklara dayalı benzer deneyler yapıl-



Şekil 6.18. Dalgafonksiyonunun iki sivri tepe noktası fotonun sadece bir yerde veya başka yerde bulunması olasılığı katsayıları olarak düşünülemez. Fotonun izlediği iki yol kesiştirilebilir.

mıştır ve sonuçlar kuantum mekaniksel öngörülerle gerçekten tam bir uyum içerisindedir. (bkz. Wheeler 1983). Fotonun, yarı yansıtıcı bir aynayla ilk ve son karşılaşması arasında fotonun varoluşunun 'gerçekliği' hakkında böyle bir deney bize ne bildirir? Fotonun, bir anlamda, aynı anda her iki yolu da gerçekten *izlemiş olması* kaçınılmaz görünüyor! Çünkü, fotonun izlediği iki yoldan birine soğurucu bir ekran yerleştirilse A veya B noktalarına ulaşılması olasılığı eşit olur; fakat, her iki yol açık olduğu (ve eşit uzunlukta olduğu) takdirde yalnız A noktasına ulaşılabilir. Yollardan birinin kapatılması durumunda yalnız B noktasına ulaşılabilir! Her iki yol açıksa foton, B'ye ulaşmasına izin verilmediğini bir şekilde 'bilir'; demek ki her iki yolun varolduğunu aslında bilmektedir.

Niels Bohr'un, iki ölçme arasında fotona hiç bir somut 'anlam' yüklenemiyeceği görüşü bana, foton durumlarının gerçekliği hakkında aşırı kötümser bir görüş gibi geliyor. Fotonun konumu hakkındaki gerçeği tanımlamamız için kuantum mekaniği bize bir *dalgafonksiyonu* sunmaktadır, ve yarı saydam aynalar arasında foton'un dalgafonksiyonu iki sivri tepeli durumda olup, iki tepe noktası arasındaki uzaklık bazen büyük boyutlara ulaşabilmektedir.

'Aynı anda belirli iki yerde birden olabilmesi' özelliğinin fotonun durumunu tam olarak tanımlamak için yeterli olmadığını biliyoruz: Örneğin, $\psi_t + \psi_b$ durumunu, $\psi_t - \psi_b$ durumundan

(veya $\psi_t + i\psi_b$ durumundan) ayırtedebilmeliyiz; burada ψ_t ve ψ_b, fotonun (sırasıyla, 'geçen' ve 'yansıyan' olmak üzere) izlediği yollardan her birindeki konumunu gösterir. Ancak böyle bir ayrım varsa, yarı saydam son aynaya ulaştığında fotonun A noktasına mı yoksa B noktasına mı (veya bir ara olasılıkla A'ya mı veya B'ye mi) ulaştığı kesinlik kazanır.

Kuantum gerçekliğinin bu şaşırtıcı özelliği, yani bir parçacığın, (farklı) durumlarda 'aynı anda iki yerde bulunabilmesi' özelliği, kuantum durumlarını kompleks katsayılarla çarpıp toplayarak yeni kuantum durumları elde edebilmemiz olgusundan kaynaklanır. Kuantum mekaniğinin genel ve önemli bir özelliğini oluşturan bu kuantum durumlarının toplanabilmesi özelliği, *kuantum birleştirimi* olarak anılır ve konum durumlarından momentum durumları oluşturmamızı veya tersine momentum durumlarından konum durumları oluşturmamızı sağlar. Bu örneklerde sonsuz sayıda farklı durumların, yani tüm farklı konum kiplerinin veya tüm farklı momentum kiplerinin kuantum birleştirimi söz konusudur. Fakat, daha önce gördüğümüz gibi, çizgisel kuantum birleştirimi, *sadece iki* duruma uygulandığında bile sonuç oldukça şaşırtıcıdır. Kurallara göre, birbirinden ne kadar farklı olurlarsa olsunlar *herhangi* iki durum, herhangi bir kompleks çizgisel birleştirimle biraraya getirilebilir. Gerçekten, tek tek parçacıklardan oluşan fiziksel bir cisim, uzayda birbirinden uzak konumlanan durumların birleştiriminde bulunabilmeli ve böylece 'aynı anda iki yerde olabilmelidir'! Kuantum mekaniğinin formalizmi bu konuda, tek parçacıklarla, çok parçacıktan oluşan karmaşık sistemler arasında bir ayırım gözetmez. Öyleyse, makroskopik cisimler, örneğin kriket topları, veya hatta insanlar, aynı anda tamamen farklı yerlerde neden bulunmasın? Bu, pek derin bir sorudur ve bugünkü kuantum kuramının tatmin edici bir yanıt veremediği bir sorudur. Bir kriket topu gibi maddesel bir cisim söz konusu olduğunda sistemin 'klasik düzeyde' olduğunu düşünmeliyiz, veya çoğu kez ifade edildiği gibi, kriket topu üzerinde bir 'gözlem' veya 'ölçüm' yapılacağı ve buna göre, çizgisel birleştirimimizi belirleyen kompleks olasılık genlikleri, mutlak değer karelerinin alınması nedeniyle gerçek seçenekleri tanımlayan olasılıklar olarak kabul etmeliyiz. Ancak, bu durumda, kuantum

kurallarımızı, *neden U* yasasına göre değil de *R* yasasına göre belirlememize izin verildiğine dair tartışmalı soruya yanıt aramalıyız. Bu konuya daha sonra döneceğim.

Hilbert Uzayı

Klasik sistemlerin tanımı için 5. Bölümde bir *faz uzayı* kavramının verildiğini anımsayınız. Faz uzayının her bir noktası, fizik sisteminin (klasik) bir durumunu temsil etmek için kullanılıyordu. Kuantum kuramında bunun uygun bir karşılığı *Hilbert uzayıdır**. Hilbert uzayının her bir noktası, tüm sistemin bir *kuantum* durumunu temsil eder. Hilbert uzayının matematiksel yapısına gözatmamız gerekiyor. Umarım böyle yapmakla okurun gözünü yıldırınam. Açıklayacaklarım matematiksel yönden hiç de karmaşık olmamakla birlikte bazı kavramlar yabancı gelebilir.

Hilbert uzayının en belirgin özelliği bir *vektör uzayı*, daha doğrusu *kompleks* bir vektör uzayı olmasıdır. Bunun anlamı, uzayın herhangi iki elemanını *toplayabiliriz* ve başka bir uzay elemanı elde edebiliriz ve bu toplama işlemlerini kompleks katsayılarla da yapabiliriz demektir. Bu toplama işlemlerini yapabilmeliyiz çünkü bu işlemler, biraz önce incelediğimiz çizgisel kuantum birleştirimleri, özellikle fotonla ilgili olarak $\psi_t + \psi_b$, $\psi_t - \psi_b$, $\psi_t + i\psi_b$, vb. sonuçları veren işlemlerdir. Aslında, 'kompleks vektör uzayı' terimini kullanmakla, bu türden katsayılı toplamlar oluşturabileceğimizi anlatmak istiyoruz.[5]

Hilbert uzayının elemanlarını, yani *durum vektörlerini* simgeleyen $|\psi\rangle$, $|\chi\rangle$, $|\varphi\rangle$, $|1\rangle$, $|2\rangle$, $|3\rangle$, $|n\rangle$, $|\uparrow\rangle$, $|\downarrow\rangle$, $|\rightarrow\rangle$, $|\nearrow\rangle$, vb., (Dirac bildirimine uygun) bir kodlama kolaylık sağlayacaktır. Bu simgeler, kuantum durumlarını gösterir. İki durum vektörünün toplama işlemi için

$$|\psi\rangle + |\chi\rangle$$

yazarız; w ve z kompleks katsayılarıyla

$$w\,|\psi\rangle + z|\chi\rangle$$

* Daha önceki bölümlerde tanıştığımız David Hilbert, kuantum mekaniğinin bulunmasından çok önce bu önemli kavramı, sonsuz boyutlu biçimiyle, üstelik tümüyle farklı bir matematiksel amaçla kullanmıştır!

yazarız (burada $w|\psi\rangle$, $w \times |\psi\rangle$, vb. anlamındadır). Aynı şekilde, yukarıdaki, $\psi_t + \psi_b$, $\psi_t - \psi_b$, $\psi_t + i\psi_b$ birleştirimlerini sırasıyla $|\psi_t\rangle + |\psi_b\rangle$, $|\psi_t\rangle - |\psi_b\rangle$, $|\psi_t\rangle + i|\psi_b\rangle$, şeklinde yazarız. $|\psi\rangle$ ile verilen bir *tek durumdan*, w kompleks sayısıyla çarparak

$$w\,|\psi\rangle$$

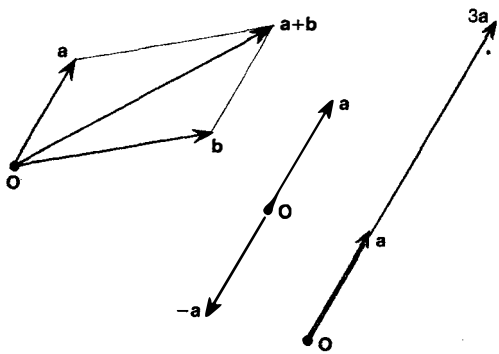
durumunu da elde edebiliriz. ($z = 0$ ile belirlenen biraz yukarıda verilen ifadenin özel bir halidir.)

Anımsarsanız, kompleks katsayılı toplamlarda, w ve z katsayılarını gerçek olasılık genlikleri olarak değil, sadece bu genliklere orantılı katsayılar olarak kabul etmiştik. Aynı şekilde, tüm durum vektörünü sıfırdan farklı herhangi bir kompleks sayı ile çarpabileceğimiz ve çarpım sonucunun fiziksel durumu değiştirmeyeceği kuralını benimsiyoruz. (Bu işlem, w ve z katsayılarının gerçek değerini değiştirecek fakat $w : z$ oranı değişmeyecektir.) Aşağıdaki durum vektörlerinin hepsi

$$|\psi\rangle,\ 2|\psi\rangle,\ -|\psi\rangle,\ i|\psi\rangle,\ \sqrt{2}|\psi\rangle,\ \pi|\psi\rangle,\ (1 - 3i)|\psi\rangle,\ \text{v.d.}$$

veya daha genel olarak durum vektörü verilen bir $z \neq 0$ sayısı için $z|\psi\rangle$ ile, *aynı* fiziksel durumu temsil ederler. Hilbert uzayının, fiziksel bir durum olarak *hiçbir* yoruma sahip olmayan tek elemanı 0 *sıfır* vektörüdür (veya Hilbert uzayının *merkezidir*.)

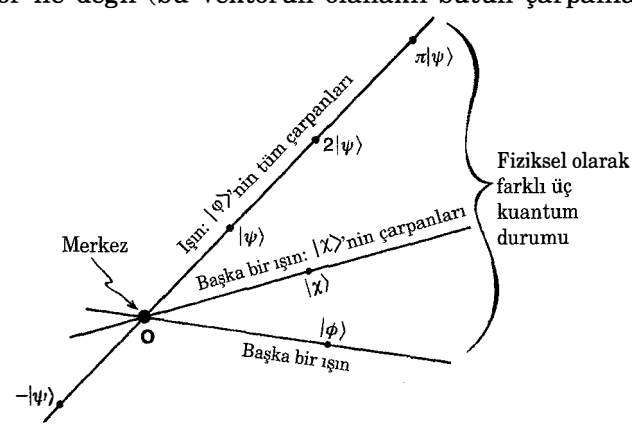
Bütün bunların geometrik bir resmini elde etmek için önce, 'reel' vektör kavramını biraz daha inceleyelim. Böyle bir vektörü, çoğu kez, bir düzlem üzerine veya üç boyutlu bir uzayda çi-



Şekil 6.19. Bildiğimiz uzaysal vektörler için olduğu gibi, Hilbert uzayındaki vektörlerin toplanması ve sayılarla çarpılması işlemleri normal şekilde düşünülebilir.

zilmiş basit bir *ok* olarak gözümüzde canlandırırız. Böyle iki okun toplanması işlemi, paralelkenar kuralına göre yapılır (Şekil 6.19). Bu 'ok' resmi cinsinden, bir vektörün bir (reel) sayıyla çarpımı işlemi, okun yönünü değiştirmeden uzunluğunu, verilen sayıyla çarpmak demektir. Çarpan sayı eksi işaretli ise, okun yönü terse döndürülür; veya bu sayı sıfır ise, 0 sıfır vektörünü elde ederiz ki bu okun yönü yoktur. (0 vektörünü, sıfır uzunlukta 'bir ok' temsil eder.) Vektör niceliklerine bir örnek, bir cisim üzerine etkiyen kuvvettir. Öteki örnekler ise, klasik hızlar, ivmeler ve momentumlardır. Ayrıca bir önceki bölümün sonunda incelediğimiz momentum dört-vektörü vardır. Bunlar, iki ya da üç değil dört boyutlu bir uzaydaki vektörlerdir. Ancak, Hilbert uzayı için, daha da yüksek boyutlu vektörlere ihtiyacımız vardır. (Aslında, sonsuz boyutta vektörlere gereksinim duyarız ama şimdi burada bunu önemsemeyelim.) Anımsarsanız, kuşkusuz çok büyük boyutlara sahip olabilen klasik faz uzayında da vektörleri temsil etmek için oklar kullanılmıştı. Bir faz uzayındaki 'boyutlar', normal uzay boyutları olmak zorunda değildir. Hilbert uzayında da bu böyledir. Bunun yerine, her bir Hilbert uzayı boyutu, bir kuantum sisteminin bağımsız farklı fiziksel durumlarından birini temsil eder.

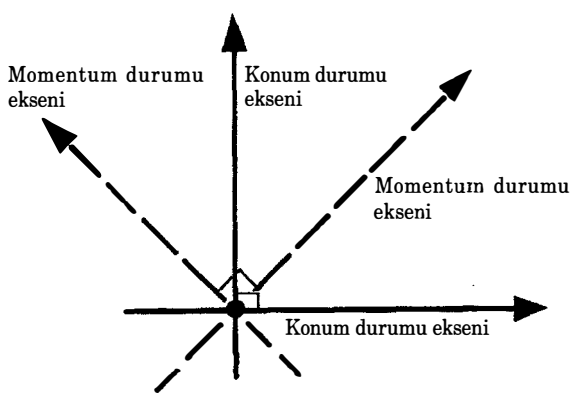
$|\psi\rangle$ ve $z|\psi\rangle$ arasındaki eşdeğerlik nedeniyle Hilbert uzayında bir fiziksel durum, 0 merkezinden geçen bir doğru üzerindeki vektör ile değil (bu vektörün olanaklı bütün çarpanlarıyla



Şekil 6.20. Hilbert uzayında ışınlar, fiziksel kuantum durumlarını temsil ederler.

tanımlanmış) doğrunun tümü, yani *ışın* ile temsil edilir. Işın, belirli bir $|\psi\rangle$ durum vektörünün, olanaklı bütün çarpanlarından oluşur. (Unutmayın ki, bunlar *kompleks* çarpanlardır ve bu nedenle doğru da *kompleks* bir doğrudur, ama şimdilik bununla ilgilenmemek en iyisi!) (bkz. Şekil 6.20) Birazdan *iki* boyutlu bir Hilbert uzayı bağlamında şık bir ışınlar uzayı ile tanışacağız. Hilbert uzayı sonsuz boyutlu olduğu zaman bambaşka bir görüntüyle karşılaşıyoruz. Sonsuz boyutlu bir Hilbert uzayı, bir tek parçacığın konumu gibi basit bir durumda bile oluşur. Buna göre parçacığın sahip olabileceği her bir olası konum değeri için bir boyut vardır! Parçacığın her konumu, Hilbert uzayında bir bütün 'koordinat eksenini' tanımlar ve böylece parçacığın sonsuz sayıda farklı her bir konumu için, Hilbert uzayında sonsuz sayıda farklı bağımsız yönler (veya 'boyutlar') elde ederiz. Momentum durumları da *aynı* Hilbert uzayında tanımlanır. Momentum durumları, konum durumlarının birleşimleri şeklinde ifade edilirler ve bu nedenle, her bir momentum durumu, 'çapraz' ve konum uzayı eksenlerine eğik duran bir eksenle temsil edilir. Momentum durumlarının kümesi, yeni bir eksenler kümesi oluşturur ve konum uzayı eksenlerinden momentum uzayı eksenlerine geçmek için Hilbert uzayında bir *dönme* gerekir.

Özellikle, söz konusu eksenlerin (*ya* tüm konum uzayı eksenleri *ya da* tüm momentum uzayı eksenleri) birbirlerine dikey oldukları, yani her bir çift eksen arasında 'dik açı' olduğu kabul



Şekil 6.21. Konum ve momentum durumları aynı Hilbert uzayında dikey eksenler oluştururlar.

edilmelidir. Işınların dikeyliği, kuantum mekaniği yönünden önemli bir kavramdır: Dikey ışınlar, birbirinden *bağımsız* durumları temsil ederler. Bir parçacığın herhangi bir olası konum durumu, tüm diğer olası konum durumlarına, dikeydir. Aynen olası bir momentum durumunun diğer bütün olası momentum durumlarına dikey olduğu gibi. Fakat konum durumları, momentum durumlarına dikey değildirler. Bu durum Şekil 6.21'de çok şematik olarak görülmektedir.

Ölçmeler

Ölçme (veya gözlem) ile ilgili genel bir R kuralı bir kuantum sisteminin eşanlı olarak klasik düzeye büyültülebilen farklı niteliklerinin -ki sistem bunlar arasından bir seçim yapmalıdır- daima birbirlerine dikey olmalarını gerektirir. Bir *tam* ölçme için seçilen seçeneklerin kümesi, birbirlerine dikey vektörlerden oluşur; bunun anlamı, Hilbert uzayındaki her vektörün (tek bir şekilde bunlar cinsinden) doğrusal olarak ifade edilebileceğidir. Tek parçacıktan oluşan bir sistemde *konum* ölçümü için, bu taban vektörleri, sözü edilmiş konum eksenlerini tanımlar. *Momentum* için, momentum eksenlerini tanımlayan farklı bir küme, ve sistemin başka bir tam ölçümü için yine bir başka küme olacaktır. Ölçmeden sonra sistemin durumu, taban kümesinin ölçmeyle saptanmış eksenlerinden birine *atlar*. Bu seçim sadece olasılıkla belirlenir. Seçilen eksenler arasında, Doğanın hangisini seçeceğini bize bildiren dinamik bir yasa yoktur. Doğanın seçimi, olasılık değerlerini olasılık genliklerinin mutlak değer karesi yapmak dışında rasgeledir.

Durumu $|\psi\rangle$ olan bir sistemde, sistemin tam bir ölçümü yapılsın ve seçilen ölçmede taban olarak

$$|0\rangle, |1\rangle, |2\rangle, |3\rangle, \ldots$$

durum vektörleri alınsın. Bunlar bir tam küme oluşturdukları için, herhangi başka bir durum vektörü, ve özellikle $|\psi\rangle$, bunların cinsinden doğrusal* olarak gösterilebilir:

* Bu kavram, vektörlerin sonsuz toplamına izin verildiği anlamında kabul edilmelidir. Hilbert uzayının tam bir tanımı (burada ayrıntılandıramayacağım kadar teknik bir tanım), bu tür sonsuz toplamlarla ilgili kuralları içerir.

$$|\psi\rangle = z_0|0\rangle + z_1|1\rangle + z_2|2\rangle + z_3|3\rangle + \ldots$$

Geometrik olarak, z_0, z_1, z_2, ... bileşenleri, $|0\rangle$, $|1\rangle$, $|2\rangle$, ... gibi çeşitli eksenler üstüne $|\psi\rangle$ vektörünün *düşey izdüşümlerini* gösterir.(Şekil 6.22). z_0, z_1, z_2, ... kompleks sayılarını, istenen olasılık genlikleri olarak yorumlayabilmek isteriz. Böylece, ölçme sonrası, bunların mutlak değer kareleri, sistemin sırasıyla $|0\rangle$, $|1\rangle$, $|2\rangle$, ... durumlarında bulunması olasılıklarını verecektir. Ancak, yine de bir eksiğimiz var: $|0\rangle$, $|1\rangle$, $|2\rangle$, ... taban vektörleri için bir 'ölçek' saptamadık henüz.

Bunun için, bu vektörlerin bir anlamda *birim vektörler* (yani, birim 'uzunlukta' vektörler) olduklarını, yani matematiksel terminolojide *ortonormal* denilen (ikişer ikişer birbirlerine dik ve birim uzunlukta vektörlerden oluşan) taban vektörleri olduklarını belirlemeliyiz.[6] $|\psi\rangle$ durumu da bir birim vektör olarak boylandırılırsa, öngörülen genlikler şimdi gerçekten z_0, z_1, z_2, ... bileşenleri olacak; öngörülen olasılıklar ise sırasıyla $|z_0|^2$, $|z_1|^2$, $|z_2|^2$, ... olacaktır. Eğer $|\psi\rangle$ bir birim vektörü değilse, bu sayılar, öngörülen genlikler ve olasılıklarla, *orantılı* olacaktır. Gerçek genlikler

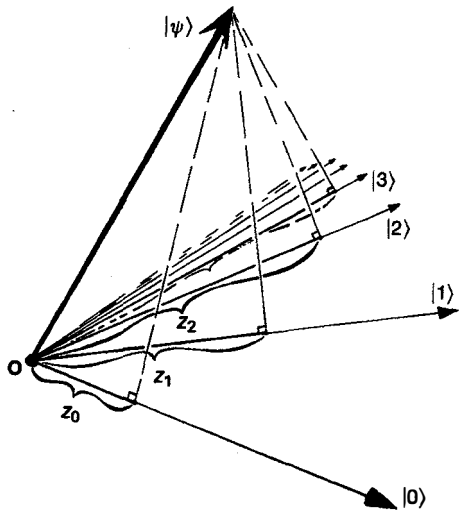
$$\frac{z_0}{|\psi|}, \frac{z_1}{|\psi|}, \frac{z_2}{|\psi|}, \text{ vb.},$$

ve gerçek olasılıklar

$$\frac{|z_0|^2}{|\psi|^2}, \frac{|z_1|^2}{|\psi|^2}, \frac{|z_2|^2}{|\psi|}, \text{ vb.},$$

olacaktır; burada $|\psi|$, $|\psi\rangle$ durum vektörünün boyu ya da 'uzunluğu'dur. Bu 'uzunluk', her bir durum vektörü için tanımlanan artı değerli bir reel sayıdır, (*0* vektörünün boyu sıfırdır) eğer $|\psi\rangle$ birim vektör ise $|\psi| = 1$'dir.

