

# Elektrozayıf Etkileşmelerin Kuantumlu Yapısı

Geçtiğimiz yüzyılın son Nobel Fizik Ödülünü Hollandalı iki teorik fizikçi, Gerardus 't Hooft ile Martinus J. G. Veltman kazandılar. Ödülü veren İsveç Kraliyet Bilimler Akademisi, ödül için, iki kuramcının fizikte elektrozayıf etkileşmelerin kuantumlu yapısını açıklığa kavuşturmalarını neden gösterdi. Nobel ödülü kazanan bu çalışma, aslında 1971 yılında Utrecht Üniversitesi'nde Veltman'ın yanında doktora yapmakta olan 't Hooft'un hazırladığı tez çalışmasıydı. O sıralar 24 yaşında bir öğrenci olan 't Hooft'un, bu zor problemi orijinal matematik yöntemler geliştirerek çözebilmesi fizik toplumunda Türkiye'ye dek uzanan büyük yankılar bulmuştu. Bu yazının tanıtımaya çalışacağı G. 't Hooft, sona eren yüzyılın sevgileri en güçlü teorik fizikçilerinden birisidir. Bu yönüyle belki ancak ünlü Dirac'la karşılaştırılabilir. Fakat daha önce 't Hooft ve Veltman'ın kazandıkları ödülün biraz gecikmiş olduğu, zaten yıllardır beklendiği belirtilmeli. Kendiliğinden simetri bozulması yoluyla kütle kazanımı sağlayan elektrozayıf etkileşme modelleri, 1960'ların başından beri gündemdediydi. Bu modeller arasından birisi, 1967'de Amerikalı Steven Weinberg ve İngiltere'de bulunan Pa-

kistan'lı Abdus Salam tarafından önerilen ve bugün standard model adını alan bir tanesi, zamanla öne çıktı. Ancak başlangıçta, henüz kuantumlu ayar alan teorileri olarak bu tür modellerin kesin hesaplamalara imkan verip vermedikleri bilinmemekteydi. Yani bir elektrozayıf bozunma için yarı-süre veya bir parçacık saçılımı için tesir kesiti, kuantum elektrodinamiğinden bilinen yöntemlerle hesaplanırsa, bu hesaplardan belli sayılar bulunacağı, yani bir öngülerinin olup olmadığı henüz kuşkuluydu. Utrecht Üniversitesi'nde teorik fizik profesörü olan Martinus Veltman bu zor ve uzun bu hesapları yapabilmek için ilk bilgisayarla sembolik hesap program paketi olan SCHOONSCHIP'i geliştirmişti. Onun yanında bu

programı kullanan öğrencileri G. 't Hooft ve P. van Nieuwenhuizen, şimdilerde tanınmış fizikçiler. 't Hooft, sonsuz çıkan Feynman integrallerinin boyutsal regülerizasyonunu yaparak, standart model türü kuantumlu ayar alan teorilerinin renormalizasyonunu gösterdi. Dolayısıyla bu modellerin belirli ve kesin öngörülerinin hesaplanabileceğini kanıtlamış oldu. Standart modelin öngördüğü elektrik yüksüz zayıf akım etkilerinin, 1973 yılında İsviçre'nin Cenevre kentindeki CERN laboratuvarlarında gözlenmesi önemli bir dönüm noktasıydı. Nitekim Sheldon Glashow, Steven Weinberg ve Abdus Salam, bu deneysel kanıtın bulunması sonrasında 1979 yılı Nobel fizik ödülünü kazandılar. Standard modelin doğrulanması için, yaklaşık proton kütlelerinin 100 katı kütleleri olması beklenen ve  $W^+$ ,  $W^-$ ,  $Z^0$  ile gösterilen zayıf ara bozonlarının varlığı gerekiyordu. Bunlar, tam beklenen kütle değerlerine sahip olarak 1983 yılında, yine CERN laboratuvarlarında gözlemlendiler. Bu büyük deney de bir Nobel fizik ödülünü getirdi. Deney grubunun liderleri Carlo Rubbia ile Simon van der Meer, 1984 ödülünü aldılar. Bütün bu gelişmelere temel düzeyde katkıda bulunan G. 't Hooft ve M.



1999 Nobel Fizik Ödülünü kazanan Hollandalı iki teorik fizikçi, Gerardus 't Hooft (solda) ve Martinus J. G. Veltman (sağda).

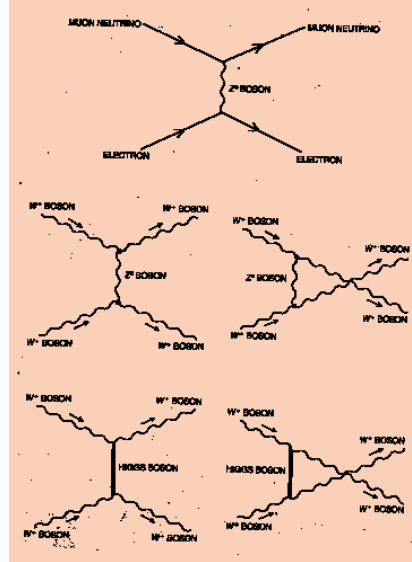
Veltman'ın Nobel fizik ödülünü kazanmaları doğaldı. Aslında, elektrozayıf etkileşmeler konusunda 2-3 Nobel Fizik ödülü daha sahiplerini aramakta. Varlığı öngülen  $\tau$ - (tau) nötrinოსunu keşfedecek olanlarla, Higgs mekanizmasının sonunda (fotonun kütlesinin sıfır kalması nedeniyle) geride fiziksel bir parçacık olarak kalması beklenen Higgs bozonunu keşfedecek olanlar, kesin bu ödülü hak edeceklerdir.

