

Keyifli Okumalar Dileriz

Binlerce kategoride milyonlarca PDF e-kitap, ders kitapları, dergiler ve romanlara platformumuz üzerinden ücretsiz ulaşabilirsiniz.

RESMİ WEB SİTEMİZ

<https://rantey.org>

Yedek ve Duyuru Kanallarımız

Sitemize erişim engeli gelmesi veya adres değişikliği durumunda aşağıdaki kanallardan güncel giriş adresine erişebilirsiniz:

- Telegram: <https://t.me/birkitapbir>
- WhatsApp Kanalımız : <https://whatsapp.com/channel/0029VbDHv8uE50Us4lvMoc0Y>

STEVEN WEINBERG ATOMALTI PARÇACIKLAR

BİR KESİF SERÜVENİ

FOREIGNER WITH A GUN

Atomaltı Parçacıklar

bir keşif serüveni

Steven Weinberg



Atomaltı Parçacıklar / Bir Keşif Serüveni

The Discovery of Subatomic Particles

Steven Weinberg

Çeviri: Zekeriya Aydın

Introduction Copyright © 1990 by Steven Weinberg
Copyright © 1983 by Louise Weinberg and the Elizabeth Weinberg Trust
© Türkiye Bilimsel ve Teknik Araştırma Kurumu, 2001

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 - 252 - 1

- | | | |
|----------|------------|-------------|
| 1. Basım | Nisan 2002 | (2500 adet) |
| 2. Basım | Nisan 2002 | (2500 adet) |
| 3. Basım | Mayıs 2002 | (2500 adet) |
| 4. Basım | Mayıs 2002 | (2500 adet) |