Bir tam ölçme çok idealleştirilmiş bir ölçmedir. Örneğin bir parçacığın konumunun tam ölçümü, evrenin herhangi bir yerinde bu parçacığın konumunu sonsuz doğrulukla saptayabilmemize bağlıdır! Daha basit bir tür ölçme için bir *evet/hayır* sorusu sormamız yeterlidir, örneğin: 'Parçacık, bir doğrunun solunda mı yoksa sağında mı yer alıyor?' veya 'Parçacığın momentumu, herhangi bir değer aralığı içinde mi bulunuyor?', vb. Evet/hayır ölçmede gerçekten en temel ölçüm türüdür. (Yalnız



Şekil 6.22. $|\psi\rangle$ durum vektörünü $|0\rangle$, $|1\rangle$, $|2\rangle$... $|\psi\rangle$ durum vektörünün eksenleri üstüne düşey izdüşümlerinin boyları, öngörülen z_0, z_1, z_2... genliklerini verir.,

evet/hayır sorularının yanıtlarına dayanarak, örneğin, bir parçacığın konumunu veya momentumu istediğimiz kadar iyi belirleyebiliriz.) Bir evet/hayır ölçmesinin sonucunun EVET olduğunu varsayalım. Buna göre, durum vektörü kendini, Hilbert uzayının 'EVET' bölgesinde bulacaktır; bu bölgeye *Y* diyorum. Öte yandan, ölçümün sonucu HAYIR ise, durum vektörü kendini Hilbert uzayının 'HAYIR' bölgesinde, yani *N* bölgesinde bulacaktır. *Y* ve *N* bölgeleri, Y'deki herhangi bir durum vektörünün *N*'deki her durum vektörüne dik olması (veya *bunun tersi*) anlamında birbirlerine tamamen diktirler. Üstelik, herhangi bir $|\psi\rangle$ durum vektörü *Y*'den ve *N*'den birer adet olmak üzere, iki vektörün toplamı olarak tanımlanabilir. Matematik diliyle ifade edersek, *Y* ve *N* birbirinin *dik tümleyenidirler*. Buna göre, $|\psi\rangle$, tek bir şekilde şöyle yazılabilir:

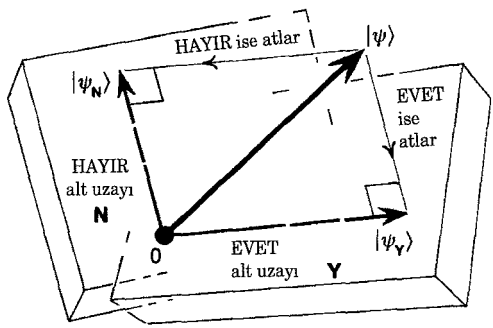
$$|\psi\rangle = |\psi_Y\rangle + |\psi_N\rangle,$$

Burada $|\psi_Y\rangle$ *Y* bölgesine, ve $|\psi_N\rangle$ *N* bölgesine ait olup, $|\psi_Y\rangle$, *Y* bölgesi üstüne $|\psi\rangle$ durumunun *düşey izdüşümü*, buna karşılık $|\psi_N\rangle$, *N* bölgesine düşey izdüşümüdür. (Şekil 6.23). Ölçme son-

rasında, $|\psi\rangle$ durum vektörü, ya $|\psi_Y\rangle$'ye veya $|\psi_N\rangle$'ye atlar (orantılı olur). Yanıt EVET ise $|\psi_Y\rangle$'ye atlar, yanıt HAYIR ise $|\psi_N\rangle$'ye atlar. Eğer $|\psi\rangle$ birim vektörse, bu iki durumun olasılıkları, sırasıyla izdüşüm vektörlerinin boylarına eşittir:

$$|\psi_Y|^2, \ |\psi_N|^2.$$

Diğer taraftan eğer $|\psi\rangle$ birim değilse, bu terimlerin her birini $|\psi|^2$ ile bölmeliyiz. ('Pythagoras teoremi', beklendiği gibi $|\psi|^2 = |\psi_Y|^2 + |\psi_N|^2$ olasılıkların toplamının bire eşit olduğunu gösterir.) Dikkat ederseniz, $|\psi\rangle$ durum vektörünün $|\psi_Y\rangle$ vektörüne atlama olasılığı, bu süreç sırasında vektörün boyunda görülen azalmayla orantılıdır.



Şekil 6.23. Durum vektörün indirgenmesi. Bir evet/hayır ölçmesi, birbirlerine dik tümleyen iki *Y* ve *N* bölgesini belirleyerek tanımlanabilir. Ölçüm sonrası $|\psi\rangle$, bu bölgelerin birindeki ya da ötekindeki izdüşümüne atlar; bu sürecin olasılığı, durum vektörünün boyunun karesinin izdüşüm sırasındaki kısalmasıyla orantılı olarak belirlenir.

Bir kuantum sistemi üstünde yapılabilen ölçmelerle ilgili son bir konuya değinmek istiyorum. Kuantum kurallarının sonuçlarından birisi şudur: Hangi durum söz konusu olursa olsun, diyelim $|\chi\rangle$ durumu için, ölçülen durum $|\chi\rangle$ ise (veya ona orantılı ise) yanıtın EVET olduğu, $|\chi\rangle$'ye dik ise yanıtın HAYIR olduğu, uygulanabilir bir evet/hayır ölçümü[7] *ilke olarak* vardır. Buna göre *Y* bölgesi, seçilen herhangi bu $|\chi\rangle$ durumunun çarpanlarından oluşabilir. Burada güçlü olarak önerilen, durum vektörlerinin somut birer gerçek olduklarıdır. Bir fiziksel sistemin durumu ne olursa olsun -bu duruma $|\chi\rangle$ diyelim- EVET sonucunu *kesinlikle* sadece $|\chi\rangle$ veya ona orantılı bir durumda veren bir ölçme ilke olarak yapılabilir. Bazı $|\chi\rangle$ durumları için bu ölçme

son derece zor, belki de 'olanaksızdır', fakat kurama göre böyle bir ölçümün *ilke olarak* uygulanabilir olması, bu bölümün sonlarında bizim için sürpriz sonuçlar verecek.

Spin ve Riemann Durumlar Küresi

Kuantum mekaniğinde *'spin'* olarak adlandırılan nicelik, bazen tüm fiziksel niceliklerin en 'kuantum mekaniksel' olanı kabul edilir; bu nedenle bizim de bu konuya değinmemiz akıllıca bir davranış olacaktır. 'Spin' nedir? Kısaca, bir parçacığın dönüşünün ölçüsüdür. 'Spin' terimi gerçekten de bir kriket topunun veya bir beyzbol topunun kendi ekseni etrafında dönüş hareketini çağrıştırır. *Açısal momentumun*, enerji ve momentum gibi, *korunduğunu* anımsayın (5. Bölüm s. 22, ve s. 102). Bir cismin açısal momentumu, cisim sürtünme ve diğer kuvvetler tarafından etkilenmediği sürece, zaman içinde değişmez. Kuantum mekaniksel 'spin' de gerçekten böyledir ama şimdi bizi ilgilendiren, sayısız bireysel parçacıktan oluşan bir sistemin ortak kütle merkezine göre hareketi değil, (kriket topu için durum böyledir) bir *tek* parçacığın 'spin' durumudur. Doğada bulunan parçacıkların her birinin kendine özgü 'spin'e sahip olması dikkat çekici bir fiziksel olgudur.[8] Ancak, birazdan göreceğimiz gibi, tek bir kuantum mekaniksel parçacığın 'spin' durumu, kriket topları ve benzerlerinin 'spin' hareketlerinden edindiğimiz izlenimlere dayalı tahminlerimizden çok farklı özelliklere sahiptir.

Bir kere, bir parçacığın 'spin'inin büyüklüğü belirli türden her parçacık için, daima *aynıdır*. Değişen, sadece spin ekseninin yönüdür. (Bu olguya çok ilginç bir şekilde birazdan rastlayacağız.) Nasıl atıldığına bağlı olarak değişen miktarlarda dönen bir kriket topunun dönüşünden çok, çok farklı bir durumdur bu! Bir elektron, proton, veya nötron için 'spin'in büyüklüğü daima $\hbar/2$'dir, yani Bohr'un, atomların açısal momentumlarının kuantumlanması için belirlediği en küçük artı değerin sadece *yarısıdır*. (Anımsayacağınız gibi bu değerler 0, $\hbar$, $2\ \hbar$, ... idi.) Burada bize gereken asal birim $\hbar$'ın yarısıdır; bir bakıma $\hbar/2$ aslında

daha geçerli bir asal birimdir. Spin açısal momentumu hiçbirisi 'spin' davranışı göstermeyen, yörüngesel hareket halindeki parçacıklardan oluşan cisimler için söz konusu değildir; 'spin' parçacığın *özünde saklı* bir niteliğidir. (Yani, 'kısımlarının' bir merkez etrafında yörüngesel hareketlerinden kaynaklanmaz.)

'Spin'i, $\hbar/2$'nin *tek* tamsayı katı (yani, $\hbar/2$, $3\,\hbar/2$ veya $5\,\hbar/2$ vb) olan bir cisimciğe *fermiyon* adı verilir; fermiyon, ilginç bir kuantum mekaniksel özellik arzeder: 360° derecelik tam dönüş, durum vektörünü kendine değil fakat kendisinin *eksi* işaretlisine gönderir! Doğa'daki bir çok parçacık gerçekten 'fermiyon'lardır; bunların, varlığımız için yaşamsal öneme sahip davranışlarını daha sonra inceleyeceğiz. Geriye kalan parçacıklar için 'spin', $\hbar/2$'in çift tamsayı katlarıdır, yani $\hbar$'ın tamsayı katıdır (0, $\hbar$, $2\,\hbar$, $3\,\hbar$,... vb.); bunlara *bozon* adı verilir. 360° dönüşte bir bozon durum vektörü, kendisinin *eksi* işaretlisine değil, *kendine* geri döner.

Spin 1/2 bir parçacık, yani spin değeri $\hbar/2$ olan bir parçacık düşünün. Daha somut bir örnek verebilmek için bu parçacığı *elektron* olarak adlandıracağım ama bir protonla, veya nötronla veya hatta uygun türde bir atomla da örneğimizi pek ala verebiliriz. (Bir 'parçacık'; belli bir toplam açısal momentuma sahip olduğu ve tek bir bütün olarak kuantum mekaniksel olarak tarif edilebildiği takdirde daha küçük parçalardan oluşuyor gibi düşünülebilir). Örneğimizdeki elektron durgun olup sadece 'spin' durumunu düşünüyoruz. Kuantum mekaniksel durumlar uzayını (Hilbert uzayı) *iki* boyutlu olarak alırsak, *iki* durumdan ibaret bir tabanımız var demektir. Bu *iki* durumu $|\uparrow\rangle$ ve $|\downarrow\rangle$ simgeleriyle gösterirsem, $|\uparrow\rangle$ simgesi, 'spin'in sağ-elli, yukarı doğru düşey doğrultuda, $|\downarrow\rangle$ simgesi ise 'spin'in sol-elli, aşağı doğru düşey doğrultuda, olduğunu gösterir. (Şekil 6.24) $|\uparrow\rangle$ ve $|\downarrow\rangle$ durumları birbirlerine diktirler ve birim alınmışlardır. ($|\uparrow|^2 = |\downarrow|^2 = 1$). Elektron 'spin'inin herhangi bir olası durumu, birbirine dik $|\uparrow\rangle$ ve $|\downarrow\rangle$'nın, yani *yukarı* ve *aşağı spin* durumlarının bir $w|\uparrow\rangle + z|\downarrow\rangle$ ile gösterdiğimiz çizgisel birleştirimidir.

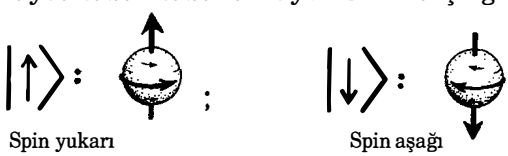
'Yukarı' ve 'aşağı' yönlerinin bir özelliği yoktur. 'Spin'i herhangi bir başka yönde de, diyelim *sol* $|\leftarrow\rangle$ ve karşıtı *sağ* $|\rightarrow\rangle$ yönlerine göre de tanımlayabiliriz.* Bu durumda, ($|\uparrow\rangle$ ve $|\downarrow\rangle$ için uygun bir kompleks ölçek seçmek suretiyle) şu eşitlikleri buluruz:

$$|\rightarrow\rangle = |\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle \text{ ve } |\leftarrow\rangle = |\uparrow\rangle - |\downarrow\rangle .$$

Bu bize yeni bir görüş kazandırıyor: Elektron 'spin'inin herhangi bir durumu, $|\rightarrow\rangle$ ve $|\leftarrow\rangle$ dik 'spin' durumlarının, yani *sağ* ve *solun* bir çizgisel birleştirimidir. Bunun yerine, tamamen gelişigüzel bir yön, diyelim, $|\nearrow\rangle$ durum vektörü tarafından belirlenen bir yön seçebilirdik. Bu yine $|\uparrow\rangle$ ve $|\downarrow\rangle$ durumlarının kompleks bir çizgisel birleştirimidir yani

$|\nearrow\rangle = w\,|\uparrow\rangle + z\,|\downarrow\rangle$ yazabiliriz.

Her spin durumu, bu durum ile buna ters yönü gösteren $|\swarrow\rangle$ dik durumunun bir çizgisel birleştirimi olacaktır. (Dikkat ederseniz Hilbert uzayındaki 'diklik' kavramının, normal uzaydaki 'dik açıyla keşişme' kavramının karşılığı olması gerekmiyor. Birbirine dik Hilbert uzayı vektörleri burada, dik açılı yönlerden çok, uzayda taban tabana zıt yönlerin karşılığıdır.)



Şekil 6.24. Bir elektronun spin durumlarının tabanı sadece iki durumdan oluşur: Yukarı spin ve aşağı spin.

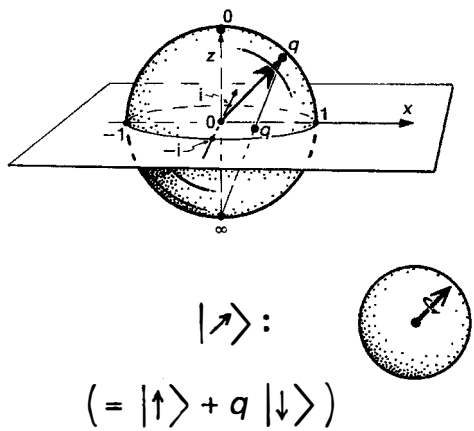
Uzayda $|\nearrow\rangle$ ile belirlenen yön ile, w ve z kompleks sayıları arasındaki geometrik ilişki nedir? $|\nearrow\rangle$ tarafından verilen fiziksel durum, $|\nearrow\rangle$ ile sıfırdan farklı bir kompleks sayıyı çarptığımız zaman etkilenmiyeceği için, yalnız z'nin w'ya oranı önemli olacaktır. Bu oranı yazalım:

$$q = z/w.$$

Burada q herhangi bir kompleks sayı olmakla birlikte, '$q = \infty$' değeri de $w = 0$ durumuyla, yani spin yönünün aşağı olduğu durumla uyum sağlanması için kullanılabilir. $q = \infty$ olmadığı süre-

* Tanımları karışık hale getirmemek için 1/÷2 gibi çarpanları kullanmıyorum. $|\rightarrow\rangle$ ve $|\leftarrow\rangle$ yönlerini bire boylandırmak istersek kullanmamız gerekir.

ce, q'yu, 3. Bölümde yaptığımız gibi, Argand düzleminde bir nokta olarak gösterebiliriz. Argand düzleminin uzayda yatay olarak yer aldığını, ve reel ekseninin, spin sağa yani, $|\rightarrow\rangle$ durumu yönünde bulunduğunu varsayalım. Birim yarıçaplı bir kürenin merkezinin bu Argand düzleminin merkeziyle çakıştığını ve böylece 1, i, -1, -i noktalarının tümünün, bu kürenin ekvator düzleminde bulunduğunu düşünelim. Güney kutbundaki ∞ noktasını esas alalım ve Argand düzlemini küre üstüne izdüşürelim. Bu durumda Argand düzlemindeki herhangi bir q noktası, bu noktayı güney kutbuyla birleştiren bir çizginin uzantısıyla elde edilen, küre yüzeyindeki tek bir noktaya karşılıktır. (Şekil 6.25) Bu ilişkiye *stereografik* izdüşüm denir ve bir çok güzel geometrik özelliklere sahiptir (örneğin, açıları korur, bir çemberi yine çembere gönderir). Stereografik izdüşüm sayesinde küre yüzeyindeki noktaları ∞ ile genişletilmiş kompleks sayılarla, yani, q'nun olası kompleks oranları kümesiyle tanımlayabiliriz. Bu şekilde tanımlanan küreye *Riemann küresi* denir. Bir elektronun spin durumları yönünden Riemann küresinin önemi, $|\nearrow\rangle = w|\uparrow\rangle + z|\downarrow\rangle$ eşitliğiyle verilen spin yönünü, Riemann küresinde gösterildiği gibi, merkezden $q = z/w$ noktasına uzanan gerçek bir vektörle temsil etmesidir. Görüldüğü gibi



Şekil 6.25. Şekildeki Riemann küresi, bir spin $\frac{1}{2}$ parçacığının fiziksel bakımdan farklı spin durumlarının uzayı olarak gösterilmiştir. Küre, ekvator düzlemiyle çakışan Argand düzlemine, güney kutup noktasından (∞) izdüşürülmüştür.

kuzey kutbu, $z = 0$, yani $q = 0$ ile verilen $|\uparrow\rangle$ durumuna karşılık olup, güney kutbu, $w = 0$, yani $q = \infty$ tarafından verilen $|\downarrow\rangle$ durumuna karşılıktır. En sağdaki $q = 1$ noktası $|\rightarrow\rangle = |\downarrow\rangle + |\uparrow\rangle$ durumunu gösterirken, en soldaki nokta $q = -1$, $|\leftarrow\rangle = |\uparrow\rangle - |\downarrow\rangle$ durumunu gösterir. Kürenin arkasında en uzak nokta $q = i$, spinin bizden uzağa yöneldiği $|\uparrow\rangle + i|\downarrow\rangle$ durumunu temsil ederken, en yakın nokta $q = -i$, spinin bize doğru yöneldiği $|\uparrow\rangle - i|\downarrow\rangle$ durumunu gösterir. Genel bir q noktası $|\uparrow\rangle + q|\downarrow\rangle$ durumunun karşılığıdır.

Bütün bunların, elektron spinini ölçmekle ne gibi bir ilişkisi var?[10] Uzayda bir yön seçelim ve buna α diyelim. Elektron spinini bu yönde ölçersek EVET yanıtı elektronun (şimdi) gerçekten α yönünde (yani, sağa doğru), HAYIR yanıtı α yönüne ters yönde döndüğünü bildirir.

Yanıtın EVET olduğunu varsayarak spin durumunu $|\alpha\rangle$ olarak belirtiyoruz. Şimdi yine α yönünde bir spin ölçümünü tekrarlarsak, yanıt yüzde 100 olasılıkla EVET olur. Fakat ikinci ölçme için yönü β yönüne değiştirirsek, durum $|\beta\rangle$'ya atlayacağı için EVET yanıtını alma olasılığı biraz azalır ve durum $|\beta\rangle$ durumunun zıt yönüne de atlayabileceği için ikinci ölçme sonucunda HAYIR yanıtının alınması olasılığı doğar. Bu olasılığı nasıl hesaplarız? Bunun yanıtını, bir önceki kısmın sonunda verilen tanımlamalarla bulabilirsiniz. İkinci ölçüm için EVET olasılığı şöyledir:

$$\frac{1}{2}(1+\cos\theta)$$

Burada θ, α ve β yönleri[11] arasındaki açıdır. Buna göre ikinci ölçüm için HAYIR yanıtı olasılığı şöyledir:

$$\frac{1}{2}(1-\cos\theta)$$

Görüldüğü gibi, ikinci ölçüm birincisine dik yapıldığı zaman her iki yanıt için olasılık yüzde 50'dir ($\cos 90° = 0$). İki ölçüm arasındaki açı, dar açısıysa, EVET yanıtının alınması daha olasıdır; geniş açıysa, HAYIR yanıtının alınması daha olasıdır. β yönü, α yönüne zıt yönde ise olasılıklar, EVET için yüzde 0, HAYIR için yüzde 100 olur; başka bir deyişle, ikinci ölçümün

sonucu, birincinin tersi olacaktır ('Spin' hakkında daha fazla bilgi için bkz. Feynman ve arkadaşları, 1965).