## Bir Kuantumlu Alanlar Teorisinin Renormalizasyonu Ne Demek?

Bu soruya yanıt vermeden evvel kuantumlu alanlar teorisi nedir? Nasıl bulundu? Nasıl gelişti? Bunları kısaca bir gözden geçirelim. Bunu üç dönemde incelemek gerek. Kabaca II. Dünya Savaşı'nın başlamasıyla biten birinci dönem, kuantum mekaniğinin keşfini izleyen senelerde, elektrik ve manyetik alanların da kuantumlanması gayretleriyle geçti. Biliyoruz ki kuantum mekaniği dalga-parçacık ikiliği üstüne kurulmuştur. Elektromanyetik dalgaların parçacık nitelikleri, kendini foton adı verilen enerji kuantumlarıyla gösterir. Klasik bir parçacık olan elektronun dalga nitelikleriyse, kuantum mekaniğinin temel denklemi olan Schrödinger denklemini sağlayan elektron dalga fonksiyonuyla gösterilir. Şimdi bir elektromanyetik alan içinde bulunan hidrojen atomuna ne olur diye düşünelim. Bunu elektron-foton etkileşmeleri ile tam olarak tarif edebilmek için nasıl elektronu kuantumluyorsak, elektromanyetik alanlar da kuantumlanmalıdır. Yani, kuantum dünyasında hem klasik parçacıkları, hem klasik kuvvet alanlarını beraber kuantumlamak gerekir. Bu teoriye kuantumlu elektromanyetik alanlar teorisi, ya da kısaca kuantumun elektrodinamiği (QED) adı verilir. Kuantumlu alan teorilerinin kuantum mekaniğinden farkı, bir kuantumun yok olmasını veya var olmasını tarif edebiliyor olmasındadır. Schrödinger mekaniği kapsamında bir elektron dalga fonksiyonu varsa hep vardır. Yoksa var edilemez. Oysa, kuantumlu alanlar teorisinde, örneğin bir foton gelip, elektronu taban düzeyinde bulunan bir

hidrojen atomuna çarpıp diyelim. Çarpışma sonrasında foton ile taban düzeyindeki elektron yok olur. Yerlerine uyarılmış düzeylerden birisinde bir elektron ortaya çıkar. Bu süreçte enerji, momentum ve açısal momentum korunmuştur. Kuantum mekaniğini bulanlar arasında öne çıkan isimlerden İngiliz Paul A. M. Dirac, İtalyan Enrico Fermi ve Alman Pascual Jordan'ın 1928'den başlayan, fakat 1939'da II. Dünya Savaşı'nın başlamasıyla kesintiye uğrayan çabalarıyla kuantum elektrodinamiği ve sonsuzlukları, daha o zamandan kabaca ortaya çıkarılmış oldu.

Kuantum elektrodinamiğinin ikinci dönemi, savaşın sona ermesinin ardından fizikçilerin tekrar bu konulara geri dönmesiyle başladı. Artık bilimin ekse-



*Feynman diyagramlarıyla, elektrozayıf kuramın renormalizasyonu, Higgs bozonunun varlığını gerektiriyor.*

ni Amerika Birleşik Devletlerine kaymıştı. Teorik fizikte söz sahibi olanlar, Los Alamos'taki atom bombası projesini yönetmiş olan Julius Oppenheimer'la oradaki teori bölümünün başı Hans Bethe'ydi. Bethe, savaş öncesinde Almanya'da kuantum elektrodinamiğinin sonsuzluklarını ilk hesaplayan fizikçiler arasındaydı. Julius Oppenheimer ise, 1920'lerde Almanya'da yetişmiş ve 1943 yılında atom bombası projesine girmeden önce, Berkeley'de çevre yapmış, Amerika'nın kuantum mekaniğini bilen ilk teorik fizikçisiydi. Olaylı bir şekilde atom bombası projesinden ayrılması sonrasında, 1933'de kurulmuş ve o tarihten beri ünlü Albert Einstein'a ev sahipliği yapmakta bulu-

nan Princeton'daki İleri Araştırmalar Enstitüsü'nün başına geçmişti. Yine Alman kökenli Isadora Isaac Rabi'nin başını çektiği deneycilere, New York'taki Columbia Üniversitesi'nde toplanmışlardı. Buradaki öğrencilerden Julian Schwinger'ın geliştirdiği relativistik hesap yöntemleriyle, kuantumlu alanlar teorisinde yeni atılımlar başladı. Schwinger, elektronun manyetik momentine kuantum elektrodinamiğinden gelen küçük katkıyı, pertürbasyon hesabıyla ilk yaklaşıklıkta belirledi. Deneysel fizikçi Norman Kroll ve diğerleri ise, bunun ölçümünü yaparak kuantum elektrodinamiğinin ilk ve en çarpıcı başarısını gerçekleştirdiler. Çünkü hesaplanan ve ölçülen değerler, virgülden sonraki 10. haneye dek uyuy-maktaydılar. Öte yandan, o sırada Cornell Üniversitesi'nde, Bethe'nin yanında bulunan Richard Feynman, iz integralleriyle kuantumlama yöntemlerini geliştirmekteydi. Bu çalışmaları sırasında, pertürbasyon açılımındaki her bir terimin fiziksel yorumuna olanak veren Feynman diyagramlarını buldu. Adıyla anılan hesap kurallarını çıkardı. 1947'de toplanan Shelter Island konferansı Schwinger ve Feynman'ın buldukları kuantum elektrodinamiğini tüm dünyaya tanıttı. Bu arada bir sürpriz de yaşandı. Savaş biter bitmez Japonya'dan Princeton'a yollanan bir koli fizik dergisi arasından Shinishiro Tomonaga'nın kuantum elektrodinamiğinin relativistik formülasyonu üstüne 1943'de yayınladığı makaleler çıktı. 1920'lerde Almanya'da çalışmış olan Y. Nishina'nın çevresinde Japonya'da oluşmuş bir teorik fizikçi grubu kuantum mekaniğini biliyordu. Nitekim bunlardan birisi olan Hideki Yukawa, 1937'de mezonların varlığını ilk kez öne süren fizikçi olarak Nobel ödülünü kazanmıştı. Tomonaga da, Kyoto'da savaş koşulları altında dünyadan kopuk çalışmış ve kuantum elektrodinamiğinin relativistik formülasyonuna herkes-ten önce ulaşmıştı. J. Schwinger, R. Feynman ve S. Tomonaga, kuantum elektrodinamiğini bulmuş olmaları nedeniyle 1962 yılı Nobel Fizik ödülünü kazandılar.

Bu çalışmalarla kuantum elektrodinamiğindeki sonsuzlukların, esas olarak pertürbasyon açılımındaki 3 diyagramdan kaynaklandığı açığa çıktı: Elektron özenerjisi diyagramı, foton

özenerjisi diyagramı ve elektron-foton köşesi düzeltimi diyagramı, sonsuz kuantum geçiş genlikleri vermekteydiler. Ancak Schwinger ve diğerleri, bu sonsuzlukları formel olarak elektronun kütle, elektrik yükü ve kuantum dalga vektörü tanımları içine atarak sonlu terimler hesaplayabilmekteydiler. İlk bakışta sonsuzdan sonsuzdan çıkarmak gibi gelen ve fizikçilere bile rahatsızlık veren bu yöntem renormalizasyon demekteydiler. Savaş sırasında İngiltere’de matematik doktorası yapıp, hemen ardından Amerika’ya gelmiş olan Freeman Dyson, 1949’da Feynman diyagramlarının sonsuzluk mertebelerini sınıfladı. Eğer yukarıdaki üç terimin renormalizasyonu yapılırsa, geriye başka sonsuzluk kalmayacağını kanıtladı. Renormalizasyonu yapılabilen kuantum elektrodinamiği, o günden bu güne diğer tüm kuantumlu alan teorileri için bir örnek oluşturuyor. Çünkü herhangi bir nedenle renormalizasyonu yapılamayan teorilerde, fiziksel olasılık genlikleri hesaplamak olası değildir. Yani, bu teorilerle laboratuvarlarda ölçülebilecek sayılar hesaplanamaz.

Renormalizasyon teorisi daha sonra Amerika dışında, Orta Avrupa ve Rusya’da gelişti. Zürih’te savaş sonrası sonrası kurulan iki teorik fizik kürsününün başlarına geçen Wolfgang Pauli ve Gregor Wentzel’in çevresinde toplanan genç fizikçilerle başlayan gelenek, günümüze kadar uzanmıştır. Bir kuantumlu alan teorisinin renormalizasyonu için, sonsuz integralleri hesaplamaya yarayan bir regülarizasyon kuralı bulmak ilk şarttır. Kalkülüs derslerinde de gösterilen en basit yol, integralleri üst/alt sınırlarında keserek hesaplamak, sonra limit almaktır. Kuantum elektrodinamiğinin 4 boyutlu momentum uzayında alınan Feynman integralleri için, üst sınırdan patlayan integrallere morötesi (UV) kesintisi, alt sınırdan patlayanlarına ise kızılötesi (IR) kesintisi gerekir. Hem UV, hem IR kesintisi gerektiren kuantum elektrodinamiği, sonsuzluklar konusunda özellikle sorunludur. UV kesintisi, Pauli-Villars denen bir regülarizasyon yöntemiyle halledilirken renormalizasyon kütlesi adı verilen ve fiziksel olmayan bir kütle ölçeği teorie getirilmiş olur. Diğer taraftan, hem fotonun kütleli olması nedeniyle bir IR kesintisi şarttır; hem de yine aynı nedenle teorinin sahip olduğu ayar değiş-

mezliğinin regülarizasyon sırasında korunması gerekir. IR kesintisi için, fotona kütle verilmesi demek, elektromanyetik dalgaların fiziksel olan iki adet enine salınım kipinin yanısıra, fiziksel olmayan bir boyuna salınım kipinin daha getirilmesi demektir. Gupta-Bleuler adı verilen yöntemle, bu teknik sorun da aşıldı. Bu aşamada, 1950’lerin başlarında kuantum elektrodinamiğinin sonlu renormalizasyonlarının bir grup yapısına, ancak bilinenlerden farklı olan ve renormalizasyon grubu denen bir grup yapısına sahip oldukları fark edilmişti. Bunu ilk fark eden, Feynman diyagramlarını da bağımsız olarak bulmuş ve kullanmakta olan çok ilginç bir fizikçi, E.C.G Stueckelberg’di. Zürih’te renormalizasyon sürecini formel bir temele oturtabilmişti. Fakat bu çalışmalarının etkisi o sıralar duyulmadı. Kendini duyurabilenler Moskova’daki Nikolay N. Bogolyubov ve çevresindeki fizikçilerin çalışmaları oldu. Bu formel gelişmeleri izleyenler ise daha çok Almanya’daki Kurt Symanzik gibi matematiksel fizikçilerdi.



## Kuantumlu Ayar Alan Teorileri

Kuantumlu alan teorisinin üçüncü dönemi, 1954-1973 arasındaki dönemdir. Klasik ayar alanlarının Yang ve Mills tarafından bulunmasıyla başlayan bu dönemdeki gelişmeler, kendiliğinden simetri bozulması gösteren, kuantumlu ayar alanları teorilerinin renormalizasyonunun 't Hooft ve Veltman tarafından yapılmasıyla doruk noktasına ulaşmıştır. Günümüzde Yang-Mills teorileri dediğimiz teorileri, 1954’de Amerika’ya yerleşmiş bir Çinli teorik fizikçi olan C.N. Yang, Stony Brook’ta-

ki New York Devlet Üniversitesi’nde R. L. Mills’le beraber çalışırken buldu. Ancak aynı fikirler pek çok yerde aynı sıralarda düşünülmekteydi. Hatta 1938’de savaşın eşliğinde Varşova’da toplanmış olan, fakat o günün karışıklıkları arasında gözden kaçmış bir bilimsel toplantının notlarından, Oscar Klein’in daha o yıllarda SU (2) ayar teorilerini düşündüğü görülüyor. Araya giren savaş nedeniyle bu konuya ancak 1950’lerde tekrar dönülebilmisti. Japonya’da R. Utiyama, düşüncelerini yazmak için 1954 sonbaharında gideceği Princeton’a ulaşmayı beklemiş ve geç kalmış. İngiltere’de R. Shaw, bulgularını Cambridge Üniversitesi’ne verdiği doktora tezine yazmış, ama makale haline getirmemiş. Rusya’da F. Berezin, düşüncesini hocası ünlü matematikçi I. M. Gelfand’a açmış. O da ünlü fizikçi Lev Landau’nun görüşünü almak istemiş. Landau, ayar değişmezliğinin, ancak ayar bozonlarının kütleli kalmaları halinde olası olduğunu fark edince, “doğada kütleli bozon yoktur” diye kestirip atmış. Aynı eleştiriyi C. N. Yang’da karşılaşmış. Princeton’da verdiği seminer sırasında, Pauli sözünü bir kaç kez keserek, ayar bozonlarına nasıl kütle vereceğini sormuş; Yang’dan, “henüz düşünmedim” yanıtını alınca, “böyle bahane olmaz” diye kızmış. Ancak Oppenheimer, Yang’a destek çıkararak devam etmesini söylemiş. İyi de etmiş. Çünkü kuantumlu ayar alanlarının matematiği ve fiziği çok önemli olup, 20. yüzyılın kuantum mekaniğinden sonraki ikinci büyük paradigması, ayar teorileri olmuştur. Paradigmanın oluşması aşağı yukarı 20 yıl almış, 1974-1975 yılındaki dönüm noktasının, fizikçilerin çoğunluğu tarafından fark edilmesi için de, neredeyse bir o kadar süre gerekmiştir. Başlangıçta ayar alanları teorilerini bekleyen iki büyük sorun şunlar olmuştur: Teorinin kuantumlanması ve renormalizasyonu nasıl sağlanır? Teorinin yukarıdaki niteliklerine zarar vermeden ayar bozonlarına nasıl kütle kazandırılabilir? Her iki sorunun da bir sonuca bağlanması yıllar aldı. Yang-Mills alanlarının kuantumlanması, iz integralleri yöntemiyle ancak 1967’de iki Rus matematiksel fizikçisi L. Faddeev ve V. Popov tarafından sağlandı. Böylece, Feynman kuralları tutarlı olarak elde edildi. Ayar teorilerinin renor-