Riemann küresi, *herhangi bir* iki durumlu kuantum sisteminde olası kuantum durumlarının (bir orantı katsayına kadar) tanımlanması için gerçekten önemli (fakat fazla bilinmeyen) bir rol oynar. Özellikle bir spin 1/2 parçacığı söz konusu olduğunda geometrik rolü önemlidir. Çünkü küre yüzeyindeki noktalar, spin ekseninin olası uzaysal yönelimlerini gösterir. Diğer bir çok problem için, Riemann küresinin önemini değerlendirmek daha zordur. Bir çift dar ve uzun yarıktan geçen veya yarı saydam bir aynadan yansıyan bir fotonu düşünün. Fotonun durumu, $|\psi_t\rangle$ ve $|\psi_b\rangle$ gibi ayrık konumları tanımlayan durumların $|\psi_t\rangle + |\psi_b\rangle$, $|\psi_t\rangle - |\psi_t\rangle$, ve $|\psi_t\rangle + i|\psi_b\rangle$ gibi bir çizgisel birleştirimidir. Riemann küresi burada da fiziksel olarak farklı olasılıklar sistemini tanımlar, ama sadece *soyut olarak* tanımlar. $|\psi_t\rangle$ durumu, kuzey kutbu ('üst') tarafından temsil edilirken, $|\psi_b\rangle$ durumu güney kutbu ('alt') tarafından temsil edilir. Buna göre, $|\psi_t\rangle + |\psi_b\rangle$, $|\psi_t\rangle - |\psi_b\rangle$ ve $|\psi_t\rangle + i|\psi_t\rangle$ durumları ekvator düzleminde kalan çeşitli noktalar tarafından, ve genelde $w|\psi_t\rangle + z|\psi_b\rangle$ durumu ise $q = z/w$ eşitliğiyle verilen bir q noktası tarafından temsil edilirler. Son örnekte olduğu gibi bir çok durumda Riemann küresinin olasılıklar yönünden değeri, uzay geometrisi ile açık ilişki kurulamadığı için, tam belirginleşememiştir.

Kuantum Durumlarının Nesnelliği ve Ölçülebilirliği

Bir deneyin sonucuna ilişkin bize sadece olasılıkları belirlemesine karşın bir kuantum mekaniksel durumun *nesnelliği* var gibi görünüyor. Halbuki durum vektörünün, fiziksel bir sistemle ilgili 'bilgimizi' tanımlayan bir araç olduğu, veya belki de bir tek sistemi tanımlamak yerine çok sayıda, benzer sistemlerden oluşan bir küme (ensemble) ile ilgili olasılık bilgileri verdiği sıkça ileri sürülür. Bu gibi yaklaşımlar bana, fiziksel dünyanın *gerçekliği* hakkında kuantum mekaniğinin bize söylediklerine karşı gösterilen yersiz bir ürkeklik gibi geliyor.

Durum vektörlerinin 'fiziksel gerçekliği' ile ilgili bu çekimser yaklaşım, kuşkusuz, kurama göre, fiziksel yönden ölçülebilir kavramların son derece sınırlı olmasından kaynaklanır. Bir elektronun, yukarıda açıklanmış spin durumunu ele alalım. Spin durumunun $|\alpha\rangle$ olduğunu ama bunu bilmediğimizi varsayalım; başka deyişle, elektronun spin *yönünü* bilmiyoruz. Bu yönü, ölçerek bulabilir miyiz? Hayır, bulamayız. En iyisi, "bir bit'lik" bilgi edinelim, yani evet/hayır sorusuna yanıt arayalım. Uzayda bir β yönü seçebilir ve elektronun spinini bu yönde ölçebiliriz. Ya EVET ya da HAYIR yanıtını alırız. Ama daha sonra spinin ilk yönü ile ilgili bilgiyi yitirmiş oluruz. EVET yanıtıyla durumun *şimdi* $|\beta\rangle$ ile orantılı olduğunu, HAYIR yanıtıyla durumun *şimdi* β ile zıt yönde olduğunu biliyoruz. Her ikisi de, ölçümden *önceki* durumun α yönünü bize bildirmez, sadece α hakkında bazı olasılık bilgileri verir.

Öte yandan, ölçüm yapılmadan önce* elektronun spin durumunun yer aldığı α yönü hakkında tamamen *nesnel* bir şey var gibi görünüyor. Çünkü, elektronun spinini α yönünde ölçmeyi yeğleyebilirdik ve bunu yapmakla doğru bir seçim yapmış olabilirdik, ve elektron, bu durumda, *kesin* bir olasılıkla EVET yanıtını vermeğe hazır olmalıdır! Elektronun gerçekten bu yanıtı vermesi gerektiğine dair 'bilgi', bir şekilde, elektronun spin durumunda saklanmıştır.

Bana kalırsa, kuantum mekaniğine göre fiziksel gerçekliği tartışırken neyin 'nesnel' ve neyin 'ölçülebilir' olduğu ayırımını yapmamız gerekir. Nitekim, bir durum vektörü, sistem üzerinde yapılan deneylerle, (orantısal olarak) sistemin aslında hangi duruma sahip olduğunun doğrulanması anlamında *ölçülemez*. Fakat durum vektörü (yine orantısal olarak) sistemin tümünün nesnel bir özelliği olarak görünür, çünkü uygulayabileceğimiz deneylere verebileceği sonuçlarla tanımlanır. Örneğin bir elektron gibi spin 1/2 parçacığı için bu nesnellik anlamsız değildir. Çünkü, hangi yön olduğunu bilmesek dahi elektronun spininin kesin olarak tanımlanabildiği herhangi bir yönün varlığını doğrular sade-

* Söz konusu nesnellik, standart kuantum mekaniğinin biçimselliğini ciddiye aldığımızın bir göstergesidir. Standart dışı görüşte sistem, herhangi bir ölçme sonucunu, önceden 'bilebilir'. Böyle bir görüş bize, fiziksel gerçekliğin farklı, görünüşte nesnel, bir tanımını verebilir.

ce. (Ancak, daha sonra göreceğimiz gibi bu 'nesnel' tanım daha karmaşık sistemler için, hatta bir çift spin 1/2 parçacığından oluşan bir sistem için dahi, alışılmadık garip bir tanımdır.)

Fakat elektron spininin ölçülmeden önce fiziksel tanımlanmış bir durumda bulunması mutlaka gerekir mi? Bir çok sistemde *gerekmiyecektir;* çünkü spin tek başına bir kuantum sistemi olarak kabul edilemeyebilir. Kuantum durumu, genelde, çok sayıda başka parçacıklarla karışmış bir elektrona aittir. Ancak, özel koşullarda elektron (en azından spin durumu yönünden) tek başına değerlendirilebilir. Spin durumunun herhangi (belki de bilinmeyen) bir yönde daha önce gerçekten ölçülmüş olduğu ve bunun sonrasında elektronun bir süre değişmeden kalabildiği bu gibi koşullarda elektron, standart kuantum kuramına göre mükemmel şekilde nesnel olarak tanımlanan bir spin yönüne sahip olur.

Bir Kuantum Durumunun Kopyalanması

Bir elektron spin durumunun nesnel fakat ölçülemez oluşu, bir başka önemli olguyu gösterir: *İlk durumunu bozmadan bir kuantum durumunun kopyasını çıkarmak olanaksızdır!* Bir elektron spin durumu $|\alpha\rangle$'nın kopyasını çıkardığımızı varsayalım. Bunu bir kez yapabilirsek, tekrar tekrar yapabiliriz. Sonuçta ortaya çıkan sistem, yönü çok iyi tanımlanmış büyük bir açısal momentuma sahip olabilir. Bu yön, yani α, makroskopik bir ölçümle doğrulanabilir. Bu, $|\alpha\rangle$ spin durumunun ölçülmezlik özelliğine aykırıdır.

Ancak orijinalini yok etmeye hazırsak, bir kuantum durumunun kopyasını elde edebiliriz. Örneğin, bilinmeyen bir $|\alpha\rangle$ spin durumunda bir elektron, bir başka spin $|\gamma\rangle$ durumunda bir nötron bulunduğunu varsayalım. Nötronun spin durumunu $|\alpha\rangle$'da ve elektronunki $|\gamma\rangle$'da olacak şekilde bunları değiştirmemiz kurallara tamamen uygundur. Yapamayacağımız şey $|\alpha\rangle$'nın kopyasını çıkarmaktır, ($|\alpha\rangle$'nın gerçekte ne olduğunu *bilmediğimiz* sürece!) (bkz. Wootters ve Zurek 1982.)

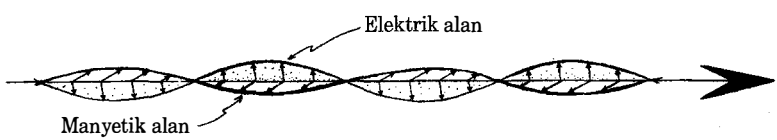
1. Bölümde (s. 30) tartıştığımız 'teleulaşım makinesini' anımsayınız. İlke olarak, insan bedenini ve beynini uzak bir geze-

gende tümüyle kopyalama olasılığına dayalı bir sistemde insan 'bilincinin' bir kuantum durumunun niteliklerine bağlı olup olmadığını tartışmak ilginç olurdu. Eğer bu doğruysa, orijinal durumu ortadan kaldırmaksızın 'bilincin' bir kopyasını çıkarmamıza kuantum kuramı izin vermez ve böylece teleulaşım 'ikilemi' çözümlenir. Kuantum etkilerinin beynin fonksiyonu ile olası ilgisi son iki bölümde ele alınacaktır.

Foton Spini

Şimdi, bir fotonun 'spin'ini ve bunun Riemann küresi ile ilgisini inceleyelim. Fotonların, spini vardır, fakat daima ışık hızında ilerledikleri için spinin değişmez bir noktaya göre verildiği düşünülemez; spin ekseni daima hareket yönündedir. Foton spinine *kutuplanma* adı verilir; 'polaroid' (kutuplayıcı) güneş gözlüklerinin davranışının dayanağı bu olgudur. İki kutuplayıcıyı üst üste koyup bakınız. Bir miktar ışığın geçtiğini göreceksiniz. Bu kez, kutuplayıcılardan birini sabit tutarken diğerini çeviriniz. Geçen ışık miktarının değiştiğini görürsünüz. Işığın maksimum miktarını yakaladığınız anda, sabit kutuplayıcı, hareketli kutuplayıcıdan geçen ışığı hemen hemen hiç azaltmaz; halbuki bu konuma göre hareketli kutuplayıcıyı doksan derece döndürürseniz; ikinci kutuplayıcı ışık miktarını hemen hemen sıfıra indirir.

Bu olayı, ışığın dalga tanımıyla açıklandığında anlamak kolaylaşır. Bunun için, Maxwell'in salınan elektrik ve manyetik alanlarına ihtiyacımız var. Şekil 6.26'da, bir *düzlemsel kutuplanmış* ışık gösterilmektedir. Elektrik alanı, *kutuplanma düzlemi* denilen bir düzlemde ileri geri salınım durumundadır, ve manyetik alanın salınımı da bununla uyumludur, ancak manyetik alan salınımı düzlemi, elektrik alanınınkine diktir. Her



Şekil 6.26. Düzlemsel kutuplanmış bir elektromagnetik dalga.

bir kutuplayıcı, kutuplayıcının yapısıyla aynı yönde kutuplanma düzlemine sahip ışığı geçirmektedir. İkinci kutuplayıcının yapısını, birincininkinin yönüne çevirdiğimizde, birinci kutuplayıcıdan geçen ışık, ikincisinden de geçer. Fakat iki kutuplayıcının yapıları birbirleriyle dik konuma geldiğinde, ikinci kutuplayıcı, birincisinden geçen ışığın tümünü keser. İki kutuplayıcı birbirlerine φ açısı yapıyorlarsa, ışığın

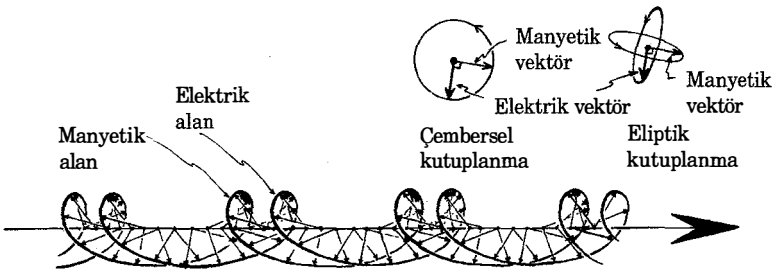
$$\cos^2 \varphi$$

oranı ikinci kutuplayıcıdan geçer.

Parçacık yorumunda, *her bir fotonu* tek tek kutuplanmış olarak düşünmeliyiz. Bu durumda birinci kutuplayıcı bir kutuplanma ölçer gibi davranarak eğer foton uygun yönde kutuplanmışsa EVET yanıtını verir ve fotonun geçmesine izin verilir. Foton, buna dik yönde kutuplanmışsa yanıt HAYIR olur ve foton soğurulur (Burada, Hilbert uzayındaki diklik kavramı, normal uzaydaki 'diklik' karşıtıdır!) Fotonun birinci kutuplayıcıdan geçtiği varsayılırsa, ikinci kutuplayıcı aynı soruyu farklı bir yön için sorar. İki yön arasındaki açı φ olduğuna göre şimdi elimizde $\cos^2 \varphi$ olasılığı vardır.

Riemann küresi nerede devreye girer? Kutuplanma durumları ile ilgili kompleks sayı sistemini tam olarak tanımlayabilmemiz için, *çembersel* ve *eliptik* kutuplanmayı incelemeliyiz. Bir klasik dalganın söz konusu kutuplanmaları Şekil 6.27'de gösterilmektedir. Çembersel kutuplanmada, elektrik alanı salınmaktan çok *döner* ve elektrik alanına dik olan manyetik alan da onunla uyumlu şekilde döner. Eliptik kutuplanmada ise, dönme ve salınım hareketlerinin birlikteliği vardır; elektrik alanını tanımlayan vektör, uzayda bir *elips* çizer. Kuantum tanımında, *bireysel* her fotonun tüm bu farklı, kutuplanmaların herhangi birisini taşımasına izin vardır: *Fotonun spin* durumları.

Farklı olasılıklar sisteminin burada da Riemann küresini oluşturduğunu görmek için fotonun dikey doğrultuda yukarı gittiğini düşünelim. Bu durumda kuzey kutbu, sağ-elli spinin $|R\rangle$ durumunu gösterir; bunun anlamı, elektrik alanı vektörünün, foton geçerken (yukarıdan bakılırsa) dikey eksen çevresinde saat yönünün aksi yönünde döndüğüdür. Güney kutbu, sol-elli spinin $|L\rangle$ durumunu gösterir. (Fotonların, tüfeğin namlusundan çıkan mermiler gibi ya sağa ya da sola spinli oldukları-



Şekil 6.27. Çembersel kutuplanmış elektromagnetik dalga. (Eliptik kutuplanma. Şekil 6.26 ve 6.27 arasında yer alır.)

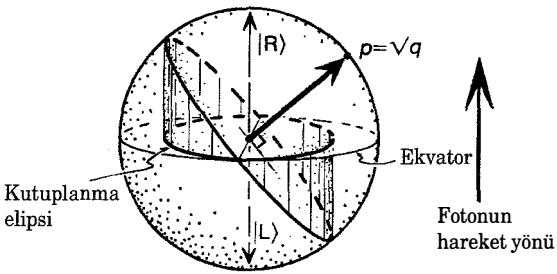
nı düşünebiliriz.) Genel bir spin durumu $|R\rangle + q|L\rangle$, her ikisinin kompleks çizgisel toplamıdır ve Riemann küresi yüzeyinde bir q noktasına karşı gelir. q ile kutuplanma elipsi arasındaki bağıntıyı bulmak için q'nun *kare kökünü* alır ve başka bir kompleks p sayısı buluruz:

$$p = \sqrt{q}$$

Riemann küresinde q yerine p noktasını işaretler, ve kürenin merkezinden geçen düzlemin, merkezle p noktasını birleştiren doğru parçasına dik olduğunu varsayarız. Bu düzlemin, küreyle kesişimi bir çember oluşturur; kutuplanma elipsini elde etmek için bu çemberi yatay düzlem üzerine izdüşürürüz. (Şekil 6.28)*. q'nun Riemann küresi yine foton kutuplanma durumlarının tamamını tanımlar, ama gerçek uzaydaki kutuplanıma vektörünü q'nun kare kökü p verir.

Olasılıkları hesaplamak için, p'ye değil q'ya uyguladığımız sürece, elektron için kullandığımız aynı $\frac{1}{2}(1+\cos 2\varphi)$ formülünü kullanırız. *Düzlemsel* kutuplanmayı ele alalım. Fotonun kutuplanmasını önce bir yönde, sonra bununla φ açısı yapan diğer bir yönde ölçeriz; bu iki yön, kürenin ekvatorunda yer alan iki p kompleks değerine karşı gelir. Bu p'leri merkezden

* q'nun kare kökü olarak, p kadar $-p$ kompleks sayısı da kullanılabilir ve aynı kutuplanma elipsini verir. Kare kök; foton spinin bir olmasıyla, yani temel spin birimi $\hbar/2$'nin iki katı, spine sahip, kütlesiz bir parçacık olmasıyla ilgilidir. Bir graviton (evrensel kütleçekiminin henüz saptanmamış olan kütlesiz kuantumu) için spin iki, yani temel spin biriminin dört katı, olurdu ve yukarıdaki tanıma göre, q'nun dördüncü kökünü almak durumunda kalırdık.

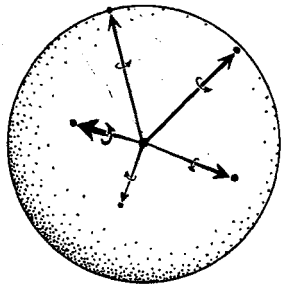


Şekil 6.28. $\sqrt{q}$'nun Riemann küresi ile bir fotonun kutuplanma durumları tanımlanır. ($\sqrt{q}$ noktasıyla tanımlanan vektöre Stokes vektörü denir.)

gören açı ρ olsun. *p*'ler, *q*'ların kare kökleri olduğu için, *q* noktalarını merkezden gören θ açısı, *p* noktalarını gören açının iki katıdır: θ = 2 φ. Böylece, birinci ölçme sonucu EVET yanıtı çıktığında, ikinci ölçmenin de EVET yanıtı vermesi olasılığı (yani, fotonun birincisinden geçtiği bilinirse ikinci kutuplayıcıdan da geçmesi olasılığı) $\frac{1}{2}(1+\cos 2\varphi)$ olur; bunun basit bir trigonometri ile yukarıda bulunmuş olan $\cos^2 \varphi$ ifadesiyle aynı olduğu anlaşılır.

Yüksek Spine Sahip Cisimler

İkiden fazla temel duruma sahip bir kuantum sistemi için, fiziksel yönden ayırdedilebilir durumların uzayı, Riemann küresinden daha karmaşıktır. Ancak, spinin söz konusu olduğu her zaman, Riemann küresi doğrudan bir geometrik rol üstlenir. *n* x $\hbar/2$ spinli, durgun, *kütlesi sıfırdan farklı* bir taneciği veya atomu ele alalım. Spin, (*n* + 1) - durumlu bir kuantum sistemini tanımlar. (Spinli fakat kütlesiz, yani ışık hızında hareket eden, foton gibi bir parçacık daima *iki* durumlu bir sistemdir. Fakat, kütleli bir parçacık için durumların sayısı spinle birlikte artar.) Spini, herhangi bir yönde ölçmek istersek, spinin bu seçilen yöne ne ölçüde yönlendiğine bağlı olarak, *n* + 1 adet farklı olası sonuç elde ederiz. $\hbar/2$ birimi cinsinden bu yöndeki olası spin değerleri şöyledir: *n*, *n* - 2, *n* - 4, ..., 2 - *n* veya - *n*. Bu nedenle, *n* = 2 için değerler 2, 0 veya -2; *n* = 3 için değerler 3, 1, -1



Şekil 6.29. Kütleli bir parçacık için genel bir yüksek spinli durum, rasgele yönlere yönelik spin 1/2 durumlarının bir derlemi olarak verilebilir.

veya -3, vb. olur. *Eksi* değerler, ölçümün yapılmakta olduğu yöne *zıt* yönelik spini gösterir. Spin 1/2 , yani $n = 1$, durumunda 1 değeri EVET, -1 değeri HAYIR'dır.

Nedenlerini açıklamasam da (Majorana 1932, Penrose 1987a) $\hbar n/_2$ spini için her bir *spin durumu* (bir orantı katsayısına kadar), *Riemann küresi yüzeyinde bir* (sırasız), *noktalar kümesiyle*, yani, merkezden dışa doğru *n farklı* yön ile, tanımlanır. (Şekil 6.29) (Bu yönler, sistem üzerinde yapılan ölçmelerle belirlenir: Spini, söz konusu n yönden birinde ölçersek sonuç elbette tümüyle zıt yönde olamaz, yani - n değerini değil, n, n - 2, n - 4, ..., 2 - n değerlerinden birini verir.) Yukarıda verilen elektron örneğinde olduğu gibi, $n = 1$ özel durumunda, Riemann küresi yüzeyinde sadece *bir* noktaya sahip oluruz ki bu nokta yukarıdaki tanımlamalarda q ile verilen noktadan başkası değildir. Fakat, daha yüksek spin değerleri için verilen tanım daha karmaşıktır, ve biraz önce söylediğim gibi tanımlandığı şekliyle, bazı nedenlerle, fizikçilerin çok yakından tanıdıkları bir tanım değildir.