**Eğer Higgs bozonu varsa, kuramsal manyetik monopoller (tek kutuplu mıknatıslı) gerçeklik kazanır. Tanıdığımız, klasik evrenimizdeyse manyetik monopoller bulunmaz; çünkü, bir mıknatısı ortadan böldüğünüzde gene kuzey ve güney kutupları oluşur.**

malizasyonunda ilk adım olan sonsuz integrallerin regülarizasyonu ise, 't Hooft'un bir buluşuyla halledildi. 't Hooft, momentum uzayında Feynman integrallerini 4 boyutta değil,  $4 - n$  boyutta hesaplayarak, sonsuzlukların  $\frac{1}{4-n}$  ve bunun katları halinde  $n \rightarrow 4$  limitinde yakalandıklarını fark etti. Bu yöntem boyutsal regülarizasyon adı verildi. Ayar değişmezliğine dokunmayan boyutsal regülarizasyon yardımıyla, 't Hooft ve Veltman, Yang-Mills teorilerinin renormalizasyonunu gösterebildiler.

## Asimptotik Özgürlük Nedir?

Kuantumları kütsesiz olan alan teorilerinde, ölçekleme serbestisi vardır. Bunu anlatmak için kütsesiz parçacıkların yörüngelerinin boşlukta ışık hızıyla hareket ettiklerinden, hep uzay-zamanda çizilen ışık konisi üstünde bulduklarını hatırlayalım... Uzay - zaman koordinatlarının, ışık konisini değiştirmeyen en genel dönüşümleri ise, 15 parametrelilik konformal ölçekleme dönüşümleridir. Bunlar arasında en ilginç olanı tek parametrelilik ölçekleme dönüşümleridir. Bunun fiziksel anlamı nedir? Örneğin bir elektronun, sabit manyetik alan içinden geçerken, doğrusal yörüngesinden sapmasını düşünelim. Deney aygıtlarının boyutlarını 10 kez büyültsek, elektronun ilk hızını ve manyetik alan şiddetini, yine 10 ile uygun biçimde ölçeklesek, aynı sapma 10 kez büyütülmüş olarak görünür müydü? Yani elektron yörüngesini görüntüler ve 10 kez küçültürük fotokopisini çekersek, ilk yörüngesinin aynısını bulur muyuz? Bulursak, bunu incelediğimiz fiziksel olgunun ölçek değişmezliği vardır diye ifade edeceğiz. Evrendeki tüm parçacıklar kütsesiz olsaydı ve bunlar arasındaki kütleçekimi ihmal edilebilseydi ölçek belirleyecek hiç bir

fiziksel nicelik olmayacağı için, ölçek değişmezliği ve daha genelde konformal invaryans beklerdik. Ancak evrende kütsel tanecikler var. Örneğimizdeki elektronun kütsesi bellidir ve bu ölçek belirler. Gerçek dünyanın konformal invaryansı yoktur; çünkü, örneğin bildiğimiz elektronun kütsesini 10 gibi herhangi bir çarpanla değiştiremeyiz.

Parçacık çarpışma ve saçılmaları deneylerinde çok yüksek enerjilere çıkıldığında, durum değişmeye başlar. Toplam enerjile karşılaştırıldığında kütle (yani  $m c^2$ ) ihmal edilebildiği oranda, evren konformal gözükür. Oysa, bir kuantumlu alanlar teorisinin renormalizasyonu sırasında yapılan UV kesintisi, ölçek belirler.  $\mu$  ile göstereceğimiz ve renormalizasyon kütsesi diyeceğimiz bu ölçek parametresi, sadece sonsuzlukları çıkarmak için başvurulan bir referans parametresidir. Gözlenebilecek bir etkisi olmamalıdır. Kuantum elektrodinamiğinde renormalizasyon sonrasında konformal ölçek değişmezliğini koruyabilmek için, teorisinin fiziksel parametrelerinin, Callan-Symanzik denklemi (renormalizasyon grubu denkleminin bir özel halidir) adı verilen aşağıdaki birinci dereceden diferansiyel denklemi sağlamaları istenir:

$$\mu \frac{d\mathcal{G}(\mu)}{d\mu} = \beta\mathcal{G}(\mu).$$

$\beta\mathcal{G}(\mu)$  tanımı burada gerekmeden Callan-Symanzik  $\beta$ -fonksiyonudur. Yeni bir kavram olarak  $\mathcal{G}(\mu)$ , kayan bağlanma sabiti adını alır. Korunumlu elektrik yükü, bağlanma sabitinin işlevsel tanımıyla ilgilidir. Örneğin, bir atom çekirdeğinin toplam elektrik yükü nasıl ölçülür? Bu amaçla, artı işareti  $q$  birim elektrik yükü taşıyan bir test taneciğini, sonda (prob) olarak kullanabiliriz. Yani  $E$  enerjisi ile atomun üstüne yollayıp, enerji korunumuyla minimum yaklaşma mesafesini belirleriz. Prob enerjisi düşükse, çekirdeğin elektrik yükü,

çıplak yükünden küçük çıkacaktır. Çünkü atomun elektronları, perdeleme yaparak probun geçmesine engel olacaklardır. Prob enerjisi arttıkça ölçülen çekirdek yükü  $Q$ , o oranda artar. Dolayısıyla bir prob yardımıyla ölçülen çekirdeğin elektrik yükü, prob enerjisinin fonksiyonu haline gelir ve  $Q(E)$  diye yazılabilir. Verilen örnekte, prob ile çekirdek arasındaki etkileşme elektromanyetik ters kare Coulomb kuvvet yasası ile belirlenmektedir. Kayan elektrik yükünün limit değeri olarak  $Q_\infty$  çekirdeğin çıplak elektrik yükü adını alır. Çünkü bu limitte elektronların perdelemesi kalkmıştır.