Bu tanımlamada oldukça önemli ve şaşırtıcı bir şey vardır. Çoğu kez, atomların (veya basit parçacıklar veya moleküllerin) kuantum tanımlarının, sistem genişledikçe ve karmaşıklaştıkça bizi, belli bir limit anlamında, klasik Newtoncu tanımlamalara götürmesi gerektiğine inandırmak eğiliminde oldukları izlenimine kapılırız. Ancak, görünürde *bu doğru değildir*. Çünkü, biraz önce tartıştığımız gibi, yüksek açısal momentuma sahip bir cismin spin durumları, Riemann küresinin yüzeyine serpiş-

tirilmiş çok sayıda noktaların karşılığıdır.* Bu cismin spin durumunu, bu noktaların belirlediği farklı yönlere yönelik spin 1/2 durumlarının tümünden oluşan bir bütün olarak düşünebiliriz. Bu toplu durumların ancak bir kaçı, örneğin, küre yüzeyinde küçük bir alana birikmiş noktalar (yani, spin 1/2 noktalarının çoğunun hemen hemen aynı yönde olduğu bölgeler), kriket topları gibi klasik cisimlerde karşılaşabileceğimiz gerçek açısal momentum durumlarını temsil edecektir. Spinin toplam ölçümünün ($\hbar$/2cinsinden) çok büyük bir değere sahip olduğu, fakat yönlere 'rasgele' dağılmış bir spin durumunu seçtiğimiz takdirde, klasik spine benzer bir durumun ortaya çıkmaya başlıyacağını bekleyebilirdik. Fakat durum hiç de beklendiği gibi değildir. Genel olarak, toplam spin değeri yüksek kuantum spin durumları hiç bir şekilde klasik durumlara benzemez!

Klasik fizikteki açısal momentum ile nasıl bağlantı kurulmalı öyleyse? Yüksek spin değerine sahip kuantum durumlarının çoğu, gerçekte klasik durumlara benzemese de, *her biri* klasik duruma *benzeyen (birbirine dik)* durumların çizgisel birleştirimidir. Nasılsa bir 'ölçme', sistemde kendini uygulatır ve durum vektörü, klasik benzeri durumlardan birine ya da diğerine 'atlar'. Bu, bir sistemin yalnız açısal momentumu için değil, klasik olarak ölçülebilir herhangi bir başka özelliği için de aynıdır. Kuantum mekaniğinin işte bu niteliği, bir sistem 'klasik düzeye ulaştığında' öne çıkmalıdır. Bu konuda daha sonra başka söyleyeceklerim var ama böyle 'geniş' ve 'karmaşık' kuantum sistemlerini tartışmadan önce kuantum mekaniğinin, bir parçacıktan fazlasını içeren sistemleri alışılmadık şekilde ele alış yöntemi hakkında bir fikir edinmeliyiz.

Çok Parçacıklı Sistemler

Çok parçacıklı durumların kuantum mekaniksel tanımlamaları, ne yazık ki, biraz karmaşıktır. Aslında *son derece* karma-

* Daha doğru bir yaklaşımla; karmaşık sistemlerde toplanan pek çok farklı toplam spin değerleri varolabileceği için açısal momentum, çok sayıda, noktalardan oluşan bu tür düzenlemelerin kompleks çizgisel birleştirimiyle tanımlanmalıydı. Böylece ortaya çıkan tanım, klasik açısal momentum tanımına daha da az benzer!

şıklaşabilirler. Ayrı ayrı parçacıkların, ayrı ayrı olası konumlarının *tümünün* birleştirimleri söz konusudur! Bu durumda, klasik kuramdaki bir *alan* için düşünülebileceğinden çok fazla sayıda olası durumlardan oluşan geniş bir uzay yaratılır. Bir *tek* parçacık için kuantum durumunun, yani bir dalgafonksiyonunun klasik bir alanın sahip olduğu ölçüde karmaşıklığa sahip olduğunu görmüştük. Tanımlanmak için *sonsuz* sayıda parametreyi öngören bir sistemin, (içsel bağımsızlık dereceleri içermediği sürece (5. Bölüm s. 36) tanımlanmak için bir kaç sayıya, çok çok altı sayıya gereksinimi olan bir sistemden) ne kadar daha karmaşık olduğu açıktır. Bu böylece yeterince karmaşık iken, her biri için birer alan gereken *iki* 'alanlı' bir iki parçacıklı kuantum durumunun nasıl tanımlanacağını düşününüz bir de. Düşünmek bile istemezsiniz! Göreceğiniz gibi, iki veya daha fazla parçacığa sahip bir durumun tanımı iyice karmaşıktır.

Bir *tek* (spinsiz) parçacığın kuantum durumu, parçacığın bulunabildiği her olası konum için bir kompleks sayıyla (genlikle) tanımlanır. Parçacığı, A noktasında bulmak için bir genlik, B noktasında bulmak için bir genlik ve C noktasında bulmak için bir başka genlik, vb. vardır. Şimdi *iki* parçacık düşününüz. Birincisi A noktasında, ikincisi B noktasında yer alabilir. Bu olasılıkla ilgili bir genliğin bulunması gerekir. Başka bir olasılıkla, birinci parçacık B'de ikincisi A'da bulunabilir ve bu olasılık için de bir genliğe ihtiyacımız var; veya birincisi B'de ikincisi C'de bulunabilir, veya her ikisi de A'da yer alabilir, ve bu olasılıkların her biri için birer genliğe gereksinimimiz var. Bu nedenle dalgafonksiyonu sadece bir kaç konum fonksiyonundan (yani, birkaç alandan) ibaret değildir; *iki* konumun bir fonksiyonudur!

İki konumun bir fonksiyonunu tanımlamanın, bir konumun iki fonksiyonunu tanımlamaktan çok daha karmaşık olduğu hakkında bir fikir edinmek için, yalnız bir tane olası sonlu konumlar kümesine sahip bir durumu ele alalım. (Ortonormal) durumlarla verilen yalnız on kabul edilebilir konum bulunsun:

$$|0\rangle, |1\rangle, |2\rangle, |3\rangle, |4\rangle, |5\rangle, |6\rangle, |7\rangle, |8\rangle, |9\rangle.$$

Tek parçacığın $|\psi\rangle$ durumu, aşağıdaki gibi bir toplam olacaktır:

$$|\psi\rangle = z_0|0\rangle + z_1|1\rangle + z_2|2\rangle + z_3|3\rangle + \ldots + z_9|9\rangle$$

Burada, çeşitli z_0, z_1, z_2, z_3, ... z_9 bileşenleri, her bir noktada bulunan parçacığın ilgili genliklerini verirler. On kompleks sayı, parçacığın durumunu belirler. *İki* parçacık durumu için her bir *çift konum* ile ilgili bir genliğe gereksinim duyarız. Dolayısıyla

$$10^2 = 100$$

farklı (sıralanmış) konum çifti vardır, öyleyse *yüz* kompleks sayıya gereksinimimiz vardır! Sadece bir parçacıklı iki duruma (yani, yukarıdaki 'iki konumun bir fonksiyonu' yerine 'bir konumun iki fonksiyonuna') sahip olsaydık, yalnız *yirmi* kompleks sayıya gereksinimimiz olacaktı.

Bu yüz sayıyı şöyle gösterebiliriz:

$z_{00}, z_{01}, z_{02}, ..., z_{09}, z_{10}, z_{11}, z_{12}, ..., z_{20}, ..., z_{99}$

ve bunların karşılığı (ortonormal) taban vektörlerini de şöyle gösteririz:[12]

$$|0\rangle|0\rangle, |0\rangle|1\rangle, |0\rangle|2\rangle, ..., |0\rangle|9\rangle, |1\rangle|0\rangle, ..., |9\rangle|9\rangle.$$

Buna göre genel iki parçacık durumu $|\psi\rangle$, şu şekilde bir toplamla gösterilir:

$$|\psi\rangle = z_{00}|0\rangle|0\rangle + z_{01}|0\rangle|1\rangle + ... + z_{99}|9\rangle|9\rangle.$$

Bu 'çarpım' gösterimi şu anlamı taşır: $|\alpha\rangle$, birinci parçacık için (konum durumu olması gerekmiyor) olası bir durumsa, ve $|\beta\rangle$, ikinci parçacık için olası bir durumsa; birinci parçacığın durumunun $|\alpha\rangle$ olduğunu ve ikincisininkinin $|\beta\rangle$ olduğunu gösteren 'durum' şöyle yazılır:

$$|\alpha\rangle|\beta\rangle$$

Yalnız tek parçacık durumlarının değil, başka kuantum durum çiftlerinin de *çarpımları* alınabilir. Böylece $|\alpha\rangle|\beta\rangle$ son durumu 'birinci sistem, $|\alpha\rangle$ durumunda ve ikinci sistem $|\beta\rangle$ durumundadır' birleştirimini tanımlar şeklinde yorumlarız. (Buna benzer bir tanımlama $|\alpha\rangle|\beta\rangle|\gamma\rangle$ vb. için de yapılabilir; aşağıdaki açıklamaya bakınız.) Ancak, *genel bir* iki parçacık durumu gerçekte bu 'çarpım' şeklinde olamaz. Örneğin,

$$|\alpha\rangle|\beta\rangle + |\rho\rangle|\sigma\rangle$$

gibi bir birleştirimde $|\rho\rangle$, birinci sistemin başka bir olası durumu ve $|\sigma\rangle$, ikinci sistemin bir başka olası durumudur- Bu durum, bir *çizgisel birleştirimdir*; birinci birleştirme ($|\alpha\rangle$ *ve* $|\beta\rangle$) *artı* ikinci birleştirme ($|\rho\rangle$ *ve* $|\sigma\rangle$) şeklinde verildiği için, bir çarpım (yani, iki durumun birleştirimi) olarak yorumlanamaz. Bir başka örnek olarak, $|\alpha\rangle|\beta\rangle - i|\rho\rangle|\sigma\rangle$, farklı bir çizgisel birleştirimi bildirir. Dikkat ederseniz, kuantum mekaniği, 've' ve 'artı' sözcüklerinin anlamları arasındaki kesin ayırıma özen gösterilmesini öngörmektedir. Modern dilde -özellikle sigorta belgelerinde olduğu gibi- 'artı' sözcüğünü 've' yerine yanlış olarak kullanma eğilimi yazık ki görülmektedir. Burada bu konuda çok daha dikkatli olmalıyız!

Üç parçacık söz konusu olduğu zaman durum yine buna benzerdir. Genel bir üç parçacık durumunu tanımlamak için, yukarıdaki örnekte yalnız on alternatif konum varken bu kez tam *bin* adet kompleks sayıya gereksinim duyarız! Üç parçacık durumları için eksiksiz bir taban olarak şu yapıyı kullanabiliriz:

$$|0\rangle|0\rangle|0\rangle,\ |0\rangle|0\rangle|1\rangle,\ |0\rangle|0\rangle|2\rangle,\ \ldots,\ |9\rangle|9\rangle|9\rangle.$$

Özel üç parçacık durumları:

$|\alpha\rangle|\beta\rangle|\gamma\rangle$ şeklindedir.

(Burada $|\alpha\rangle$, $|\beta\rangle$ ve $|\gamma\rangle$'nın konum durumları olmaları gerekmez). Fakat bu basit 'çarpım' şeklindeki bir çok durumun, genel bir üç parçacık durumu elde etmek üzere, çizgisel birleştirimi gerekecektir. Buna göre, dört veya daha fazla parçacık için durum vektörü tanımlarının nasıl yapılabileceği açıktır.

Şu aşamaya kadarki tartışmamız, 'birinci parçacık', 'ikinci parçacık', 'üçüncü parçacık' vb. *ayırdedilebilir* parçacıklar üzerine gelişti. Ancak, kuantum mekaniğinin çarpıcı bir özelliği, *özdeş* (ayırdedilemez) parçacıklar için kuralların farklı olmasıdır. Gerçekte, kurallar, belli tür parçacıkların sadece, diyelim son derece birbirine benzer olmalarını değil *kesinlikle* özdeş olmalarını öngörür. Bu kural, tüm elektronlar ve tüm fotonlar için geçerlidir. Fakat elektronlar, tüm fotonların birbirlerine özdeşliklerinden *farklı* şekilde birbirlerine özdeştirler! Bu fark, elektronların fermiyonlar olmasından, fotonların ise bozonlar olmasından kaynaklanır. Bu iki genel tür parçacık birbirinden oldukça farklı şekilde ele alınmalıdır.

Sözcüklerin yetersiz kaldığı tanımlamalarla okuyucunun kafasını iyice karıştırmadan önce 'fermiyon' ve 'bozon' durumlarının özelliklerini açıklayayım. Kural şöyle: $|\psi\rangle$ durumu, belirli türde ve herhangi bir sayıda fermiyon içeren bir durumsa, fermiyonlardan herhangi ikisi aralarında yer değiştirdiği takdirde $|\psi\rangle$ şöyle bir değişime uğrar:

$$|\psi\rangle \rightarrow - |\psi\rangle.$$

$|\psi\rangle$ durumu, belirli türde ve herhangi bir sayıda bozon içeriyorsa, bozonlardan herhangi ikisi aralarında yer değiştirdiği takdirde $|\psi\rangle$ şöyle bir değişime uğrar:

$$|\psi\rangle \rightarrow |\psi\rangle$$

Bu önermeleri yorumlarsak: *İki fermiyon hiçbir zaman aynı durumda bulunamaz.* Çünkü bu mümkün olsaydı, aralarında yer değiştirmeleri, toplam durumu asla etkilemez, böylece $-|\psi\rangle = |\psi\rangle$, yani $|\psi\rangle = 0$ bildirimini alırdık ki bu bir kuantum durumu için söz konusu olamaz. Bu özellik, *Pauli dışarlama ilkesi*[13] olarak bilinir ve bu ilkenin maddenin yapısı ile ilgili temel öngörüleri vardır. Maddenin tüm ana öğeleri gerçekten fermiyonlardır: Elektronlar, protonlar ve nötronlar. Dışarlama ilkesi olmaksızın madde kendi üzerine çökerdi!

Yine on konumumuzu inceleyelim ve şimdi iki özdeş fermiyondan oluşan bir duruma sahip olduğumuzu varsayalım. Pauli ilkesine göre $|0\rangle|0\rangle$ durumunu dışlıyoruz. (Birinci çarpanın ikincisiyle yer değiştirmesi sonucu eksi değerine değil kendine gider.) Ayrıca, $|0\rangle|1\rangle$ durumu da bu haliyle işimize yaramaz, çünkü yer değişimiyle eksi değerine gitmez; fakat bunun yerine

$$|0\rangle|1\rangle - |1\rangle|0\rangle$$

durumunu koyarak sorunu kolayca çözümleriz: (İstenirse, ortak bir $\frac{1}{\sqrt{2}}$ çarpanı boylandırma amacıyla kullanılabilirdi.) Bu durum, birinci parçacığın ikincisiyle yer değiştirmesi koşulunda doğru şekilde işaret değiştirir, fakat şimdi $|0\rangle|1\rangle$ ve $|1\rangle|0\rangle$ durumlarına artık bağımsız durumlar olarak sahip değiliz. Bu *iki* durumun yerine artık sadece *bir* durum koyabiliriz! Bu türden yalnızca

$$\frac{1}{2}(10 \times 9) = 45$$

durum var elimizde; bunları sıralanmamış $|0\rangle$, $|1\rangle$, ... $|9\rangle$ ayrı durumlarının çiftleri cinsinden yazabiliriz. Böylece, sistemimiz-

de iki fermiyonlu bir durumu belirlemek için 45 kompleks sayı gerekir. Üç fermiyon için üç ayrı konum gerektiğine göre taban durumlarını şöyledir:

$$|0\rangle|1\rangle|2\rangle + |1\rangle|2\rangle|0\rangle + |2\rangle|0\rangle|1\rangle - |0\rangle|2\rangle|1\rangle - |2\rangle|1\rangle|0\rangle - |1\rangle|0\rangle|2\rangle,$$

Toplam (10 x 9 x 8) / 6 = 120 durum olduğuna göre, bir üç fermiyon durumunu tanımlamak için 120 kompleks sayı gerekiyor. Daha fazla sayıda fermiyonlar için durum buna benzerdir.

Bir çift özdeş bozon için ise bağımsız taban durumları iki çeşittir:

$$|0\rangle|1\rangle + |1\rangle|0\rangle$$

ve

$$|0\rangle|0\rangle$$

gibi durumlar olabilir; dolayısıyla toplam 10 x 11/2 = 55 kompleks sayı, iki bozonlu durumları tanımlamak için yeterlidir. Üçbozonlu durumlar için üç ayrı çeşit durum vardır ve (10 x 11 x 12) / 6 = 220 kompleks sayı gerekir, ve bu böylece devam eder.

Kuşkusuz, ana fikri iletebilmek amacıyla koşulları basitleştirerek açıklamaya çalıştım. Daha gerçekçi bir tanımlama, ana düşünce değişmese de, konum durumlarının tüm sürekliliğiyle verilmesini gerektirir. Yine küçük bir sorunumuz var. Kaçınılmaz olarak bir fermiyon olan bir spin 1/2 parçacığının her bir konumuna karşılık iki olası durum söz konusu: '↑' (spin 'yukarı') ve ↓ (spin 'aşağı'). Basitleştirilmiş sistemimizde bir tek parçacık için, on yerine yirmi taban durumuna sahibiz:

$$|\uparrow 0\rangle, |\downarrow 0\rangle, |\uparrow 1\rangle, |\downarrow 1\rangle, |\uparrow 2\rangle, |\downarrow 2\rangle, \ldots |\uparrow 9\rangle, |\downarrow 9\rangle.$$

Bunun dışında sistemimiz daha önceki örneklerde olduğu gibi tanımlanır (İki fermiyon için (20 x 19) / 2 = 190 kompleks sayı; üç fermiyon için (20 x 19 x 18) / 6 = 1140 sayı, vb. gerekir.).

1. Bölümde bir olguya değinmiştim: Çağdaş kurama göre, insan bedenindeki bir parçacık, bu insanın oturduğu evin tuğlalarından birisindeki özdeş bir parçacıkla yer değiştirseydi, hiç bir şey olmazdı. Bu parçacık, bir bozon olsaydı $|\psi\rangle$ durumu gerçekten hiç bir şekilde etkilenmezdi. Bu parçacık bir fermiyon olsaydı, $|\psi\rangle$ durumu, fiziksel yönden $|\psi\rangle$ durumuna eşdeğer $-|\psi\rangle$ ile yer değiştirebilirdi. (Gerekli görürsek bu işaret değişmesi sorununu, değişim yapılırken iki parçacıktan birini

360° döndürerek basit bir önlemle giderebiliriz. Anımsarsanız, bozon durumların aksine, fermiyonlar böyle bir dönme sonucu işaret değiştirirler!) Çağdaş kuram (1926'lardan bu yana), gerçekten, fiziksel maddenin parçacıklarının kimliği sorusu hakkında bize önemli şeyler bildirmektedir. Bu parçacıkları 'şu elektron' veya 'bu foton' diye kesinlikle ayırdedemeyiz. 'Birinci elektron burada ve ikincisi de orada' şeklinde bir önerme, durum vektörünün $|0\rangle|0\rangle$ şeklinde olduğunu savunmak demektir ki, biraz önce gördüğümüz gibi, böyle bir önerme, fermiyon durumu için söz konusu olamaz! Ancak, 'birisi burada, diğeri şurada olmak üzere bir çift elektron vardır,' diyebiliriz. Tüm elektron topluluğunu, veya tüm protonlar topluluğunu, veya tüm fotonlar topluluğunu savunmak kurallara uygundur (bu bile farklı parçacık türleri arasındaki *etkileşmeleri* gözardı eder.) Bireysel elektronlar, bu genel tanıma birer yaklaştırmadır; bireysel protonlar veya fotonlar da aynı şekilde yaklaştırmalardır. Bu yaklaştırmalar bir çok amaca hizmet ederler fakat, süperiletkenlik, süperakışkanlık, ve lazer davranışı gibi aksine örneklerin gösterdiği gibi bu hizmeti de yerine getiremedikleri koşullar vardır.

Fiziksel dünyanın, kuantum mekaniği tarafından sunulan resmi, klasik fiziğin bize sunmasına alışageldiğimiz resme hiç benzemiyor, ama sıkı durun - kuantum dünyasının daha ne tuhaflıkları var, göreceğiz!

Einstein, Podolsky ve Rosen 'İkilemi'

Bu bölümün başlarında değindiğim gibi Albert Einstein'ın görüşlerinin bazıları, kuantum kuramının temelini oluşturur. Anımsayacağınız gibi, 1905 yılı gibi oldukça erken bir tarihte elektromanynetik alanın kuantumu olarak 'foton' kavramını ilk kez o öne sürmüş ve bu kavramdan dalga-parçacık ikiliği fikri geliştirilmiştir. ('Bozon' kavramı da, kuramın odağını oluşturan diğer bir çok fikirler gibi, kısmen Einstein'a aittir.) Yine de Einstein, daha sonraları bu kavramlara dayanarak geliştirilen kuramın, fiziksel dünyanın geçici tanımından başka bir şey olabileceğini asla kabul edemedi. Kuramın olasılıkcı yönüne duy-

duğu hoşnutsuzluk çok iyi bilinir. Bu hoşnutsuzluğu 1926 yılında Max Born'un mektuplarından birine verdiği yanıtta özetlenmişti (Pais 1982, s. 443'teki alıntıdan):

"Kuantum mekaniği çok etkileyici. Fakat içimden bir ses bana yine de henüz bunun tam gerçek olmadığını söylüyor. Kuram pek çok şey bildiriyor ama bizi 'Tanrı'nın sırlarına yaklaştırmıyor. Ne olursa olsun inanıyorum ki 'O' zar atmıyor"

Ancak, görünüşe göre, Einstein'ı, kuramın bu fiziksel belirleyicilikten uzak oluşundan daha endişenlendiren yönü, kuantum kuramının tanımlanmış olduğu şekliyle görünüşte sahip olduğu *nesnelsizlik* idi.