Kuantum elektrodinamiğinin renormalizasyonu için, elektronun çıplak elektrik yükünün bir sanal foton bulutuyla perdelendiği kabul edilir. Elektronun çıplak elektrik yükü,

$$\lim_{\mu \rightarrow \infty} \mu_0 = -\infty$$

alınırsa,  $\mu_0$  ile gösterilen sonlu bir referans parametresindeki renormalize edilmiş yükü fiziksel (giydirilmiş) elektrik yüküdür:

$$\lim_{\mu \rightarrow \mu_0} \mu = e_0.$$

Callan-Symanzik denkleminin çözümleri, kayan bağlanma sabitini renormalizasyon kütsesinin fonksiyonu olarak belirler. Bu denklemdeki esas girdi, pertürbasyon açılımında merite merite hesaplanabilen  $\beta$ -fonksiyonudur. Bir sonuç alabilmek için birinci ve ikinci mertebeden hesaplar yeterli olur. Kuantum elektrodinamiğinde  $\beta(e)$  fonksiyonunun bir seri açılımdaki ilk terimin işareti, yukarıdaki Coulomb karakterli davranışı öngörür.

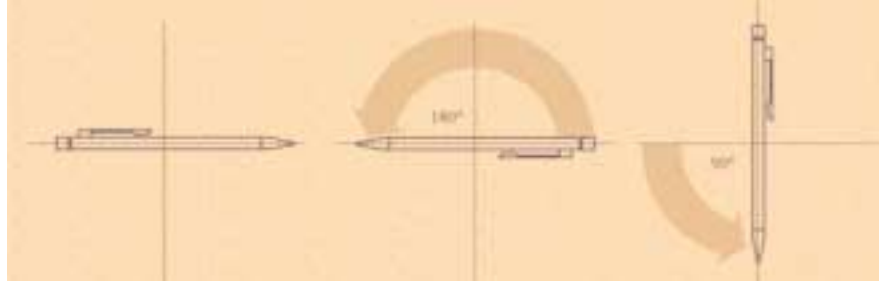
1972 yılında Marsilya'da toplanan büyük bir kuantumlu alanlar teorisi konferansında, Kurt Symanzik'in yaptığı bir konuşma sonrasında, dinleyiciler arasında bulunan 't Hooft, Yang - Mills  $\beta$ -fonksiyonunun işaretinin, pertürbasyon açılımında kuantum elektrodinamiğinde bulunana göre ters işaretli çıktığını söyledi. Bunun anlamı, statik

Yang-Mills ayar kuvvetlerinin, ters kare Coulomb kuvvet yasasından tamamen farklı bir nitelikte olması demektir. Sana bozonlar, aralarındaki etkileşmeler nedeniyle çıplak yüke perdeleme değil, tersine anti-perdeleme yapıyorlar demektir. Daha açık ifade etmek gerekirse, bu kuvvetler duran iki yük arasındaki mesafe azalırken sıfıra gider; tersine mesafe artarken sonsuza gitme eğilimi gösterirler. Konferans sonrasında, çalışmalarına hız veren Harvard'dan David Politzer ve Princeton'dan Franck Wilczek, kuantumlu Yang-Mills ayar alanlarının asimptotik özgürlüğü denen bu niteliğini kanıtlamış oldular. Bu buluş, hadronların yapıtaşları olarak kuarkları 1961'de önermiş olan Murray Gell-Mann tarafından 1973'de öne sürülen hadronların üç renkli kuark modeliyle beraber ele alınınca, önemli gelişmelere neden oldu. Şimdilerde kuantum renk dinamiği (QCD) adıyla bilinen, hadronları oluşturan kuarkları bir arada tutan kuvvetler, gluonlar adı verilen ve renk yüküne sahip Yang-Mills ayar bozonlarının alınıp verilmesinden kaynaklanırlar. Bu kuvvetlerin asimptotik özgürlüğü vardır. Dolayısıyla hadronlar içinde serbest gibi düşünülebilen oluşturucu kuarklardan (ki büyük bir önsezi ile Feynman bunlara parton denmesini önermişti) birisini ayırarak, hadrondan dışarı çekmek isteseydik, hemen şiddetlenen kuvvetler buna engel olurdu. Çok daha basit bir deyişle, duran iki parton arasındaki etkileşme potansiyel enerjisi,  $r$  kuarklar arasındaki mesafe olmak üzere,  $kr$  gibidir. Kuark etkileşmelerinin asimptotik özgürlüğü Amerika'da bulunan Japon teorik fizikçisi Yoichiro Nambu'nun "sürekli kuark hapsi" varsayımına yol açtı. Böylece yalıtılmış olarak tek kuarkların gözlenememesi bir açıklamaya kavuştu. Geline bu noktadan itibaren kuantumlu ayar alanlarına dayalı modeller, daha bir güvenle ele alınırlar oldular. G. 't Hooft'un hesapları gerçek bir atılımı başlatan kıvılcım olmuştu.

## Kütle Kazandırımı için Higgs Mekanizması

Ayar bozonlarına ayar değişmezliğini bozmadan kütle kazandırabilmek, elektromanyetik ve zayıf etkileşmelerin birliğini gösterebilmek için en temel

adımdır. Kuantum teorisi kapsamında elektromanyetik kuvvetler, elektrik yüklü parçacıklar arasında fotonların alınıp verilmesinden kaynaklanır. Bu kuvvetlerin eriminin sonsuz olması, fotonun kütesinin tam sıfır olmasıyla açıklanır. Radyoaktif bozunmaya neden olan zayıf kuvvetler ise, kısa erimlidirler. Eğer bu kuvvetlerin kaynağı bir takım ara bozonların alınıp verilmesidir dersek, o zaman bunların kütleleri, erimleriyle ters orantılı olarak çok büyük olmalıydılar. Fotonun kütesizliğine karşı ara bozonlarının kütlelerinin çok büyük olması, ilk bakışta elektromanyetik ve zayıf etkileşmeler arasında bir simetri bulunmadığı izlenimi verir. Üstelik elektromanyetik ve zayıf etkileşmeler arasında sağ-sol simetrisine ilişkin başka bir farklılaşma daha vardır. Elektromanyetik kuvvetler için taneciklerin kutuplanmaları, yani sol-elli mi veya sağ-elli mi oldukları farketmez. Oysa, zayıf etkileşmelerde



sol-elli tanecikler tercih edilmektedir. Nötrinolar sadece zayıf etkileşmelere girerler ve daima sol-ellidirler. Doğada sağ-elli nötrino yoktur. Bütün bu ciddi farklarına karşın, elektromanyetik ve zayıf etkileşmeler arasında bir gizli simetri bulunabilmesi gerçekten hayret vericidir.

Önce şunu soralım: Fotonun kütleli gibi davrandığı, yani eriminin sonlu kaldığı olaylar var mıdır? Gerçekten böyle olaylara raslanır. Düzgün bir manyetik alan ortasına yerleştirilmiş süperiletken bölge içine manyetik alan giremez. Buna süperiletkenlikte Meissner etkisi denir. Sınırdan içeriye doğru manyetik alan şiddeti üstel olarak azalarak sıfıra düşer. Sızma derinliğini fotonun erimi gibi yorumlarsak, bunun tersine, fotonun kütleli denebilir. Süperiletkenlik benzeştirmesinin ayar bozonlarına kütle kazandırmak için kullanabileceği fikri, ilk kez 1961'de Japon teorik fizikçi Y. Nam-

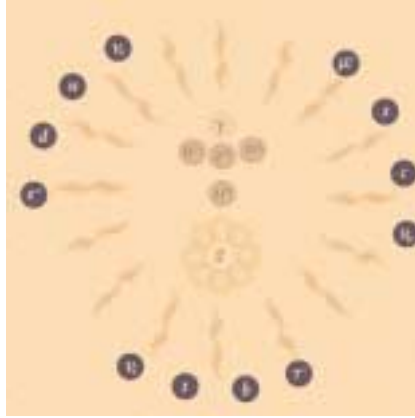
bu'dan geldi. Nambu, İtalyan G. Jona-Lasinio ile birlikte elektron çiftlerinin oluşması ve yoğunlaşması üstüne dayalı bir dinamik model kurmak istedi. Fakat temel parçacıklar fiziğinde uygulama bulan relativistik bir modeli, İngiliz fizikçi Jeffery Goldstone inşa etti. Bu modelde dinamik değişken, bir kompleks değerli skalar bozon alanıdır. Skalar alanın fazını değiştirmek, sistemin enerjisini değiştirmez. Dolayısıyla faz simetrisi vardır. Ancak potansiyel enerji fonksiyonuna bakıp, bunu minimum yapan sabit skalar alan değerleri nedir diye sorarsak, sonsuz sayıda birbirine eşdeğer seçenek arasından birisini tercih etmek zorunda kalırız. Sistemin enerjisinin faz simetrisi vardır ama belli bir taban durumunun seçimi faz simetrisini koruyarak yapılamaz. Bu ve buna benzer problemlerde kendiliğinden simetri bozulmasından söz edilir. Aslında bu olguya günlük yaşamımızda bile pek sık rastlarız. Örneğin bir kale-

mi masa üzerinde dik olarak dengeye getirip durdurun. Kalemin düşey eksen etrafında dönel simetrisi vardır. Ancak bir kararsız denge konumundadır. Ufak bir üflemeyle kalem yıkılarak masa üstünde yatay konuma, yani kararlı denge konumuna kendiliğinden düşer. Artık yatay düzlemde bir yön seçilmiş, sistemin önceden var olan dönel simetrisi kendiliğinden bozulmuştur. Bu basit problemde bile, olay neredeyse bütün ayrıntılarıyla gözükmektedir. Kalemin simetrik ve simetrik olmayan iki halini, sistemin enerjisi bakımından karşılaştırsak, simetrik halde enerjinin minimum olmadığını, bu nedenle kalemin kararsız dengede kaldığını anlarız. Simetrik olmayan halinde ise, enerji minimuma gelmiştir. Kalem kararlı dengededir. Fiziksel olarak bir hal değişimi gerçekleşmiştir. Tıpkı suyun donması veya tersine buzun erimesi gibi bir hal değişimidir bu. Başka bir örnek, küçük bir demir parçasının mıknas-

tıslanması olacaktır. Demiri oluşturan atomların elektrik dipol momentlerinin yönelimleri, genelde düzensizdir. Bir bütün olarak külçenin dışarısında net manyetik alan oluşmaz. Eğer bu külçe yeteri şiddetle bir dış manyetik alan içine konulursa, atomlarının dipol momentleri hep aynı yöne dizilir. Düzensiz halden farklı, bir düzenli hale geçiş olmuştur. Artık dış manyetik alan kaldırılrsa bile, atomlar düzenli halde kalabilir. Çünkü, demir kütlesi mıknatıslanmıştır. Burada hal geçişi bir önceki örnektekinin ters yönündedir. Başlangıçtaki düşük enerjili ve simetrisi olmayan (yani düzensiz) halden, sondaki simetrik (yani düzenli), fakat enerji açısından bir kararsız denge haline geçilmiştir. Bu hal değişimi kendiliğinden olmamış, sistemin dışında bir manyetik alanı oluşturmak ve bir süre sonra yoketmek gerekmiştir. Simetrik hal düzenlidir. Entropisi düşüktür. Simetrik olmayan hal ise düzensizdir. Entropisi büyüktür. Termodinamiğin ikinci yasası uyarınca, entropisi büyük olan fazdan, entropisi küçük olan faza geçişi sağlamak için, dışarıdan sisteme enerji verilmelidir. Oysa, tersine bir faz değişiminde simetrik fazdan simetrik olmayan faza geçişler kendiliğinden olabilir. İşte bu nedenle, Goldstone modelinde faz simetrisinin kendiliğinden bozulması söz konusudur. Şimdi sorunu bir de serbestlik dereceleri açısından ele alalım. Bir kompleks skalar alan, aslında iki gerçel salınım kipi (serbestlik derecesi) demektir. Bunlara  $\phi_1$  ve  $\phi_2$  diyelim. Kompleks toplamlarını kutupsal gösterime geçirirsek  $\phi_1 + i\phi_2 \equiv \rho e^{i\theta}$  yazarak  $\rho$  ve  $\theta$  diye iki skalar serbestlik derecesi tanımlarız. Kutupsal serbestlik derecelerinden  $\rho$  tek serbestlik dereceli (reel) fiziksel bir skalar alana karşı gelirken,  $\theta$  kütleli bir skalar alan olup, fiziksel olamaz. Buna Goldstone skaları denir. Genelde Goldstone türü bir skalar model tarafından indüklenen her kendiliğinden simetri bozulması süreci, bir kütleli Goldstone skalarının varlığını gerektirir. Dolayısıyla kendiliğinden simetri bozulması fikri tek başına pek gerçekçi değildir.