Kuantum kuramını sergilerken, her ne kadar garip ve sağ duyuya aykırıymış gibi gelse bile, kuramın getirdiği dünya tasarımının gerçekten nesnel bir tasarım olduğunu vurgulamaya gayret ettim. Diğer yandan, Bohr'un bir sistemin kuantum durumunun (ölçmeler arasında) bir fiziksel gerçekliği olmadığı, sadece sistem hakkındaki 'bilgimizin' bir özetini içerdiği görüşünde olduğu anlaşılıyor. Fakat değişik gözlemciler bir sistem hakkında değişik bilgilenecekleri için, dalgafonksiyonu aslında 'öznel' bir nitelik almayacak mıdır? veya 'herşey fizikçinin zihninde' olmayacak mı? Yüzyıllar boyunca geliştirilmiş harikulade kesin bir fiziksel dünya resminin tamamen uçup gidivermesine izin veremeyiz; bu nedenle Bohr *klasik düzey*de dünyanın bir nesnel gerçekliği olduğunu görmek zorundaydı. Ancak bunun altında kalan kuantum düzeyindeki durumların bir gerçekliği yok gözüküyordu.

Böyle bir tasarım, kuantum olguları ölçeğinde bile nesnel bir fiziksel dünyanın varlığına inanan Einstein'a itici geldi. Bohr'la girdiği sayısız tartışmada, sunulan bu kuantum resminin kendi içinde tutarsızlıkları olduğunu, ve bu nedenle kuantum kuramının altında daha derin bir yapı bulunması gerektiğini ve bunun klasik fiziğin gösterdiği resimlerle benzerlikleri olabileceğini göstermeye çalıştı (fakat başaramadı). Belki de kuantum sistemlerinin olasılık niteliklerinin altında, sistemin haklarında doğrudan bilgi sahibi olmadığımız içeriğinin veya 'parçalarının' istatistiksel katkıları bulunmaktaydı. Einsten'ın izleyicileri, özellikle David Bohm, 'saklı değişkenler' görüşünü geliştirdiler. Bu görüşe göre belli bir nesnel gerçeklik olacaktı, fakat bir

sistemi kesin olarak tanımlayacak değişkenler bizim ulaşımımız dışında kaldığı için bunların bir ölçme öncesindeki değerleri bilinmeyecek; böylece kuantum olasılıkları oluşacaktı.

Böyle bir saklı değişkenler kuramı, kuantum fiziğinin bütün gözlemsel olgularıyla tutarlılık içinde olabilir mi? Yanıt evet gözüküyor, ancak kuramın temel bir biçimde yerel olmaması koşuluyla. Buradan yerel olmayan saklı değişkenlerin sisteminin sonsuz uzaktaki kısımlarını anında etkileyebilmeleri anlamındadır! Bu da Einstein'ı özel görelilikle ilgili sorunlar nedeniyle mutlu etmezdi. Bunları daha sonra ele alacağım.

En başarılı saklı değişkenler kuramı, de Broglie-Bohm modeli olarak tanınan kuramdır (de Broglie 1956, Bohm 1952). Bu gibi modelleri burada tartışacak değilim, çünkü bu bölümde amacım yalnızca standart kuantum kuramını genel çizgileriyle vermek olup, karşıt önerileri açıklamak değildir. Fiziksel nesnellikten yana olup da belirleyiciliği gözden çıkarmaya hazır olanlar için standart kuramın kendisi yeterlidir. Buna göre çoğu kez düzgün ve belirleyici bir U sürecine göre gelişen, fakat bir gönliğin klasik düzeye yükseltimi gerektiğinde R yöntemine uyarak arada sırada tuhaf şekilde bir yerlere 'atlayan' durum-vektörüne 'gerçekliği' veren kavram gözüyle bakılır. Ancak, yerel olmama problemi ve görelilikle ilgili sorunlardan söz edilmez. Şimdi bunlardan bazılarına göz gezdirelim.

Diyelim ki, A ve B bölgelerinden oluşan fiziksel bir sisteme sahibiz. A ve B bölgelerini iki farklı parçacık olarak kabul edelim. A'nın durumunu belirleyecek iki (birbirine dik) seçeneğin $|\psi\rangle$ ve $|\rho\rangle$ olduğunu, B'nin durumunu belirleyecek seçeneklerin ise $|\beta\rangle$ veya $|\sigma\rangle$ olduklarını varsayalım. Daha önce gördüğümüz gibi, genel birleşik durum, A durumu ile B durumunun sadece bir çarpımı ('ve') değil fakat bu gibi çarpımların bir birleştirimidir ('artı'). (Bu durumda A ve B'nin ilişkili olduğunu (korelasyon) söyleriz.) Diyelim sistemin durumu şöyledir:

$$|\alpha\rangle|\beta\rangle + |\rho\rangle|\sigma\rangle.$$

Şimdi, $|\alpha\rangle$'yı (EVET), $|\rho\rangle$'dan (HAYIR) ayırdetmek için A üzerinde bir evet/hayır ölçmesi yapalım. B'ye ne olur? Ölçme sonucu EVET ise, son durum

$$|\alpha\rangle|\beta\rangle$$

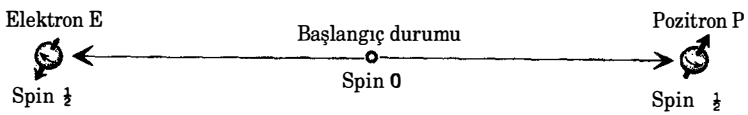
olur; ölçme sonucu HAYIR ise, son durum şöyledir:

$|\rho\rangle|\sigma\rangle$.

Buna göre A ile ilgili ölçümümüz B'nin durumunun, bir EVET yanıtıyla $|\beta\rangle$'ya atlamasına, HAYIR yanıtıyla ise $|\sigma\rangle$'ya atlamasına neden olur! B parçacığının A bölgesinin yakınında bir yerde yerelleşmesine gerek yoktur; ışık yıllarınca uzak olabilirler birbirlerinden. Fakat B, A'nın ölçülmesiyle aynı anda atlar!

Fakat durun. Okuyucu "bu 'atlama' da neyin nesi?" diye soruyor olabilir. Şimdi örnekleyeceğim nesneler neden 'atlamıyor'? İçinde bir beyaz top ve bir de siyah top bulunduğu bilinen bir kutu düşünün. Topları kutudan çıkarıp hiç bakmadan odanın iki ayrı köşesine fırlattığımızı varsayalım. Sonra toplardan birini incelediğimiz zaman beyaz olduğunu görürsek (yukarıdaki '$|\alpha\rangle$' gibi) -hey presto!- öteki topun siyah olduğu ('$|\beta\rangle$' gibi) anlaşılır! Öte yandan, ilk incelediğimiz top siyah ise ('$|\rho\rangle$'), ikinci topun belirsiz durumu, bir anda, 'kuşkusuz olarak, beyaza' atlar ('$|\sigma\rangle$'). Okuyucunun da bu konuda ısrar edeceği gibi, aklı başında hiç kimse, ikinci topun 'kuşkulu' durumundan 'kuşkusuz siyaha' veya 'kuşkusuz beyaza' ani değişikliğini, ilk top incelenir incelenmez yerel olmayan gizemli bir 'etkinin', bu toptan ikincisine doğru ilerlemesine bağlamaz.

Oysa Doğa, gerçekte, bundan çok daha olağanüstüdür. Yukarıdaki örnekte, A üzerinde ölçme (gözlem) yapılmadan önce, diyelim, B'nin durumunun $|\beta\rangle$ olduğunun ve A'nın durumunun $|\alpha\rangle$ olduğunun (ya da B'ninkinin $|\alpha\rangle$ ve A'nınkinin $|\rho\rangle$ olduğunun) *sistem* tarafından zaten 'bilindiğini' gerçekten düşünebiliriz; bilmeyen birisi varsa o da *deneyi yapan kişi* idi. Gözlemci, A'nın $|\alpha\rangle$ durumunda olduğunu görünce, sadece B'nin $|\beta\rangle$ durumunda olduğu *sonucunu çıkarır*. Bu, yerel olarak saklı değişkenler kuramında olduğu gibi, 'klasik' bir görüş olup, hiçbir *fi-*



Şekil 6.30. Bir spin-sıfır parçacığı, birisi elektron *E* ve diğeri pozitron *P*, olmak üzere iki spin 1/2 parçacığına bozunuyor. Spin 1/2 parçacıklarından birinin spininin ölçülmesi görünüşe göre aynı anda ötekinin spin durumunu saptar.

ziksel 'atlama' gerçekten meydana gelmez. (Hepsi gözlemcinin usunda olup bitiyor!) Böyle bir görüş uyarınca, sistemin her parçası, kendisine uygulanabilecek herhangi bir deneyin sonuçlarını önceden 'bilir'. Olasılıklar, yalnız, deneycinin bilgisizliğinden kaynaklanır. Böyle bir görüş, kuantum kuramından kaynaklanan karmaşık ve görünüşte yerel olmayan olasılıkların tümünü açıklamakta *işe yaramaz.*

Bunu anlamak için yukarıdaki duruma benzer bir örnek vereceğiz. Ama bu kez, A ve B iyice ayrılıncaya kadar, A sistemine *hangi ölçümün* uygulanacağına karar verilmeyecek. Bu durumda, B'nin davranışı seçilecek ölçme tarafından aynı anda etkilenir! Bu görünüşte ikilemli 'EPR' tipi 'düşünce deneyi' Albert Einstein, Boris Podolsky ve Nathan Rosen (1935) tarafından bulunmuştur. Ben burada, David Bohm (1951) tarafından ileri sürülen değişik bir şeklini kullanacağım. Hiç bir yerel 'gerçekçi' (örneğin, saklı değişkenli, veya 'klasik tip') tanımlamanın doğru kuantum olasılıkları veremiyeceği olgusu, John S. Bell'in dikkate değer bir teoreminden kaynaklanır. (bkz. Bell 1987, Rae 1986, Squires 1986.)

Bir merkez noktasında bir spin-sıfır parçacığının bozunmasıyla, birine *elektron* ve diğerine *pozitron* (*anti*-elektron) adını verdiğim iki spin 1/2 parçacık oluştuğunu ve bu parçacıkların birbirlerine zıt yönlerde dışa doğru ilerlediğini varsayalım (Şekil 6.30). Açısal momentumun korunumu uyarınca, elektronun ve pozitronun spinlerinin toplamı sıfır olmalıdır. Çünkü bu, bozunmadan önceki parçacığın sahip olduğu açısal momentumdur. Bunun dolaylı olarak bildirdiği şudur: Elektronun bir yöndeki spinini ölçtüğümüz zaman, seçtiğimiz yön ne olursa olsun, pozitron spini buna *zıt* yöndedir! İki parçacık birbirinden kilometrelerce veya hatta ışık yıllarınca uzakta olabilirler ama yine de bir parçacık üzerinde yapılan ölçümün *seçimi*, görünüşte, ötekinin spin eksenini *eşanlı olarak* belirler!

Kuantum biçimciliğinin bizi bu sonuca nasıl ulaştırdığını görelim. İki parçacığın toplam sıfır açısal momentum durumunu, $|Q\rangle$ durum vektörü ile gösterirsek, şöyle bir ilişki kurabiliriz:

$$|Q\rangle = |E\uparrow\rangle\,|P\downarrow\rangle - |E\downarrow\rangle\,|P\uparrow\rangle$$

(Burada E elektron ve P pozitron). Yukarıdaki eşitlikte bileşenler, spinin yukarı/aşağı yönleriyle tanımlanmıştır. Görüldüğü

gibi, durum tümüyle, yukarı spinli elektron ve aşağı spinli pozitron ile, aşağı spinli elektron ve yukarı spinli pozitronun çizgisel birleştirimidir. Böylelikle, elektronun yukarı/aşağı spin durumunu ölçersek ve gerçekten de yukarıya doğru olduğunu saptarsak, $|E\uparrow\rangle\,|P\downarrow\rangle$ durumuna atlamalıyız ve buna göre pozitronun spin durumu aşağı yönde olmalıdır. Öte yandan, elektronun spin durumunun aşağıya doğru olduğunu bulursak, ilk durum $|E\downarrow\rangle\,|P\uparrow\rangle$ durumuna atlar ve buna göre pozitronun spini yukarıya doğrudur.

Şimdi, diyelim ki sağ ve sol olmak üzere iki zıt yönde bir başka çift elektron ve pozitron seçtiğimizi varsayalım:

$$|E{\rightarrow}\rangle = |E\uparrow\rangle + |E\downarrow\rangle, \quad |P{\rightarrow}\rangle = |P\uparrow\rangle + |P\downarrow\rangle$$

ve

$$|E{\leftarrow}\rangle = |E\uparrow\rangle - |E\downarrow\rangle, \quad |P{\leftarrow}\rangle = |P\uparrow\rangle - |P\downarrow\rangle;$$

Buna göre son durumu şöyle saptarız (isterseniz cebirsel işlemleri kontrol edin!):

$$|E{\rightarrow}\rangle|P{\leftarrow}\rangle - |E{\leftarrow}\rangle|P{\rightarrow}\rangle$$

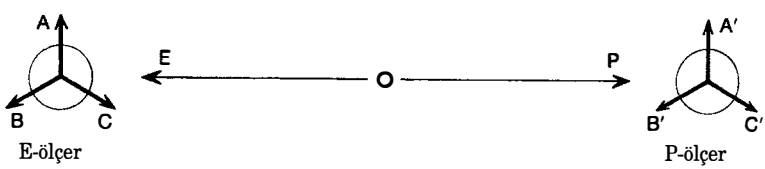
$$= (|E\uparrow\rangle + |E\downarrow\rangle)(|P\uparrow\rangle - |P\downarrow\rangle)$$
$$- (|E\uparrow\rangle - |E\downarrow\rangle)(|P\uparrow\rangle + |P\downarrow\rangle)$$
$$= |E\uparrow\rangle|P\uparrow\rangle + |E\downarrow\rangle|P\uparrow\rangle - |E\uparrow\rangle|P\downarrow\rangle - |E\downarrow\rangle|P\downarrow\rangle$$
$$- |E\uparrow\rangle|P\uparrow\rangle + |E\downarrow\rangle|P\uparrow\rangle - |E\uparrow\rangle|P\downarrow\rangle + |E\downarrow\rangle|P\downarrow\rangle$$
$$= -2(|E\uparrow\rangle|P\downarrow\rangle - |E\downarrow\rangle|P\uparrow\rangle)$$
$$= -2|Q\rangle,$$

Bu son durum (önemsiz bir -2 çarpanı dışında) başlangıç durumuyla aynıdır. Öyleyse başlangıç durumunu da, sağa spinli elektron ve sola spinli pozitron ile sola spinli elektron ve sağa spinli pozitronun çizgisel birleştirimi olarak yorumlayabiliriz! Bu bildirim, elektronun yukarı/aşağı yerine sağ/sol yönünde spinini ölçmek için yararlıdır. Ölçme sonrasında elektron spininin gerçekten sağa doğru olduğunu saptarsak, spin durumu $|E{\rightarrow}\rangle|P{\leftarrow}\rangle$ durumuna atlar, ve böylece pozitron sola spinlenir. Öte yandan, elektron spininin sola doğru olduğunu bulursak, spin durumu $|E{\leftarrow}\rangle|P{\rightarrow}\rangle$ durumuna geçer ve böylece pozitron sağa spinlenir. Elektronun spin durumunu herhangi bir

başka yönde ölçseydik, elektron spininin ölçüm sonucuna bağlı olarak pozitronun spininin durumu aynı anda ya ölçüm yönüne ya da aksi yönüne atlardı.

Elektronlar ve pozitronlarla verdiğimiz örneği, kutudan çıkarılan bir siyah ve bir beyaz top örneğimize neden uygulayamayalım? Örneğimizi daha da genelleştirelim ve biri siyah ötekisi beyaz iki top yerine, başlangıçta aynı yönde çalışırken daha sonra zıt yönlerde çalışan E ve P makinelerini ele alalım. Verilen herhangi bir yönde bir spin ölçümüne, E ve P makinelerinin her birinin EVET veya HAYIR yanıtı verdiğini varsayalım. Bu yanıt, her bir yön seçimi için tamamen makine tarafından belirlenebilir, veya belki de makine, olasılığı makine tarafından belirlenen olasılıklı yanıtlar verebilir yalnızca; ancak, yönleri ayrıldıktan sonra, *E ve P makinelerinin her birinin birbirinden tamamiyle bağımsız davrandıklarını* varsayıyoruz.

Biri E'nin spinini, öteki P'nin spinini ölçen spin ölçerlerimizin her iki tarafta yer aldıklarını, her bir ölçerde spin yönü için üç ayar bulunduğunu varsayalım; E-ölçeri için A, B, C, ayarları ve P-ölçeri için A', B', C' ayarları. A', B' ve C'nin herbirisi sırasıyla A, B ve C'ye paralel olmalı; A, B ve C hepsi bir düzlem üzerinde bulunmalı ve birbiriyle aynı açıyı yapmalı, yani aralarındaki açılar 120° olmalı. (Şekil 6.31) Şimdi, her iki taraftaki bir çok farklı ayar değerleriyle, deneyin bir çok kez tekrarlandığını düşünelim. Bazen, E-ölçer EVET yanıtını kaydedecek (yani, spin ölçüm yapılan yönde: A'da, veya B'de veya C'de) ve bazen HAYIR yanıtını (spin ters yönde) kaydedecektir. Aynı şekilde, P-ölçeri bazen EVET ve bazen HAYIR yanıtını kaydedecektir. Gerçek *kuantum* olasılıklarının sahip olmaları gereken iki özelliğine değinmeliyiz:



Şekil 6.31. EPR ikileminin ve Bell teoreminin David Mermin tarafından tasarımlanan basit bir biçimi: Doğanın yerel gerçekliği görüşü ile kuantum kuramının sonuçları arasında çelişki olduğunu gösteriyor. E-ölçeri ve P-ölçeri, kendi taraflarındaki parçacıkların spinlerini ölçtükleri yönler için üçer ayara sahiptirler.

1. Her iki taraftaki ayarlar *aynı* ise (yani, A ve A', vb.) iki ölçer tarafından verilen sonuçlar daima *uyumsuzdur* (yani, P-ölçeri HAYIR kaydederken E-ölçeri EVET kaydeder, P-ölçeri EVET kaydederken E-ölçeri HAYIR kaydeder.)

2. Ayar düğmeleri çevrilir ve birbirinden tümüyle bağımsız olarak 'rasgele' konumlara getirilirse, iki ölçümün *birbiriyle uyumlu veya uyumsuz olması olasılıkları eşittir.*

1. ve 2. özelliklerin, daha önce verilmiş olan kuantum olasılık kurallarının doğrudan birer sonucu oldukları kolayca görülmektedir. Önce E-ölçerinin kayda başladığını varsayabiliriz. P-ölçeri, E-ölçeri tarafından ölçülen spin durumunun tersi spin durumuna sahip cisimciği bulur, böylece 1. özellik hemen ortaya çıkar. 2. özelliği göstermek için unutmamalıyız ki, aralarındaki açı 120° olan iki yönde, E-ölçeri EVET sonucunu verirse P-yönü, ölçümü yaptığı spin durumuyla 60° açıdadır; E-ölçeri HAYIR sonucunu verirse P-yönü, spin durumuna 120° açıdadır. Öyleyse, ölçümlerin uyuşması olasılığı 3/4 = 1/2 (1 + cos 60°), uyuşmaması olasılığı ise 1/4 = 1/2 (1 + cos 120°)'dir. Buna göre, üç P-ayarı için ortalama olasılık, E-ölçeri EVET yanıtını verirse, P-ölçerinin EVET yanıtını vermesi için 1/3 (0 + 3/4 + 3/4) = 1/2, P-ölçerinin HAYIR yanıtını vermesi için 1/3 (1 + 1/4 + 1/4) = 1/2'dir (yani, E-ölçerinin EVET yanıtını onaylaması veya onaylamaması olasılıkları eşittir); E-ölçeri HAYIR yanıtını verirse yine aynı olasılık işlemi geçerlidir. Bu gerçekten 2. özelliktir. (bkz. s. 145).

1. ve 2. özelliklerin, herhangi bir yerel gerçekçi modelle (yani, yukarıda ele aldığımız türde herhangi bir makineyle!) *tutarsız* olmaları dikkate değer bir olgudur. Diyelim ki böyle bir modelimiz var. E-makinesi, A, B veya C olası ölçümlerinin her biri için hazırlanmalı. Yalnız *olasılıklara dayalı* yanıt vermeğe hazırlanmış olursa, 1. özellik uyarınca, sırasıyla A', B' ve C' için, E-makinesinin yanıtını onaylamamak konusunda P-makinesi *emin* olamazdı. Gerçekten, *her iki* makine de, üç olası ölçümün her biriyle ilgili yanıtlarını kesinlikle önceden hazırlıklı olarak vermelidirler. Örneğin, bu yanıtlar, A, B, C için, sırasıyla, EVET, EVET, EVET ise sağ taraftaki parçacık, sağ taraftaki üç ayar için HAYIR, HAYIR, HAYIR vermeğe hazır olmalıdır. Bunun yerine, solda hazırlanan yanıtlar EVET, EVET, HAYIR ise

sağdaki yanıtlar HAYIR, HAYIR, EVET olmalıdır. Diğer örnekler de esas olarak bunlara benzer. Şimdi bakalım bu örnek, 2. özellikle uyuşuyor mu? EVET, EVET, EVET/HAYIR, HAYIR, HAYIR karşılıklı yanıtları pek ümit verici değil, çünkü buna göre, olası A/A', A/B', A/C', B/A', vb. çiftlerin tümü için 9 red ve 0 kabul söz konusudur. Peki, EVET, EVET, HAYIR/HAYIR, HAYIR, EVET ve benzerlerine ne dersiniz? Bunlar 5 red ve 4 kabul verirler. (Kontrol etmek isterseniz teker teker sayın: Y/N, Y/N, Y/Y, Y/N, Y/N, Y/Y, N/N, N)N, N/Y - bunlardan beşi onaylamıyor, dördü onaylıyor.) 2. özelliğin öngördüğü duruma oldukça yaklaştık ama yeterince değil, çünkü kabullerle redler eşit olmalı. 1. özelliğe uygun çiftler de (HAYIR, HAYIR, HAYIR / EVET, EVET, EVET dışında: bu çiftler yine 9 red 0 kabul vereceği için durum daha da kötüdür) yine 5'e 4 verecektir. Kuantum mekaniksel olasılıklar üreten, önceden hazırlanmış *hiç bir* yanıt kümesi yoktur. *Yerel gerçekçi modeller geçersizdir.*[14]

Fotonlarla Deneyler: Görelilikle ilgili bir sorun mu var?