Ara bozonlarına kütle kazandıracak bir yöntem, ilk kez 1964 yılı yaz aylarında değişik yerlerde öne sürüldü. Brüksel Üniversitesi'nden Francois Englert ve Robert Brout, relativistik kuantum alanları kapsamında kütle ka-

zandırımı göstermeye çalışırken, Edinburgh Üniversitesi'nden Peter Higgs, sorunu klasik alanlar düzeyinde ele aldı. Bugün Higgs mekanizması adı verilen bu yöntem, aslında elektrodinamik teorisi kapsamında bir serbestlik dereceleri aktarımı olayıdır. Yukarıda bir kompleks skalar alan için verilmiş serbestlik dereceleri analizinin benzerini, bu kez elektromanyetik alanlar için yapalım: Elektromanyetik dalgaların fiziksel salınım kiplerinin sayısı ikidir. Fotonun kütleli olması nedeniyle, sadece iki kutuplanması vardır. Bunların her ikisi de dalga yayılım yönüne dik olan düzlem içerisinde tanımlıdır ve enine serbestlik dereceleri temsil ederler. Kütleli bir vektör alanının ise, üç serbestlik derecesi bulunur. İki enine salınım kipine ek olarak, bir de dalga yayılım yönüne paralel salınımını temsil eden, bir boyuna ser-



**Maddenin temel parçacıkları altı lepton ve altı kuarktan oluşur. Standart modelde bunların aralarındaki kuvvetler, kuantum alan teorileriyle betimlenir. Elektrozayıf kuvvet, dört kütleli parçacıktan, foton ile,  $W^+$ ,  $W^-$  ve  $Z^0$  oluşur. Şiddetli kuvvet 8 ayrı gluon ( $g$ ) tarafından taşınır. Teori bu 12 taşıyıcı parçacığın yanı sıra, ağır bir Higgs ( $H^0$ ) parçacığı öngörür. Bu parçacığın alanı tüm parçacıklara kütlelerini kazandırır.**

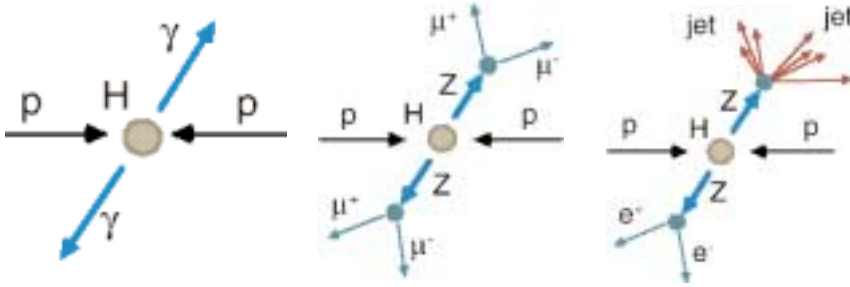
bestlik derecesi daha vardır. Higgs'in önerisi, elektromanyetik alanlara minimal bağlanmış bir kompleks skalar alanla işe başlamaktır. Modelin yerel ayar dönüşümleri altında değişmezliği bulunur. Bu haline modelin *R-fazı* diyelim; kuantumlu alanlar teorisi olarak renormalizasyonunun yapılabilmesi bakımından. Bu fazda 2 serbestlik derecesi elektromanyetik potansiyellerden, 2 serbestlik derecesi de kompleks skalar bozondan gelmek üzere, toplam 4 fiziksel serbestlik derecesi vardır. Şim-

di skalar alanın kutupsal gösterimine geçelim ve elektromanyetik potansiyelleri yeniden tanımlayarak,  $\theta$  skalarını bir vektör bozonu alanının boyuna bileşeni gibi yorumlayalım. Harvard Üniversitesi'nin ünlü hocası Sidney Coleman, bunu "kütleli vektör alanı Goldstone skalarını yiyerek şişmanlar!" diye anlatıyor.

Modelin bu fazına da fiziksel serbestlik dereceleri açık olarak gösterdiği için, U-fazı adını verelim; üniter anlamına. Toplam serbestlik derecesi yine dört, fakat bu sefer bunlar değişik bölünüyorlar. Kütleli vektör alanının 3 serbestlik derecesinin yanısıra, fiziksel 1 serbestlik derecesi taşıyan (gerçel) skalar bozon alanı kalıyor ki, buna da Higgs bozonu adı verilmekte. Higgs, 1966 yılında son halini verdiği bu makalesinden sonra aktif olarak araştırma yapmakla birlikte, başka hiç bir şey yayınlamadı. O kadar ünlü olmuştu ki, her halde adını daha fazla duyurması gerekmiyordu!

## Elektrozayıf Kuvvetlerin Standard Modeli

Kendiliğinden simetri bozulması fikrini kullanarak elektrozayıf etkileşmelerin modellenebileceği fikrini, daha Higgs mekanizması anlaşılmadan önce ilk ortaya atan, Amerikalı yüksek enerji fizikçisi Sheldon Glashow olmuştur. 1973 yılına dek pek çok model öne sürülmüştür. Abdus Salam'ın ve Steven Weinberg'in birbirlerinden bağımsız olarak 1967'de inşa ettikleri model bunlar arasında sadece birisiydi. Salam ve Weinberg'in modelinde, R-fazında 4 adet kütleli ayar bozonu bulunur. Bunlardan izospin simetrisi ile ilgili olanları  $A^1$ ,  $A^2$ ,  $A^3$  ve hiperyük ile ilgili olanını  $B$  diye gösterirsek, her birinin 2 adet enine serbestlik derecesinden toplam 8 serbestlik derecesi eder. Kendiliğinden simetri bozulmasını indüklemek için, bir kompleks Higgs skaları çifti alınır ki, buradan da 4 reel serbestlik derecesi gelir. Böylece bozon serbestlik derecelerinin R-fazındaki toplamı 12 olur. Higgs mekanizmasını çalıştırıp, ara bozonlarına kütle kazandırdıktan sonra U-fazında serbestlik dereceleri şöyle dağılır: Kütleli  $W^\pm \equiv A^1 \pm iA^2$  ve  $Z^0$  ara vektör bozonlarının üçer-



Higgs parçacığı ( $H^0$ ) 80-140 GeV arasında bulunması halinde büyük olasılıkla iki fotona bozunacaktır (solda). Kütle 130-700 GeV arasındaysa ( $M_H$ ), önce iki  $Z^0$  bozonuna sonra da, iki  $\mu^+$  ve iki de  $\mu^-$  müonuna bozunması bekleniyor (ortada). CERN'de yapımı süren Büyük Hadron Çarpıştırıcısı'nda Higgs'in en ağır kütesinin ( $M^*$ ) 0,5-1 TeV arasında ortaya çıkarak iki elektrona ve iki parçacık jetine bozunması bekleniyor.