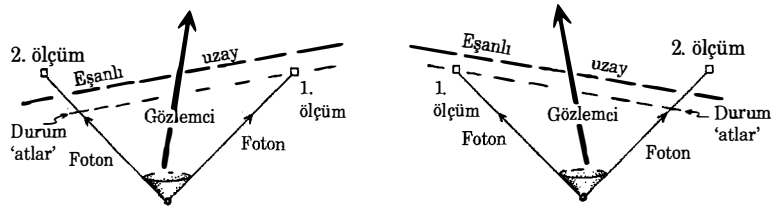
Bu şaşırtıcı kuantum beklentilerinin gerçek deneyler tarafından doğrulanıp doğrulanmadığını sormalıyız. Biraz önce açıkladığımız varsayımsal deney, gerçekte uygulanmamış fakat benzer deneyler kütleli spin 1/2 parçacıkların spini ile değil, bir çift fotonun kutuplanmaları kullanılarak *yapılmıştır*. Sözü edilen ayırım dışında, gerçek deneyler, temelde, söz konusu varsayımsal deneyle aynıdır; ancak kullanılan açılar (fotonların spin 1/2 yerine spin 1'e sahip olmaları nedeniyle) spin 1/2 için öngörülen açıların yarısı olmalıdır. Foton çiftlerinin kutuplanmaları, yönlerin çeşitli farklı birleştirimlerinden ölçülmüş olup çıkan sonuçlar, kuantum kuramının bildirimleriyle uyumlu, yerel gerçekçi modelle uyumsuz bulunmuştur!

Bugüne değin elde edilmiş olan deney sonuçlarının en doğru ve en inandırıcı olanları Paris'te[15] Alain Aspect (1986) ve arkadaşları tarafından elde edilen sonuçlardır. Aspect'in deneylerinin bir başka ilginç yönü vardır: Fotonların kutuplanmalarının nasıl ölçüleceği ile ilgili 'kararlar', ancak fotonlar hareket halin-

deyken alınabilir. Bu nedenle, yaklaşan fotonun kutuplanma yönünü ölçmeyi tasarladığı yönü işaret ederek bir foton detektöründen fotona doğru ters taraftan ilerlemekte olan bir yerel olmayan 'etkiyi' düşünürsek, bu 'etkinin' ışıktan hızlı hareket etmesi gerekir! Kuantum dünyasının gerçeklerle tutarlı herhangi bir gerçekçi tanımı için, etkilerin ışıktan hızlı hareket edebilmeleri bağlamında, görünüşe göre *nedensellik* olmamalı!

Oysa, daha önce gördüğümüz gibi, görelilik söz konusu olduğu sürece, ışıktan hızlı sinyaller gönderilmesi çelişkilere neden olur (ve bizim 'özgür istenç' duygumuzla çelişir, vb., bkz. s. 80). Elbette bu doğru ama, EPR türü deneylerden kaynaklanan yerel olmayan 'etkiler', mesaj göndermek için kullanılabilecek özellikte değillerdir. Çünkü, görüldüğü kadarıyla, böyle bir amaçla kullanıldıkları takdirde, söz konusu çelişkilere neden olacaklardır. (Bu gibi 'etkilerin' sinyal göndermek için kullanılamıyacağına ilişkin ayrıntılı bir gösterim 1980 yılında Ghirardi, Rimini ve Weber tarafından yapılmıştır.) Bir fotonun 'dikey ya da yatay olarak' (diyelim, 60°de veya 150°de bildirimi karşıtı olarak) kutuplanmış olduğunu bildirmenin, bu seçeneklerden tam olarak hangisinin geçerli olduğu bildirilmediği sürece bir yararı yoktur. 'Bilginin' birinci aşaması (yani, kutuplanma *yönleri* seçenekleri) ışıktan hızlı *(eşanlı)* ulaşırken, iki yönden hangisinde kutuplanacağına ilişkin bilgi, ilk kutuplanma ölçümünün *sonucunu* ileten normal bir sinyal aracılığıyla daha yavaş ulaşır.

Basit anlamda bilgi iletimi açısından, EPR türü deneyler, göreliliğin 'nedenselliği' ile çelişkili değilse de, 'fiziksel gerçeklik' tanımımızdaki görelilik *ruhuyla* kesin bir çelişki içerisindedir. Durum vektörüne ilişkin *gerçekçi* görüşün, yukarıda açıkladığımız (fotonlarla yapılan) EPR türü deneye nasıl uygulandığını görelim. İki foton dışa doğru ilerlerken, durum vektörü bunu tek birim gibi davranan bir foton *çifti* olarak tanımlar. Foton çiftinin hiçbir elemanı tek başına bir nesnel duruma sahip değildir: Kuantum durumu yalnızca ikisi biraradayken geçerlidir. Foton çiftinin elemanlarından hiçbirisi tek başına bir kutuplanma yönüne sahip değildir: Kutuplanma, iki foton birlikteyken sahip olunan bir nitelikdir. Bu fotonlardan birinin kutuplanması ölçüldüğü zaman, durum vektörü, ölçülmeyen fotonun kesin bir kutuplanmaya sahip olabilmesi için *atlar*. *Atlayan* fotonun



Şekil 6.32. İki fotonun bir spin-0 durumundan zıt iki yöne yayıldığı bir EPR deneyinde iki ayrı gözlemcinin aynı deney için oluşturdukları 'gerçeklik' tanımları birbirleriyle tutarsızdır. Sağa hareket eden gözlemci, sağdaki ölçme nedeniyle, soldaki durumun ölçmeden önce atladığına karar verirken, sola hareket eden gözlemci tam aksini düşünür!

kutuplanması daha sonra tekrar ölçülürse olasılık değerleri, bilinen kuantum kurallarının bu fotonun kutuplanma durumuna uygulanması suretiyle doğrudan elde edilir. Duruma bu şekilde yaklaşım, doğru yanıtları verir. Gerçekten, kuantum mekaniğini normal olarak uygulama yöntemimiz budur. Fakat aslında bu bir görelilik kuramı görüşü değildir. Çünkü, kutuplanmaya ilişkin iki ölçüm, *uzaysal ayırımlı* olarak adlandırılır; bunun anlamı, Şekil 5.21'deki R ve Q noktaları gibi, birinin diğerinin ışık konisinin dışında kalmasıdır. Bu ölçümlerden hangisinin gerçekte *önce* yapıldığı sorusu fiziksel yönden bir anlam taşımaz, fakat 'gözlemcinin' hareket durumuna bağlıdır (Şekil. 6.32) 'Gözlemci' sağa doğru yeterli hızda ilerlerse, sağdaki ölçümün önce oluştuğunu düşünür; sola doğru ilerlerse, ölçümün önce solda meydana geldiğine karar verir! Oysa biz sağdaki fotonun önce ölçümlendiğini düşünürsek, soldaki fotonun önce ölçümlendiğini düşünmüş olmamız halinde elde edeceğimiz fiziksel gerçeklikten bambaşka bir gerçeklik tanımı elde ederiz! (Yerel olmayan 'atlamaya' neden olan farklı ölçümlemedir.) Fiziksel gerçekliğin verdiğimiz uzay-zaman tanımıyla, yerel olmayan kuantum mekaniksel tanımımızla dahi, özel görelilik arasında önemli bir çelişki vardır! 'Kuantum gerçekçilerinin' henüz çözümleyemediği ciddi bir bilmecedir bu çelişki (bkz. Aharonov ve Albert 1981). Daha sonra bu konuya tekrar dönmem gerekecek.

Schrödinger Denklemi; Dirac Denklemi

Bu bölümün başlarında, bir çok yönden klasik fiziğin denklemlerine benzeyen ve iyi tanımlanmış, belirleyici (deterministik) bir denklem olan Schrödinger denklemine değinmiştim. Kurallar gereğince, bir kuantum sisteminde 'ölçmeler' (veya 'gözlemler') yapılmadığı sürece, Schrödinger'in denklemi geçerli kabul edilmelidir. Okuyucu, denklemin gerçek yazılışını merak edebilir:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\psi\rangle = H|\psi\rangle .$$

Anımsarsanız, $\hbar$ Planck sabiti ($h/2\pi$) (ve $i = \sqrt{-1}$) ve $|\psi\rangle$ üzerine işlem yapan $\partial/\partial t$ (zamana göre kısmi türev) $|\psi\rangle$'nin zamanla *değişim miktarını* verir. Schrödinger denklemi, $H|\psi\rangle$'nin, $|\psi\rangle$'nin nasıl evrimleştiğini tanımladığını bildirir.

'H' nedir? Bir önceki bölümde değindiğimiz *Hamilton fonksiyonudur* ama önemli bir farkla! Anımsayacağımız gibi klasik Hamilton fonksiyonu, sistemdeki tüm fiziksel nesnelerin hepsinin konum koordinatları q_i ve momentum koordinatları p_i cinsinden yazılan *toplam enerji* ifadesidir. *Kuantum* Hamilton fonksiyonunu elde etmek için aynı ifadeyi kullanırız, fakat her p_i momentumu gördüğümüz yere q_i'e göre kısmi türev ile tanımlanan bir diferansiyel operatör koyarız. Daha açık anlatımla, p_i'in yerine $-i\hbar\partial/\partial q_i$ ifadesini koyarız. Buna göre, kuantum Hamilton fonksiyonumuz H, yalnızca bir sayıyı değil türevleri ve çarpımları, vb. içeren (çoğu kez kompleks değerli) matematiksel bir *işlemciye* dönüşür! Biraz hokus-pokusa benziyor! Fakat bu sadece matematiksel bir kurgulama değildir; işe yarayan gerçek bir *sihirdir*! (Klasik bir ifadeden yola çıkarak bir kuantum Hamilton işlemcisi üretmek işlemi biraz 'sanat' gerektirir, fakat alışılmadık doğası dikkate alındığında yöntemin pek az belirsizlik içermesi dikkate değer bir olgudur.)

Schrödinger denkleminin (H ne olursa olsun) göz önünde bulundurulması gereken en önemli özelliği *çizgisel* olmasıdır: Başka bir deyişle, eğer $|\psi\rangle$ ve $|\varphi\rangle$ bu denklemi sağlıyorlarsa, $|\psi\rangle + |\varphi\rangle$ toplamı da sağlar; veya, daha doğrusu, w ve z sabit kompleks sayılar olmak üzere $w|\psi\rangle + z|\varphi\rangle$ gibi herhangi bir toplam

da aynı denklemi sağlar. Dolayısıyla, kompleks çizgisel birleştirim, Schrödinger denklemi için hep geçerlidir. İki olası alternatif durumun (kompleks) çizgisel birleştirimi, sadece *U* işlemiyle 'ayrıştırılamaz'! İşte bu nedenle, sadece *bir* seçeneğin sonuçta ayakta kalması için, *ayrı* bir yöntem olarak *R* işlemine de gereksinim vardır.

Klasik fizikteki Hamilton formalizmine benzer biçimde Schrödinger denklemi de sadece özel problemlere uygulanan bir denklem değildir, kuantum mekaniksel denklemler için genel bir çerçeve oluşturur. Uygun bir kuantum Hamilton fonksiyonu bir kez elde edilince, Schrödinger denklemi uyarınca durum vektörünün zaman evrimi, tıpkı $|\psi\rangle$ Maxwell'inki gibi bir klasik alan denklemini sağlayan klasik alanmış gibi süregider. Aslında, $|\psi\rangle$ bir tek foton durumunu tanımlarsa, Schrödinger denklemi Maxwell denklemlerine dönüşür! Bir tek foton durumunun sağladığı denklem, elektromagnetik alanın tümüyle ilgili bir denklemin* tamamen aynısıdır. Bu olgu, Maxwell alanının dalga davranışının ve daha önce şöylece değindiğimiz *tek tek fotonların* kutuplanması olgusunun nedenidir. Başka bir örnek olarak, eğer $|\psi\rangle$ tek elektron durumunu tanımlıyorsa, Schrödinger denklemi, Dirac'ın 1928'de bulduğu ve özgün sezgileriyle beslediği dikkate değer elektron dalga denklemine dönüşür.

Gerçekte, Dirac elektron denklemi, Maxwell ve Einstein denklemlerinin yanısıra, fiziğin Büyük Alan Denklemlerinden birisi olarak nitelenmelidir. Bu denklemle ilgili yeterli bir izlenim yaratmak için burada konumuzdan uzaklaşmamı gerektirecek matematiksel görüşlere yer vermek gerekir. Bu nedenle, Dirac denkleminde $|\psi\rangle$ değerinin, daha önce incelediğimiz gibi (s. 142) 360° dönme altında alışılmadık 'fermiyon' niteliği olan $|\psi\rangle \rightarrow -|\psi\rangle$ özelliğine sahip olduğunu belirtmekle yetiniyorum. Dirac ve Maxwell denklemleri birarada, kuantumlu alan kuramlarının en başarılısı olan kuantum elektrodinamiğinin ana öğelerini oluştururlar.

* Ancak, denklemlerin çözümleri arasında önemli bir fark vardır. Klasik Maxwell alanları reel değerlidir, halbuki foton durumları kompleksdir. Ayrıca, foton durumunun sağlaması gereken ve 'artı frekans' koşulu denen bir koşul daha vardır.

Kuantumlu Alanlar Kuramı

'Kuantumlu alanlar kuramı' olarak tanınan konu, özel görelilik ile kuantum mekaniği görüşlerinin birleşmesinden doğmuştur. Standart (yani, göreli olmayan) kuantum mekaniğinden, belli türden parçacıkların sayısının sabit olmaması nedeniyle ayrılır. Her tür parçacık kendine ait *karşıt* parçacığa sahiptir (bazen, fotonlarda olduğu gibi, asıl parçacığın aynısı.) Kütleli bir parçacık ve onun karşıt parçacığı, enerji oluşturmak üzere birleşip yok olabilir veya tersine böyle bir çift, enerjiden yaratılabilir. Gerçekte, parçacıkların sayısının kesin belirlenmesi dahi gerekmez, çünkü farklı sayıda parçacıklara sahip durumların çizgisel birleştirimlerine izin verilir. En önemli kuantumlu alanlar kuramı, temelde elektronların ve fotonların kuramı olan 'kuantum elektrodinamiğidir'. Kuram, öngörülerinin doğruluğu ile dikkat çeker (örneğin, bir önceki bölümde, s. 7, değinilen 'elektronun magnetik momentinin kesin değeri' gibi.) Ancak, oldukça dağınık -ve tümüyle tutarlı olmayan- bir kuramdır; çünkü başlangıç aşamasında anlamsız 'sonsuzluklar' verir. Bu gibi belirsizliklerin 'renormalizasyon' olarak bilinen bir işlemle giderilmesi gerekir. Kuantumlu alan kuramlarının hepsine renormalizsayon işlemi uygulanamaz, uygulansa bile hesaplaması çok zordur.

Kuantumlu alanlar kuramına en popüler yaklaşım 'yol integrali' yaklaşımıdır. Söz konusu yaklaşımda, kuantum çizgisel birleştirimleri yalnız (basit dalgafonksiyonları için olduğu gibi), farklı parçacık durumlarından değil fiziksel davranışın tüm uzay-zaman tarihçelerinden oluşur (popüler bir tanımlama için bkz. Feynman 1985). Ne var ki bu yaklaşım, kendine ait başka sonsuzluklara sahiptir ve ancak çeşitli 'matematiksel hileler' kullanılarak bunlardan bir anlam çıkarılabilir. Kuantumlu alanlar kuramının tartışılmaz gücüne ve etkileyici doğruluğuna karşın (bu gücünü ve etkisini gösterdiği bir kaç örnekte kuram başarıyla uygulanır), bizi yönlendirdiği herhangi bir 'fiziksel gerçekliğin', tanımına güvenmeden önce daha derin bir anlayışın eksikliğini duyarız.[16]

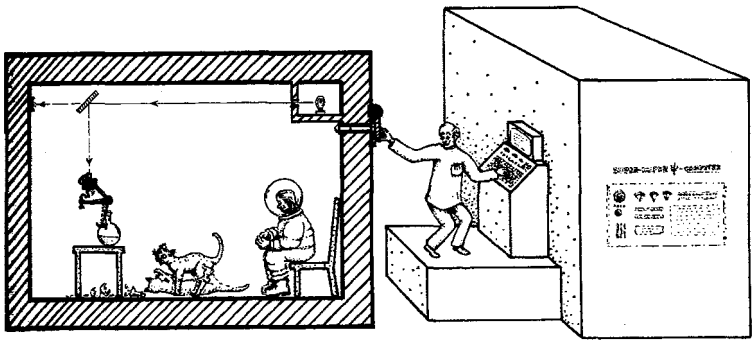
Şunu açıkça belirtmeliyim ki, kuantumlu alanlar kuramının, kuantum kuramı ve özel görelilik kuramı arasında sağladığı

uyum sadece *kısmidir* - yalnız U ile ilgilidir, ve daha çok matematiksel olarak biçimsel niteliktedir. R ile birlikte oluşan 'kuantum atlamalarının' tutarlı bir göreli yorumu sorununa, EPR türü deneylerde yaşadığımıza benzer zorluklara, kuantumlu alanlar kuramı değinmez bile. Aynı zamanda, evrensel kütleçekimiyle ilgili olarak tutarlı veya inanılır bir kuantumlu alanlar kuramı yoktur. 8. Bölümde, bu gibi konuların hiç de tamamen birbiriyle ilişkisiz olmadığını önereceğim.

Schrödinger'in Kedisi

Tanımlamalarımıza başladığımızdan bu yana ilgi duymaktan kendimizi alamadığımız bir konuya sonunda geldik. Kriket toplarını aynı anda iki ayrı yerde göremediğimiz örneğinde olduğu gibi, klasik ölçekli nesnelerin kuantum çizgisel birleştirimlerini neden görmüyoruz? Nasıl oluyor da atomlar öyle bir 'ölçme aygıtı' oluşturuyorlar ki, R yöntemini U yönteminin önüne geçiriyor? Kuşkusuz bir ölçme aygıtı fiziksel dünyanın parçasıdır. Davranışını araştırıp bulmak üzere tasarımlanmış olabileceği kuantum mekaniksel öğelerden yapılmış bir aygıtı, incelenmekte olan fizik sistemiyle *birlikte, bileşik bir kuantum sistemi* olarak neden kabul etmeyelim? Şimdi araya hiçbir gizemli 'dış' ölçüm giremez. Bileşik sistemin yalnızca U uyarınca evrimleşmesi gerekiyor. Fakat böyle yapar mı? *U'nun* bileşik sistem üzerindeki etkisi tümüyle belirleyici olup, sistemin kendine uygulamakta olduğu 'ölçme' veya 'gözlem' işleminde R-tipi olasılıkçı belirsizliklere yer yoktur! Burada bir çelişki görülüyor; bu çelişki, Erwin Schrödinger (1935) tarafından bulunan ünlü düşünce deneyinde özellikle canlandırılmıştır: *Schrödinger'in kedisi ikilemi.*

Duvarlarından ne içeriye ne de dışarıya hiçbir fiziksel etkinin geçemiyeceği şekilde mükemmel inşa edilmiş kilitli bir sandık düşünün. Sandığın içinde bir kedi ve ayrıca herhangi bir kuantum olayı tarafından çalıştırılmaya hazır bir aygıt bulunduğunu varsayın. Kuantum olayı meydana geldiği anda aygıt içinde siyanür bulunan küçük bir şişeyi kırar ve kedi ölür. Böyle bir olay meydana gelmezse, kedi yaşayacaktır. Schrödinger'in özgün ta-



Şekil 6.33. Schrödinger'in kedisi-eklemeler yapılmış şekliyle.

rifinde kuantum olayı, bir radyoaktif atomun parçalanmasıydı. Ben bunu biraz değiştireceğim ve kuantum olayını, bir fotoselin bir foton tarafından uyarılması olarak alacağım. Bu olayda foton, önceden belirlenen bir durumdaki ışık kaynağı tarafından üretilmiş ve yarı saydam ayna tarafından yansıtılmış olacak (Şekil 6.33). Aynadaki yansıma, fotonun dalgafonksiyonunu iki kısma ayırır; bunlardan birisi yansıtılırken diğeri aynadan geçer. Yansıtılan fotonun dalgafonksiyonu bir fotoselde odaklanır ve böylece eğer foton, *fotoselde kaydediliyorsa yansıtılmış demektir.* Bu aşamada siyanür gazı serbest bırakılır ve kedi ölür. Fotosel kayıt yapmazsa foton, yarı saydam aynadan geçerek arkadaki duvara *iletilmiş demektir* ve kedi kurtulur.

Sandığın *içindeki* bir gözlemcinin bakış açısına göre (biraz tehlikeli olmakla birlikte), sandığın içerisinde olup bitenlerin tanımı gerçekten böyledir. (Gözlemciye koruyucu giysiler giydirsek iyi olur!) Ya foton yansıdığı için fotoselin kayıt yaparak 'gözlemlenmiş' olduğu ve kedinin öldüğü, *ya da* fotoselin kayıt *yapmadığı için* 'gözlemlenmediği' ve kedi ölmediği için fotonun iletilmiş olduğu kabul edilir. Ya biri ya da diğeri gerçekten meydana gelir: R etkilidir ve her bir seçeneğin olasılığı yüzde 50'dir (çünkü *yarı* saydam bir ayna kullanılmıştır). Şimdi, sandığın *dışında* bulunan bir fizikçinin görüşünü alalım. Sandığın içindekilerin *başlangıç* durum vektörünün, sandık kilitlenmeden önce gözlemci tarafından 'bilindiği' şeklinde alabiliriz. (Uygulamada bunun böyle olacağını iddia etmiyorum, ama kuan-

tum kuramında *ilke olarak*, gözlemcinin sandığın içindekileri bilmesine olanak olmadığını iddia edecek hiç bir şey yoktur.) Dışarıdaki gözlemciye göre, hiç bir 'ölçme' gerçekte yapılmamıştır ve böylece durum vektörünün tüm evriminin, *U* ilkesine uygun olarak meydana gelmiş olması gerekir. Foton, önceden belirlenmiş durumunda kaynağından yayılır -her iki gözlemci bu konuda aynı görüştedir- ve dalgafonksiyonu iki demete ayrılır; her birindeki foton genliği, diyelim ki, $1/\sqrt{2}$'dir (bunun mutlak değer karesi, 1/2 olasılığını verebilir). Sandığın içindekilerin tümü, dışarıdaki gözlemcinin görüşüne göre bir tek kuantum sistemi olduğu için, seçenekler arasındaki çizgisel birleştirimi kedinin ölçeğine kadar yükseltilmelidir. Fotoselin kayıt yapmasıyla ilgili genlik $1/\sqrt{2}$, kayıt yapmamasıyla ilgili genlik yine $1/\sqrt{2}$'dir. *Her iki* seçenek, bir kuantum çizgisel birleştirimde eşit ağırlıklı olarak durumda yerlerini almalıdırlar. Dışardaki gözlemciye göre kedi, ölü durumu ile canlı durumunun çizgisel birleştirimindedir.

Bunun böyle olması gerektiğine gerçekten inanıyor muyuz? Schrödinger, inanmadığını açıkça belirtmiştir. Aslında, kuantum mekaniğinin *U* kuralının, bir kedi gibi büyük veya karmaşık bir nesneye uygulanmaması gerektiğini savunmuştur. Schrödinger denkleminin tanımında bir şeyler yanlış gitmiş olmalı. Kuşkusuz Schrödinger kendi denklemi hakkında kendisi söz sahibiydi ama, bu bize tanınmış bir ayrıcalık değildir! Bir çok (ve belki de çoğu fizikçi), aksine, *U* kuralı lehine şimdi öylesine çok kanıt var ki -aleyhine hiç yok-, bir kedi ölçeğinde bile olsa, bu tür bir evrimden vazgeçmeye hakkımız yok diyeceklerdir. Bu görüş kabul edilirse, görünüşe göre, fiziksel gerçeklik konusunda çok *öznel bir görüşe* doğru yöneliyoruz. Dışarıdaki gözlemci için kedi gerçekten canlı ve cansız olmanın çizgisel birleştirimindedir, ve yalnızca sandık açıldığı zaman kedinin durum vektörü ya bir duruma ya da ötekine atlayacaktır. Öte yandan, sandığın içindeki (özel giysili) gözlemci için, kedinin durum vektörü çoktan atlamış olacak, ve dışardaki gözlemcinin

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|\text{cansız}\rangle + |\text{canlı}\rangle\right)$$

çizgisel birleştirimiyle en ufak bir ilgisi bulunmayacaktır. Görünüşe göre durum vektörü ne de olsa 'tümüyle gözlemcinin zihnindedir!'

Durum vektörünü gerçekten böylesine öznel olarak yorumlayabilir miyiz? Diyelim ki dışardaki gözlemci, sadece sandığın içine 'bakmaktan' daha karmaşık bir şey yaptı. Diyelim ki, sandığın içindekilerle ilgili ön bilgisini ve Schrödinger denkleminin kendisine sağladığı geniş 'hesaplama' olanağını kullanarak, sandığın içindeki gerçek durumu veren, ('doğru' olarak!) $|\psi\rangle$'yi bulsun (Burada $|\psi\rangle$ gerçekten bir cansız kedi ile bir canlı kedinin çizgisel birleştirimini içerir.) Diyelim ki daha sonra, $|\psi\rangle$ gerçek durumunu sandık içinde $|\psi\rangle$'ye dik olan herhangi bir şeyden ayıran o belli deneyi yapsın (Daha önce açıklandığı gibi, kuantum mekaniğinin kuralları uyarınca gözlemci, *ilke olarak*, böyle bir deneyi, uygulamada son derece zor olmasına karşın, yapabilir.) İki olası sonuç sırasıyla 'evet, sistem $|\psi\rangle$ durumundadır' ve 'hayır, $|\psi\rangle$ durumuna diktir' olacaktır. Bu yanıtların olasılık oranları, sırasıyla, yüzde 100 ve yüzde 0'dır. Özellikle, $|\chi\rangle = |\text{cansız}\rangle - |\text{canlı}\rangle$ durumu için, yani $|\psi\rangle$ durumuna dik durum için olasılık sıfıra eşittir. Deneyin bir sonucu olarak $|\chi\rangle$ bulunmasının olanaksızlığı, ancak her iki seçeneğin, yani $|\text{cansız}\rangle$ ve $|\text{canlı}\rangle$ seçeneklerinin *birarada varolmaları* nedeniyle doğabilir.

Foton yol uzunluklarını (veya aynanın geçirgenlik oranını) biraz değiştirsek $|\text{cansız}\rangle + |\text{canlı}\rangle$ durumu yerine bir başka toplam, diyelim $|\text{cansız}\rangle - i\,|\text{canlı}\rangle$, vb. elde etsek bile bu sonuçu değiştirmezdi: Bütün bu farklı toplamlar farklı deneysel sonuçlar verirler - kuşkusuz, ilke olarak! Bu nedenle, kediciğimizi etkileyen, ölüm ve yaşam arasındaki bir tür ortak varoluş bile değilmiş. Farklı *kompleks* toplamlara izin veriliyor ve bunlar, ilke olarak, birbirinden ayırdedilebiliyormuş! Ancak, sandığın içindeki gözlemci için bütün bu birleşimler anlamsız görünür: Kedi ya canlıdır, ya da cansız. Bu tür ayırımdan nasıl bir anlam çıkarabiliriz? Bu (ve bununla ilgili) sorulara ilişkin görüşlere kısaca değineceğim - ama kuşkusuz hepsine aynı ölçüde tarafsız davranacağım söylenemez!

Bugünün Kuantum Kuramında Çeşitli Yaklaşımlar

Herşeyden önce, $|\psi\rangle$ durumunu, $|\psi\rangle$ durumuna dik herhangi bir şeyden ayıran deney gibi bir deneyin yapılmasında açıkça görülen güçlükler var. Böyle bir deney, *uygulamada*, bir dış gözlemci için olanaksızdır. Özellikle, $|\psi\rangle$ durumunun daha sonraki aşamalarda ne olacağını hesaplamaya başlamadan önce dahi, sistemin tüm içeriğinin (iç gözlemci de dahil) kesin durum vektörünü bilmek zorundadır. Ne var ki, bu deneyin sadece uygulamada değil ilke olarak da olanaksız olduğunu, çünkü aksi halde '$|$canlı$\rangle$' veya '$|$cansız$\rangle$' durumlarından birini, fiziksel gerçeklikten ayırmak hakkına sahip olamıyacağımızı öngörüyoruz. Sorun şu ki, kuantum kuramı, bugünkü haliyle, 'olanaklı' ve 'olanaksız' ölçmeler arasına kesin bir çizgi çizilmesi ile ilgili bir kural içermiyor. Belki böyle bir kesin ayırım olmalı ama günümüzdeki kurallarıyla kuantum kuramı buna izin vermiyor. Böyle bir ayırımı tanımlamak, kuantum kuramını *değiştirmek* olurdu.

İkinci olarak, pek de yabancısı olmadığımız bir görüş var ki, sistemin *çevresini* yeterince dikkate aldığımız takdirde sorunların ortadan kalkacağını savunur. Sistemin içindekileri dış dünyadan tümüyle soyutlamak uygulamada *gerçekten* olanaksızdır. Dış çevre, sistemin içindeki duruma dahil olur olmaz, dışardaki gözlemci sistemin içeriğini, tek durum vektörüyle verilmiş olarak kabul edemez. Hatta *kendi* durumu bile, sistemin içeriği ile karmaşık bir şekilde ilişkilendirilmiş olur. Üstelik, birbiriyle iç içe girmiş muazzam sayıda farklı cisimcikler sisteme girecek, farklı olası çizgisel birleştirimlerin etkileri aşırı sayıda çok serbestlik dereceleri kazanarak evrende giderek daha fazla yayılacaktır. Bu kompleks çizgisel birleştirimleri basit olasılık ağırlıklı seçeneklerden ayırdetmenin *pratik* bir yolu (diyelim, uygun girişim etkilerini gözlemleyerek) yoktur. Bu sistemin içeriğinin dış dünyadan soyutlanması meselesi bile değildir. Kedinin kendisi yığınla parçacıktan oluşur. Bu nedenle, canlı bir kedi ile cansız bir kedinin kompleks çizgisel toplamları *sanki* basit bir olasılık karışımıymış gibi ele alınabilir. Ancak, ben bunu hiç de tatmin edici bulmuyorum. Bir önceki görüş uyarınca, girişim etkilerini elde etmenin hangi aşamada resmen 'olanaksız'

sayılması gerektiğini, böylece kompleks birleştirimin genliklerinin mutlak değer karelerinin, 'cansız' ve 'canlı' bulma olasılıklarının ağırlıklarını vermelerinin bu aşamada açıklanıp açıklanamıyacağını sorabiliriz. Dünyanın 'gerçekliği' bir bakıma 'gerçekten' bir *reel* sayı olasılık katsayısı olsa bile kendini şu veya bu seçeneğe nasıl dahil eder? Yalnızca U evrimine dayanarak *gerçekliğin birleştiriminden* kendini, iki seçeneğin kompleks (veya reel) bir çizgisel birleştiriminden bu seçeneklerin *birine veya ötekine* nasıl dönüştürebileceğini anlamıyorum. Öznel bir dünya görüşüne doğru geriye sürükleniyoruz sanki!

Bazen bazıları karmaşık sistemlerin 'durumlarla' değil, *yoğunluk matrisleri* denilen bir genellemeyle tanımlanmaları gerektiğini savunurlar (von Neumann 1955). Böyle bir tanımlama hem klasik olasılıkları, hem de kuantum genliklerini kapsar. Sonuçta, bir çok farklı kuantum durumu, gerçekliği temsil etmek amacıyla biraraya getirilir. Yoğunluk matrisleri yararlıdır ama tek başlarına kuantum ölçümüne ilişkin derin sorunlu konuları çözemezler.

Gerçek evrimin belirleyici U süreci olduğunu savunmaya çalışabiliriz, ama olasılıkları yaratan bileşik sistemin kuantum durumunun gerçekte ne olduğuna dair bilgimizde varolan belirsizliklerdir. Bu durumda tamamen 'klasik' görüşü, yani olasılıkların kaynağını, başlangıç durumundaki belirsizliklerle ilişkilendiren görüşü benimsemiş oluruz. Başlangıç durumundaki ufak farkların, klasik sistemlerdeki 'kaos' kavramı gibi, evrim içerisinde büyük boyutlu farklara dönüşeceği (örneğin hava tahminleri, bkz. 5. Bölüm s. 32) düşünülebilir. Ancak bu 'kaos' etkileri bizzat U tarafından yaratılamaz çünkü U *çizgiseldir*: istenmeyen çizgisel birleştirimler U kapsamında sonsuza dek kalıcıdırlar! Böyle bir birleştirimi, seçeneklerden birine veya ötekine indirgemek için *çizgisel olmayan* bir şeye gerek vardır; bu nedenle U tek başına yararlı olamaz.

Bir diğer görüş olarak, Schrodinger'in kedisi deneyinde, gözlemden açıkca belirgin tek sapmanın görünür nedeninin bilinçli gözlemcilerin (birisi (veya ikisi) içerde birisi dışarda olmak üzere) varlığı olduğuna dikkat edebiliriz.

Belki kompleks kuantum çizgisel birleştirimi, *bilinç* için geçerli değildir! Bu görüşle ilgili genel bir matematiksel model

Eugene P. Wigner (1961) tarafından ileri sürülmüştür. Wigner, Schrödinger denkleminin çizgiselliğinin bilinçli (veya sadece 'canlı') nesneler için geçerli olmayabileceğini, seçeneklerden birini veya ötekini tercih edecek çizgisel olmayan bir yöntemin bu denklemin yerine kullanılmasını önermiştir. Kuantum olgusuna, bilinçli düşünme sistemimizde bir rol aramakta olduğum için ki -gerçekten de arıyorum- okuyucu, böyle bir öneriye olumlu yaklaşacağımı düşünebilir. Ancak, böyle bir öneriden hiç de hoşnut değilim. Dünyanın *gerçekliğini* yansıtamayacak kadar taraflı ve rahatsız edici bir görüşe yönlendiriyor bu insanı. Evrenin, bilinçliliği barındıran köşeleri sayıca pek az ve birbirinden çok uzakta olabilir. Wigner'e göre, kompleks kuantum çizgisel birleştirimleri *yalnız* bu köşelerde gerçek seçeneklere ayrışabilir. *Bize* göre, öteki köşeler de evrenin geri kalan kısımlarıyla aynıdır, çünkü biz, kendimiz, gerçekte neye *bakarsak* bakalım (veya gözlemleyelim), bilinçli gözlemimizin gerçek eylemleri nedeniyle, baktığımız şey, daha önce böyle yapmış *olsun olmasın*, 'seçeneklerine' ayrışır. Böylesine taraflı bir görüş, dünyanın *gerçeği* ile ilgili çok rahatsız edici bir tanımlamaya kaynak olabileceği için ben, kendi adıma, ancak büyük bir isteksizlikle böyle bir görüşü kabullenebilirim.

Buna benzer bir görüş, *katılımcı evren* adıyla bilinir (John A. Wheeler tarafından 1983 yılında ileri sürülmüştür), ve bilinçliliğin rolünü aşırı (farklı) bir uca götürür: Örneğin, gezegenimiz üzerinde bilinçli yaşamın evrimi, çeşitli zamanlarda meydana gelmiş uygun değişikliklerin (mutasyonların) sonucudur. Bu değişiklikler, her halde, kuantum olaylarıdır. Ve bu nedenle, varoluşu doğru mutasyonların 'gerçekten' oluşmasına bağımlı bilinçli bir varlık evrimleşinceye kadar sadece çizgisel birleştirimli biçimde varolacaklardır! Bu görüş uyarınca, geçmişimizi bugünkü varlığımızla bütünleştiren bizim kendimizin varoluşudur. Böyle bir tanımlamanın içerdiği döngülük ve ikilem bazılarına çekici gelebilir ama ben kendi adıma özellikle rahatsız edici buluyorum ve aslında pek de inandırıcı gelmiyor.

Kendince mantıksal, fakat biraz önce değindiğim görüşten daha az tuhaf olmayan bir başka görüş, Hugh Everett III'e aittir (1957). *'Bir çok dünya'* adıyla bilinen bu görüşün yorumuna göre, *R* evrimde asla rol oynamaz. Durum vektörünün tüm evrimi -ki

bu gerçek olarak kabul edilmektedir- daima belirleyici *U* yöntemiyle yönetilir. Bu durumda, Schrödinger'in kediciği, sandığın içindeki koruyucu giysili gözlemciyle birlikte, kedi yaşam ve ölümün bir birleştiriminde olmak üzere, kompleks çizgisel bir toplam halinde varolmalılar. Ancak, kedinin cansız durumu, içerdeki gözlemcinin bilinçlilik durumuyla ilişkilendirilmiştir, canlı durumu ise bir başka durumla (örneğin, kısmen de olsa kedinin bilinçliliği ile ve sandığın içeriğini öğrendiği zaman dışardaki gözlemcinin de bilinçliliği ile ilişkilendirilmiştir). Her bir gözlemcinin bilinç durumu 'ikiye ayrılır' kabul edildiğine göre her bir gözlemci iki kez varolacak, her varoluşunda farklı deneyimler edinecektir (yani, bir bilinç durumu ölü kediyi, ötekisi canlı kediyi görecektir.) Gerçekten, yalnız gözlemci değil, içinde yaşadığı tüm evren, dünyayı her 'ölçmesinde', iki (veya daha fazla) parçaya ayrılır. Böyle bir parçalanma, yalnız gözlemcilerin 'ölçümleri' nedeniyle değil genelde kuantum olaylarının makroskopik büyümesi nedeniyle, tekrar tekrar oluşur ve bu şekilde oluşan evren 'dalları' çılgınca kol budak salmaya başlar. Gerçekten, her olasılık seçeneği geniş bir birleştirimde hep birarada varolacaktır. Bu bakımdan bu görüşe en ekonomik varsayım gözüyle bakmak zordur; fakat benim itirazım, bu yorumun ekonomik olmamasından kaynaklanmıyor. Benim anlamadığım, bilinçli bir varlığın, bir çizgisel birleştirimdeki seçeneklerden neden sadece 'birinin' bilincinde olması gerektiğidir. Bilinçliliğin hangi özelliği, bir ölü ve bir canlı kedinin kompleks çizgisel birleştiriminin 'farkına varılmamasını' öngörüyor? Bana öyle geliyor ki, bir çok dünyalar görüşü, gözlemlediğimiz dünyayla uyumlaştırılmadan önce, bir bilinçlilik kuramına gereksinim vardır. Evrenin 'gerçek' (nesnel) durum vektörü ile gerçekten 'gözlemlenmesi' gerekli evren arasında ne gibi bir ilişkinin olduğunu anlamıyorum. *R*'nin 'görüntüsünün', bir anlamda, bu tanıma tümdengelimli olarak dahil edilebileceği yolunda iddialar bulunmakla birlikte, ben bu iddiaların destek göreceğini sanmıyorum. En azından, sistemin işlemesi için daha fazla elemanlar gerekir. Bana öyle geliyor ki, 'çok dünyalar' görüşü, kuantum ölçmelerinin *gerçek* sorunlarına eğilmek yerine, bizzat kendisi yığınla sorun yaratmaktadır. (Karşılaştırınız De Witt ve Graham 1973).

Bütün Bunlar Bizi Nereye Getirdi?

Bütün bu karmaşık konular, şu veya bu ad altında, kuantum mekaniğinin *herhangi bir* yorumunun, günümüzün kuramı olduğunu vurgulamaktadır. Standart kuantum kuramının bugüne değin, dünyayı nasıl tanımlamamız gerektiği hakkında, özellikle bu karmaşık konularla ilgili olarak bize neler bildirdiğini kısaca gözden geçirelim ve soralım: Buradan nereye gidiyoruz?

Önce, anımsayın: Kuantum kuramının tanımları, alternatif olasılıklar arasındaki enerji farkları çok küçük düzeyde kaldığı sürece, yalnız moleküllerin, atomların veya atomaltı parçacıkların *kuantum düzeyinde* değil daha büyük ölçeklerde de uygun şekilde (yararlı şekilde?) uygulanabilmektedir. Kuantum düzeyinde 'seçenekleri' bir tür kompleks katsayılı birleştirimlerde *birarada bulunur*, olarak kabul etmeliyiz. Katsayılar olarak kullanılan kompleks sayılara *olasılık genlikleri* diyoruz. Kompleks katsayılı seçeneklerin farklı bir birleştirimi, farklı bir *kuantum durumunu* tanımlar, ve herhangi bir kuantum sistemi böyle bir kuantum durumuyla açıklanmaktadır. Çoğu kez, *spin* örneğinde en açık şekliyle görüldüğü gibi, bir kuantum durumunu oluşturan seçeneklerin, hangilerinin 'gerçek', hangilerinin yalnızca 'toplamlar' olduklarını bildiren hiç bir yol yoktur. Sistem, kuantum düzeyinde *kaldığı* sürece, kuantum durumu tamamen *belirleyici* bir şekilde evrimleşir. Belirleyici evrim U süreci olup, *Schrödinger denklemi* tarafından yönetilir.

Farklı kuantum seçeneklerinin etkileri,seçenekler arasındaki farkları doğrudan algılayabilmemiz için, *klasik düzeye* yükseltildiklerinde kompleks katsayılı birleştirimlerin artık etkilerini kaybettikleri görülür. Bunun yerine, kompleks genliklerin mutlak değer kareleri (yani, belirli bir kompleks düzlemde merkeze uzaklıkları) oluşturulmalıdır ve bu reel sayılar artık söz konusu seçeneklerle ilgili gerçek *olasılıklar* olarak yeni bir rol üstlenirler. R süreci uyarınca, seçeneklerden yalnız *birisi* fiziksel deneyin gerçekliğinde ayakta kalır. (R süreci, U sürecinin tümüyle aksi olup, buna durum vektörünün indirgenmesi veya dalgafonksiyonunun çökmesi de denir.) İşte yalnız ve yalnız bu aşamada kuantum kuramının belirleyici olmaması özelliği devreye girer.