den toplam 9 serbestlik derecesine, kütesiz kalan fotonun 2 enine serbestlik derecesini ekleyince, bir reel serbestlik derecesi daha kalır ki, bunu geriye kalan tek bir Higgs skalar bozonu taşır. Ara bozonlarının kütesi modelden bellidir. Ancak Higgs bozonunun kütesi hakkında modelin bir öngörüsü yoktur. Bu ara bozonlarının alınıp verilmemesinden kaynaklanan elektrozayıf etkileşimlere giren leptonların kendileri, 3 nesil halinde bulunurlar. Birinci nesil elektron ve elektron nötrinosundan, ikinci nesil muon ve muon nötrinosundan, üçüncü nesil ise  $\tau$ -leptonu ve varlığı öne sürülen  $\tau$ -nötrinosundan oluşur. Bu nesiller arasında, nesilden nesile giderek artan kütlelerinden başka bir fark bulunmaz. Kütesiz kabul edilen nötrinolar sadece sol ellidir. Elektronlar ise kütle kazanacakları için hem sol-elli hem sağ elli olabilirler. Salam-Weinberg modelinde elektron alanının sol elli bileşeniyle, elektron nötrino alanı, bir izospin çifti gibi, elektronun sağ-elli bileşeniyle, bir izospin teklisi olarak alınır. Higgs mekanizmasıyla leptonların da kütle kazanımını sağlamak için, Higgs alanlarıyla leptonların özel bir biçimde etkileşmeleri gerekir. Buna Yukawa bağlanması adı verilmektedir. Ancak sonuçta Yukawa bağlanmasının ne olacağını belirleyen bir kural olmadığından, lepton kütleleri modele yine elle konmuş olmaktadır. Gözlemlere uydurularak değerleri belirlenecek 26 tane serbest parametresinin bulunması, Salam-Weinberg modelinin bugün bile bütünüyle tatmin edici bulunmamasının esas nedenidir.

Ancak ilk yıllarında elektrozayıf modellerin çok daha temel bir ortak eksikliği belirgindi. Hepsini aynen Higgs'in yaptığı gibi klasik alanlar düzeyinde ele alınmış oldukları için, birer tutarlı, yani renormalizasyonu yapılabilen, ku-

antumlu alanlar teorisi verip vermedikleri henüz bilinmiyordu. Bu bilinmeden güvenilir hesap yapılmadığı için, modellerin hangisinin parçacık içeriğinin ve bunların birbirleriyle etkileşimlerinin gözlemlerle uyuşup uyuşmadığına karar verilemiyordu. Böylece aralarında bir tercih yapılmadan pek çok model öne sürüldü. Bu modellerin bir yararı olacak mıydı? Tam bu noktada gelen önemli bir katkı, 1971 yılında Veltman ve öğrencisi 't Hooft'un çalışmalarıyla kuantumlu Yang-Mills alanları teorisinin renormalizasyonunu göstermeleri olmuştur. Bunun hemen ardından, bu sefer 't Hooft tek başına Higgs mekanizmasıyla kütle kazandırmanın, teorisinin renormalizasyonunu etkilemeyeceğini de gösterince, artık elektrozayıf etkileşimler modelleriyle çeşitli öngörülerin hesaplanmasında bir belirsizlik kalmadı. Nitekim, aradan çok süre geçmeden 1973'te CERN laboratuvarlarında gözlenen nötral akım etkilerinin analizi sonunda en gerçekçi modelin Salam-Weinberg modeli olduğu anlaşıldı. Bu modele bugün standart elektrozayıf etkileşimler teorisi adı verilmektedir. 20. yüzyılın en önemli bir bilimsel ürünü olan standard modelin keşfi nedeniyle Glashow, Weinberg ve Salam 1979 yılı Nobel Fizik Ödülünü kazandılar. Bunun 20 yıl ardından 't Hooft ile Veltman'ın da elektrozayıf etkileşimler teorisine katkıları nedeniyle onurlandırılmaları, konuyu bilen fizikçilerin yıllardır beklediği bir olaydı.

Higgs bozonunun varlığı nasıl kanıtlanır? Bunun için bilinmesi gereken en önemli şey, kütesinin ne olduğudur. Bunu standard modelin öngörememesi, en büyük sıkıntıyı yaratmaktadır. Eğer Higgs bozonunun kütesi bir kaç GeV olsaydı şimdiye dek gözlenemez miydi? Bu hala bir olasılık, çünkü

Higgs bozonunun lepton ve kuarklarla etkileşimlerinin gücü, kütesinin küçüklüğü oranında zayıftır. Eğer etkileşimleri daha güçlü olacak şekilde daha ağır, fakat örneğin  $Z^0$  bozonundan hafifse,  $Z^0 \rightarrow H^0 + e^+ + e^-$  gibi bozunumlar da görülebilir. Higgs bozonu bundan da ağırsa, bugünkü parçacık hızlandırıcı ve çarpıştırıcılarının kapasitelerinin üst sınırı civarına gelmiş oluyoruz. İlke olarak Higgs bozonunun kütesi arttıkça, etkileşimleri güçlenir. Ama burada da bir başka limit var. Bu sefer de giderek yaşam süresi küçük çıkmaya başlar. Örneğin Higgs bozonunun yaşam süresi  $10^{-28}$  saniyeden daha küçükse, kütesi tam belirlenemez.

Higgs bozonunun varlığının kanıtlanması önemli. Eğer şu anda beklenen nitelikleriyle keşfedilirse, Goldstone'un ve Higgs'in varsayımları doğrulanmış olacak ve bundan öteye daha güvenle benzer varsayımları yaparak ilerleyeceğiz. Sorun, eğer Higgs bozonları bulunamazsa bu olumsuz sonucun nasıl yorumlanacağı konusunda düğümleniyor. Aslında Goldstone ve Higgs'in yorumlarına başından beri katılmayan, Higgs modelini sadece bir matematiksel araç gibi gören pek çok fizikçi var. Bir temel parçacık olarak Higgs bozonuna gerek olmadığını savunan bu bilim adamlarının en önemlisi Nobel Fizik ödülünü 't Hooft'la paylaşan ve onun hocası olan Veltman'ın ta kendisi. Tekrar süperiletkenlik benzetmesini hatırlarsak, Higgs bozonu aslında tüm uzayı dolduran ve kuantumlu ayar alan teorilerinin boşluğunu tanımlayan bir skalar alan. Yani kuantum teorisinde boşluk dediğimiz, belki de klasik fizikteki basit anlamında anladığımız gibi hiç de boş değil. Bu bakış açısından 20. yüzyıl kapandığında hal ve gidiş 19. yüzyıl sonundaki "eter" teorilerini çağrıştırıyor. İki seçenek var. Higgs bozonu yakın zamanda bulunursa zaten sorun kalmayacak. Ama ya bulunamazsa? O zaman 21. yüzyıl fiziğinde ilginç gelişmeler olacağını tahmin edebiliriz. Tıpkı olumsuz sonuç veren ünlü Michelson-Morley deneyinin, Einstein tarafından özel görelilik teorisinin inşası için gerekçe gösterilmesi gibi devrimsel fikirler üstüne kurulacak yepyeni teoriler bizleri bekliyor olabilir.

Tekin Dereli  
Prof. Dr., ODTÜ Fizik Bölümü