Kuantum durumunun, *nesnel* bir tanımlamaya olanak sağladığı güçlü bir şekilde savunulabilir. Ama bu biraz karmaşık ve hatta oldukça ikilemli bir tartışma olabilir. Birden fazla parçacık söz konusu olduğu zaman kuantum durumları çok karışık bir hale gelebilirler ve gelirler de. Tek tek parçacıklar kendi başlarına 'durumlara' sahip olmazlar, fakat yalnız öteki parçacıklarla karmaşık 'dolaylı ilişkiler' içerisinde varolabilirler ki buna 'ilintiler' (korelasyonlar) diyoruz. Bir bölgedeki bir parçacık, klasik düzeye yükseltimini sağlayan bir etki yaratması anlamında, 'gözlemlendiği' zaman R yasasının devreye girmesi gerekir; fakat, görünüşe göre, bu durumda, gözlemlenen parçacığın karşılıklı ilişkide bulunduğu öteki parçacıklar *eşanlı* etkilenir. Einstein - Podolsky - Rosen (EPR) tipi deneyler (Aspect'in deneyi gibi: Bir kuantum kaynağından çıkarak iki zıt yönde ilerleyen bir foton çiftinin, daha sonra birbirinden metrelerce uzaktayken kutuplanmaları ölçülür) kuantum fiziğinin karmaşık fakat o ölçüde temel gözlemsel özelliğini ortaya koyar: Kuantum fiziği *yerel değildir* (bu nedenle Aspect'in deneyindeki fotonlar birbirinden bağımsız parçacıklar olarak işlem göremezler!) Eğer R'nin nesnel şekilde etkili olduğu düşünülürse (ki kuantum durumunun nesnelliğinin dolaylı bildirimine göre böyledir) bu durumda özel göreliliğin özüne aykırılık söz konusudur. (İndirgemeli) durum vektörünün *nesnel biçimde gerçek uzay-zaman tanımı*, göreliliğin koşullarıyla tutarlı bir şekilde yapılamıyor demektir! Ancak, kuantum kuramının gözlemsel sonuçları görelilikle çelişmez.

Kuantum kuramı R'nin *ne zaman* ve *neden* gerçekten (veya görünüşte?) rol alması gerektiğini bildirmez. Üstelik, klasik düzeyin neden klasik göründüğünü açıklamak konusunda da suskundur. Kuantum durumlarının 'çoğu', klasik durumlara hiç benzemez!

Bütün bunlar bizi hangi noktada bırakıyor? Kuantum mekaniğinin, makroskopik cisimlere uygulandığında, *yanlış* olması olasılığının, veya daha doğrusu, U ve R yasalarının yalnız daha eksiksiz fakat henüz bulunmamış bir kurama mükemmel yaklaşıklıklar sağlaması olasılığının ciddi bir şekilde düşünülmesi gerektiğine inanıyorum. Kuramın gözlemle sağladığı bu çok mükemmel uzlaşma, sadece U yasasına değil bu iki yasanın

biraraya getirilmesine bağlıdır. Eğer U yasasının çizgiselliği makroskopik dünyaya da uzasaydı kriket toplarının ve benzerlerinin farklı konumlarının (veya farklı spinlerinin, vb.) kompleks çizgisel birleştirimlerinin fiziksel gerçekliğini kabul etmek zorunda kalırdık. Sadece sağ duyu bile, dünyanın aslında bu şekilde davranmadığını söyler! Kriket toplarının, *klasik* fizikte yapılan tanımları gerçekten iyi yaklaşık tanımlardır. Oldukça iyi tanımlanmış konumlara sahiptirler, kuantum mekaniğinde izin verildiği gibi aynı anda iki ayrı yerde görülmezler. Eğer U ve R süreçleri yerine daha geniş kapsamlı bir yasa getirilebilseydi, Schrödinger denklemin aksine, böyle bir yeni yasa özünde çizgisel *olmayacaktır* (çünkü R çizgisel davranmaz). Bazıları buna itiraz ediyor ve çok haklı olarak, standart kuantum kuramının matematiksel şıklığının çizgiselliğinden kaynaklandığını belirtiyorlar. Ancak ben, kuantum kuramının gelecekte, çizgisellik özelliğini yalnız yaklaşık tanımlar için kullanabileceği, köklü bir değişime uğramamasının şaşırtıcı olacağını hissediyorum. Kuşkusuz böyle bir değişimin belirtileri şimdiden görülüyor: Newton'un şık ve güçlü evrensel kütleçekimi kuramı bu özelliklerini, kuramdaki kuvvetlerinin *çizgisel* şekilde toplanabilmesine borçludur. Yine de, Einstein'ın genel görelilik kuramında çizgisellik kavramı yalnız (mükemmel olmasına karşın) bir yaklaşıklık olarak kalmıştır - ve düşününüz ki Einstein kuramının şıklığı, Newton'unkini aşar!

Kuantum kuramının bilmecelerinin çözümünün yeni bir gelişmiş kuram bulmamızla mümkün olduğuna inandığımı açık açık söyledim. Bu, alışılmış görüş olmasa da tümüyle alışılmamış bir görüş de değildir. (Kuantum kuramının kurucularından çoğu aynı görüştedirler. Einstein'ın görüşlerine daha önce değinmiştim. Schrödinger (1935), de Broglie (1956) ve Dirac da (1939), kuantum kuramına geçici gözüyle bakmışlardır.) Kuramın böyle bir değişim geçireceğine inansak bile, bunun *nasıl* gerçekleşeceğine ilişkin sınırlamalar büyük boyutlarda olacaktır. Belki bir tür 'saklı değişkenler' fikri sonunda kabul edilir nitelikte görülecektir. Fakat EPR tipi deneylerin sergilediği yerelsizlik kavramı, dünyanın 'gerçekçi' bir tanımının yapılmasını şiddetle engellemektedir. Oysa böyle bir tanım basit bir uzayzamanda, görelilik ilkeleriyle uyum sağlamamız için verilen

kendine özgü yapıdaki uzay-zamanda, rahatlıkla yapılabilirdi - bu nedenle çok daha köklü bir değişikliğe gerek olduğuna inanıyorum. Üstelik, kuantum kuramı ile deney arasında herhangi bir uyuşmazlığa rastlanmamıştır; elbette, çizgisel birleştirimli kriket toplarının varolmasının mümkün olmadığını aksine kanıt olarak kabul etmediğiniz sürece. Kanımca, çizgisel birleştirimli kriket toplarının varolmaması gerçekten bir karşıt kanıttır! Ama bu, tek başına, büyük yardım sayılmaz. Mikroskopik düzeyin altında kuantum kurallarının geçerli olduğunu, kriket toplarının düzeyinde ise söz sahibinin klasik fizik olduğunu biliyoruz. İkisinin arasında bir yerde, kuantum dünyasının klasik dünyayla nasıl kaynaştığını görmek için, yeni yasayı anlamamız gerekiyor. Yine, inanıyorum ki, eğer uslarımızı anlayabileceksek yeni yasaya gereksinimimiz olacak! Bütün bu nedenlerle inanıyorum ki, yeni ipuçları aramamız gerekli.

Bu bölümde yer alan kuantum kuramı tanımlamalarımda, geometrik ve 'gerçekçilik' ayrıntılarını alışılagelmişten fazla vurgulamakla birlikte genelde herkesin bildiği bir biçimde yaklaştım. Bir sonraki bölümde, bize gerekli bazı ipuçlarını arıyacağız - geliştirilmiş bir kuantum mekaniği hakkında bazı izlenimler edinmemize yardımcı olacağına inandığım ipuçlarının peşine düşeceğiz. Yolculuğumuz evimize yakın bir yerde başlayacak ama çok uzaklara doğru yol almak zorunda kalacağız. Uzayın derinliklerine yapacağımız keşif gezisi sonrası geri döneceğiz, hem de ta zamanın başlangıcına!

1. 'Ciddi' bir felsefi görüşün nasılsa azıcık da olsa gerçekçilik içereceğini sanmıştım. Görünüşte ciddi düşünürlerin, çoğu kez kuantum mekaniğinin bildirimleriyle ilgilenen fizikçilerin, gerçekten 'orada bir yerde' 'gerçek' dünya olmadığına dair öznel bir görüşü benimsediklerini görmek beni daima şaşırtır! Olabildiğince gerçekçi bir çizgi izlemem, bu tür öznel görüşlerin çoğu kez ciddi ölçüde savunulduğunun farkında olmadığım anlamına gelmez - sadece, öznel görüşlerden bir anlam çıkaramıyorum. Öznellikle ilgili güçlü ve ilginç bir saldırıya tanık olmak istiyorsanız bkz. Gardner (1983), 1. Bölüm.

2. Özellikle J.J. Balmer, 1885'te, hidrojenin spektrum çizgilerinin frekanslarının $R(n^2 - m^2)$; ifadesiyle verildiğini gösterdi burada n ve m sıfırdan büyük tam sayılardır (R bir sabittir).

3. Belki de bu 'tümüyle alan' tanımını hemen gözardı etmesek iyi olur. Einstein, kuantumlu cisimlerin sergilediği kesikliliğin farkında olarak, yaşamının son otuz yılını, böyle genel klasik türde kapsamlı bir kuram bulmak için uğraşarak geçirdi. Fakat onun girişimleri de, diğerlerinin ki gibi, sonuç vermedi. Parçacıkların kesikli doğasını açıklamak için klasik alanın yanısıra başka bir şeye gereksinim olduğu anlaşılıyor.

4. Söz konusu iki evrim süreci, Macar asıllı Amerikalı matematikçi John von Neumann (1955) tarafından klasik yapıtında açıklanmıştır. Onun '1. sürecine', ben R-durum vektörünün indirgenmesi, onun '2. sürecine' ben U üniter evrim adını verdim. (üniter evrim, aslında, olasık genliklerinin evrim sırasında korundukları anlamınadır). Gerçekte, U kuantum durumu evriminin başka, fakat buradakine eşdeğer diğer tanımları da vardır ama bu tanımlarda 'Schrödinger denklemi' terimi yer almayabilir. Örneğin, 'Heisenberg resmi'nde durumlar, hiç evrim göstermiyormuş gibi tanımlanır, bunun yerine konum / momentum koordinatlarının anlamlarının sürekli değişimi dinamik evrim olarak nitelenir. Öteki farklar burada bizim için önemli değildir; U sürecinin farklı tanımlamaları tamamen eşdeğerdir.

5. Açıklamalarımızın eksik kalmaması amacıyla, Dirac bildiriminde kullanılan cebir yasalarını burada veriyoruz:

$$|\psi\rangle + |\chi\rangle = |\chi\rangle + |\psi\rangle, \qquad |\psi\rangle + (|\chi\rangle + |\varphi\rangle) = (|\psi\rangle + |\chi\rangle) + |\varphi\rangle,$$
$$(z + w)|\psi\rangle = z|\psi\rangle + w|\psi\rangle, \qquad z(|\psi\rangle + |\chi\rangle) = z|\psi\rangle + z|\chi\rangle,$$
$$z(w|\psi\rangle) = (zw)|\psi\rangle, \qquad 1|\psi\rangle = |\psi\rangle,$$
$$|\psi\rangle + 0 = |\psi\rangle, \qquad 0|\psi\rangle = 0, \text{ ve } z0 = 0.$$

6. 'Birim vektör', 'diklik' veya 'olasılık genliği' gibi kavramları basit olarak verebilmemize olanak sağlayan bir işlem vardır: İki vektörün 'skalar çarpımı' (veya iç çarpımı) (Bilinen vektör cebirinde skalar çarpım $a.b \cos\theta$ şeklinde yazılır. a ve b vektörlerin uzunlukların, θ aralarındaki açıyı gösterir). Hilbert uzayı vektörleri arasındaki skalar çarpım genelde bir kompleks sayı verir. $|\psi\rangle$ ve $|\chi\rangle$ vektörlerinin skalar çarpımını $\langle\psi|\chi\rangle$ diye yazarız. Bunun sağladığı cebirsel kurallar şöyledir:
$\langle\psi|(|\chi\rangle + |\varphi\rangle) = \langle\psi|\chi\rangle + \langle\psi|\varphi\rangle$, $\langle\psi|(q|\chi\rangle) = q\langle\psi|\chi\rangle$, $\langle\psi|\chi\rangle = \langle\chi|\psi\rangle^*$. Burada bir sembol üstüne çekilen çizgi, kompleks eşlenikleme gösterir. ($z = x + iy$ kompleks sayısının eşleniği $\bar{z} = x - iy$ ile verilir. x ve y reel sayılardır. $|z|^2 = \bar{z}\,z$ olduğuna dikkat ediniz). $|\psi\rangle$ ile $|\chi\rangle$ vektörleri arasındaki diklik $\langle\psi|\chi\rangle = 0$ koşuluyla belirlenir. $|\psi\rangle$'nin mutlak değer karesi $|\psi|^2 = \langle\psi|\psi\rangle$ şeklinde verilir; dolayısıyla $|\psi\rangle$'nin bire boylandırılmış olması halinde $\langle\psi|\psi\rangle = 1$ eşitliği sağlanır. Bir ölçme sonucunda $|\psi\rangle$ durumu $|\chi\rangle$ veya $|\chi\rangle$'ye dik bir duruma atlarsa; $|\psi\rangle$ ve $|\chi\rangle$ vektörlerinin her ikisini de bire boylandırılmış varsayarak, $|\psi\rangle$'ye atlama genliğini $\langle\chi|\psi\rangle$ ile veririz. Eğer $|\psi\rangle$ ve $|\chi\rangle$ bire boylandırılmamışlarsa, $|\psi\rangle$'den $|\chi\rangle$'ye atlama olasılığı $\langle\chi|\psi\rangle\langle\psi|\chi\rangle$ $\langle\chi|\chi\rangle\langle\psi|\psi\rangle$ şeklinde yazılacaktır. (bkz. Dirac 1947).

7. Kuantum mekaniğinin operatörlerle yazımına alışık olanlar için, (Dirac yazılımında) bu ölçme $\langle\psi|\chi\rangle$ ifadesiyle verilen sınırlı Hermite -sel operatör tarafından tarif edilir. (Bire boylandırılmış $|\chi\rangle$ için) 1 özdeğeri EVET, 0 özdeğeri HAYIR karşılığındadır. ($\langle\chi|$, $\langle\psi|$ vb. vektörler verilen Hilbert uzayının dualine aittirler)
Bkz. Von Neumann (1955), Dirac (1947).

8. Tek parçacıktan oluşan bir kuantum sistemini daha önce tanımlarken, spini gözardı etmiş, durumun yalnız konumla açıklanabileceğini belirterek örneği aşırı ölçüde basitleştirmiştim. Aslında, skalar parçacıklar adı verilen, örneğin piyonlar (π-mezonları, s. 88) gibi nükleer parçacıklar, veya spin değeri sıfır olan atomlar gibi bazı parçacıklar da vardır. Bu gibi parçacıklar için (ama yalnızca bunlar için) yalnız konumlarına dayalı tanımlamalar yeterli olacaktır.

9. $|\nearrow\rangle = \bar{z}|\uparrow\rangle - \bar{w}|\downarrow\rangle$ olarak alınız; burada $\bar{z}$ ve $\bar{w}$, z ve w'nun kompleks eşlenikleridir. (bkz. Açıklama 6).

10. Stern-Gerlach aygıtı olarak bilinen standart bir deney aygıtı vardır ve uygun atomların spinlerini ölçmek için kullanılır. Bir demet haline getirilen atomlar, düzgün olmayan bir manyetik alandan geçirilirler. Alanın yönü, spin ölçümünün yönünü belirler. Demet ikiye ayrılır (bir spin 1/2 atom için, veya daha yüksek spinli atomlar için ikiden fazla kısma ayrılır); demetlerden birisi spin ölçümü EVET olan atomlardan, diğeri yanıtın HAYIR olduğu atomlardan oluşur. Ne yazık ki, amacımızın dışında kalan teknik ayrıntılar nedeniyle elektron spinini ölçmek için bu aygıt yerine, daha dolaylı bir yöntem kullanılmalıdır. (bkz. Matt ve Massey 1965) Bu nedenle ve başka nedenlerle, elektronumuzun spininin gerçekte nasıl ölçüldüğünün ayrıntısına girmiyorum.

11. Girişimci okurlarım, metinde verilen geometriyi denemek isteyebilirler: Riemann küresini α-yönü 'yukarı' ve β-yönü ise 'yukarı' ve 'sağa' yönleriyle belirlenen, yani Riemann küresinde $q = \tan(Q/2)$ olarak belirtilen düzlemde kalacak şekilde konuşlandırırlarsa, olasılığın $|\psi\rangle$ den $|\chi\rangle$'ye atlaması olasılığı için $\langle\chi|\psi\rangle\langle\psi|\chi\rangle$ $\langle\chi|\chi\rangle\langle\psi|\psi\rangle$ tanımını kullanabilirler. Bkz. Açıklama 6.

12. Matematiksel olarak, iki-parçacık durumları uzayı, birinci parçacığın durumlar uzayı ile ikinci parçacığın durumlar uzayının tensör çarpımıdır. Buna göre, $|\chi\rangle|\varphi\rangle$, durumu, $|\chi\rangle$ ile $|\varphi\rangle$ durumlarının tensör çarpımıdır.

13. Kuantum mekaniğinin keşfi sırasında önde gelen isimlerden Avusturyalı fizikçi Wolfgang Pauli, dışarlama ilkesini 1925'te bir varsayım olarak ileri sürdü. Bu varsayımın ayrıntılı kuantum mekaniksel incelenmesi- ki bugün buna 'fermiyon'lar diyoruz, 1926'da İtalyan asıllı Amerikalı fizikçi Enrico Fermi ve büyük Paul Dirac tarafından gerçekleştirildi. Fermiyonların istatistiksel davranışı 'Fermi-Dirac istatistiğine' uygundur. Bu adla, ayırdedilebilir parçacıkların klasik istatistiği olan 'Boltzmann istatistiğinden' ayrılır. Bozonlara ait 'Bose-Einstein' istatistiğiyse, değerli Hintli fizikçi S.N. Bose ve Albert Einstein tarafından 1924'te fotonların incelenmesi için geliştirilmiştir.

14. Bu öylesine ilginç ve önemli bir sonuç ki, başka bir biçimde de vermeğe değer: Diyelim E-ölçerinin yukarı [↑] ve sağa [→] olmak üzere iki ayarı, ve P-ölçerinin 45° yukarı sağa [↗] ve 45° aşağı sağa [↘] olmak üzere iki ayarı var. E- ve P- ölçerleri için, sırasıyla gerçek ayarları [→] ve [↗] olarak alın.

E- ve P- ölçerleri ile uyumlu ölçme olasılığı $\frac{1}{2}(1 + \cos 135^\circ) = 0.146\ldots$, çıkar. Yani yüzde 15'in biraz altındadır. Bu ayarlarla uzun bir dizi deney, örneğin,

E: YNNYNYYYNYYNNYNNNNYYN...

P: NYYNNNYNYNNYYNYYNYNNY...

deneylerini yaparsak, yüzde 15'in hemen altında uyum elde edilecektir. Şimdi diyelim P-ölçümleri E-ayarlarından etkilenmiyor - diyelim öyle ki E-ayarı, [→] yerine [↑] olsaydı, P-sonuçlarının sırası hiç değişmezdi çünkü [↑] ve [↗] arasındaki açı, [→] ve [↗] arasındaki açıyla aynıdır ve P-ölçümleri ve yeni E-ölçümleri, diyelim E', arasındaki uyuşma yine yüzde 15'in biraz altında olurdu. Öte yandan, E-ayarı önceki gibi [→] olsaydı, fakat P-ayarı [↑] yerine [↓] olsaydı E-sonuçları öncekiyle aynı sırada olurdu ama yeni P-sonuçları, diyelim P', ilk E-sonuçlarıyla yüzde 15'in biraz altında uyuşma verirdi. Buna göre, P'-ölçümü [↘] ve E'-ölçümü [↑] arasında, bunlar gerçek ayarlar olsaydı, yüzde 45'ten fazla (yüzde 15 + yüzde 15 + yüzde 15) uyuşum sağlanamazdı. Fakat [↘] ile [↑] arasındaki açı 45° değil 135° olduğu için anlaşma olasılığı, yüzde 45 değil, yüzde 85'in biraz üzerinde olmalıdır. Bu bir çelişkidir ve E'de yapılan ölçümün P'nin sonuçlarını (ve bunun tersi) etkilemiyeceği varsayımının doğru

olmaması gerektiğini gösterir! Bu örneği verdiği için David Mermin'e minnettarım. Ana metinde verilen örnek Mermin'in makalesinden (1985) alınmıştır.

15. Daha önceki sonuçlar, Clauser, Horne, Shimony ve Holt (1969) tarafından önerilen fikirlere dayanılarak Freedman ve Clauser (1972) tarafından bulunmuştur. Bu deneylerde kullanılan foton detektörlerinin tam randımanla çalışmadığı, bu nedenle yayılan fotonların aslında oldukça küçük bir bölümünün saptandığı hâlâ tartışma konusudur. Ancak, oldukça yetersiz detektörlerle bulunan sonuçların bile kuantum kuramıyla uyumu öylesine mükemmel ki, detektörleri iyileştirmenin, kuramla uyumu birdenbire nasıl kötüleştirileceğini anlamak zor!

16. Kuantumlu alanlar kuramı, hesapedilemezlik konusunu tartışmak için bir yeni alan sağlamaktadır. (bkz. Komar 1964).

1990 yılında yayınlanan
ve aynı yıl Bilimsel Kitap Ödülü'nü
kazanan *Kralın Yeni Usu,*
modern fizik, evren bilimi,
matematik ve felsefe üzerine
bugüne kadar yazılmış
en ilginç yapıtlardan biri...
Yapay zekâyı, usu ve bilinci tartışan
elinizdeki kitap
şimdiden bilimin klasikleri
arasında yer almaktadır.
Üç cilt halinde yayınlanacak
bu önemli ve yaratıcı çalışmanın
elinizdeki ikinci cildinde
klasik fizik teorileri, kuantum fiziği ve
konuyla ilgili temel kavramlar
sorgulanmaktadır.



ISBN 975-403-080-4
ISBN 975-403-142-8

Fiyatı: 4.500.000 TL (KDV DAHİL)