Yayıma Hazırlayan: Barış Bıçakçı
Grafik Tasarım: Cemal Töngür

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

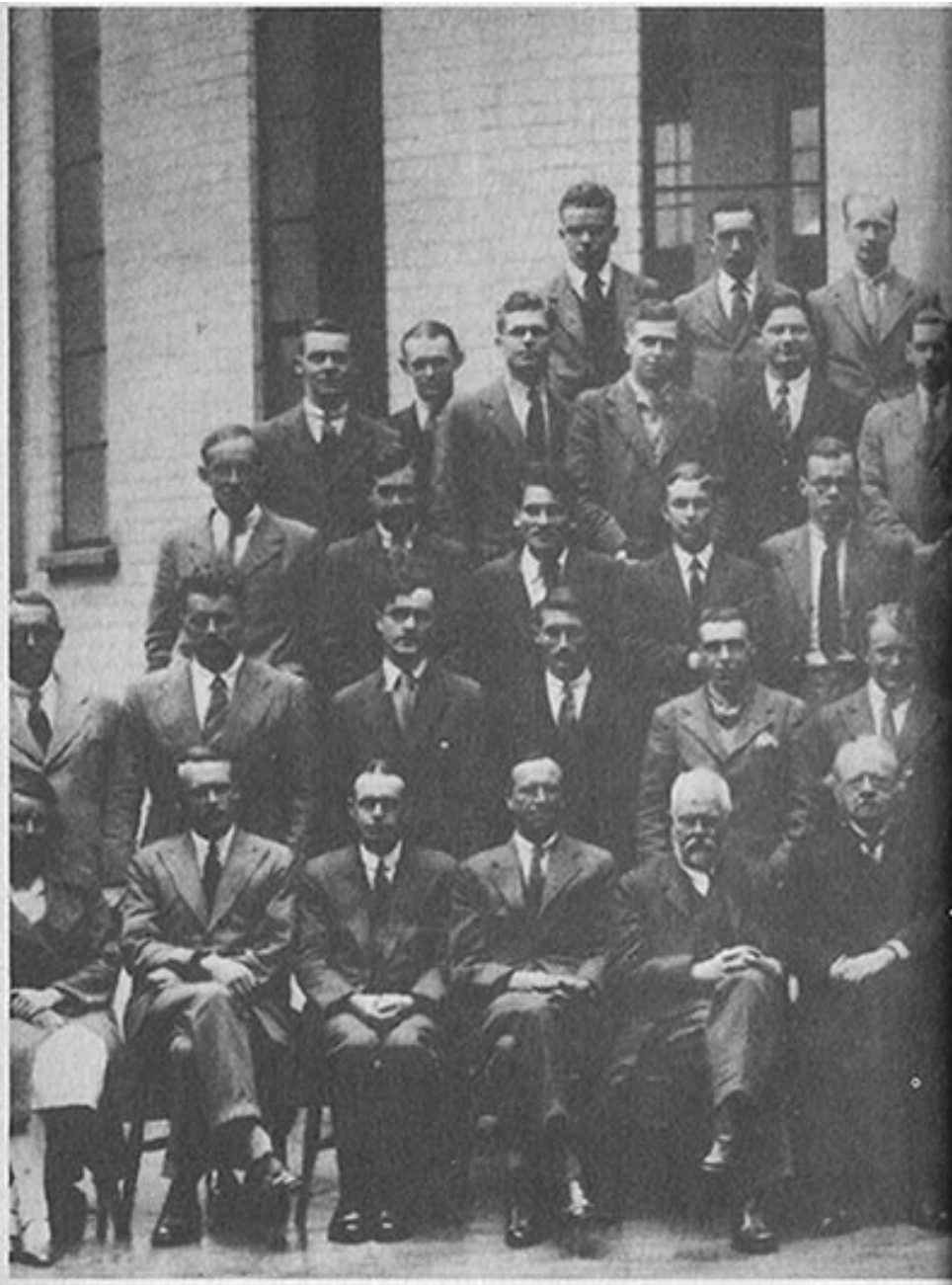
Atomaltı Parçacıklar

bir keşif serüveni

Steven Weinberg

Çeviri

Zekeriya Aydın

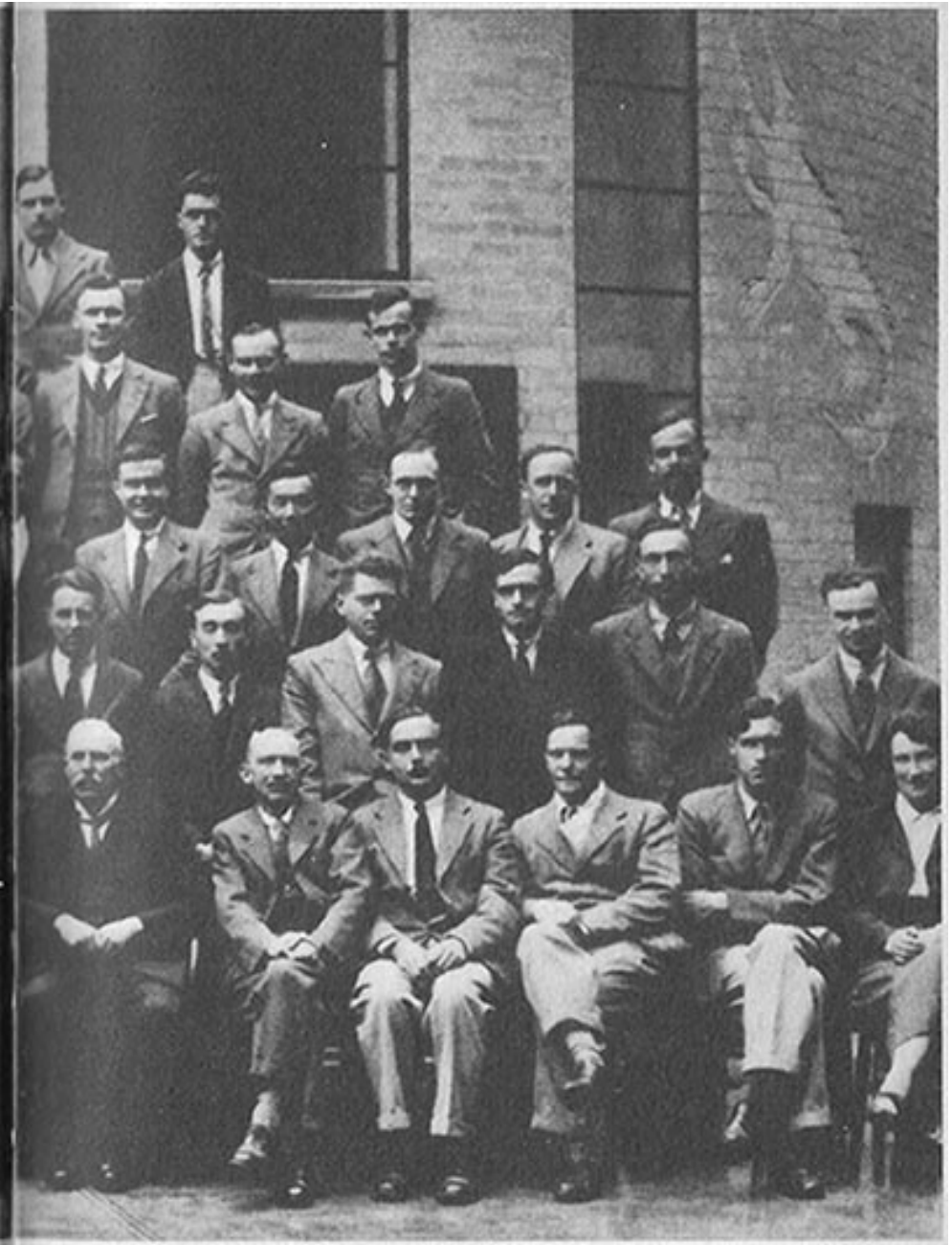


Cavendish Laboratuvarı çalışanları ve öğrencileri, 1933

Üst sıra: W. J. Henderson, W. E. Duncanson, P. Wright, G. E. Pringle, H. Miller.

İkinci sıra: C. B. O. Mohr, N. Feather, C. W. Gilbert, D. Shoenberg, D. E. Lea, R. Witty, — Halliday, H. S. W. Massey, E. S. Shire.

Üçüncü sıra: B. B. Kinsey, F. W. Nicoll, G. Occhialini, E. C. Allberry, B. M. Crowther, B. V. Bowler, W. D. Fowler, P. C. Ho, E. T. S. Watson, P. W. Burbidge, F. Bitter.



Dördüncü sıra: J. K. Roberts, P. Harteck, R. C. Evans, E. C. Childs, R. A. Smith, G. T. P. Tarrant, L. H. Gray, J. P. Gott, M. L. Oliphant, P. I. Dee, J. L. Pawsey, C. E. Wynn-Williams.

Oturanolar: — Sparshott, J. A. Ratchliffe, G. Stead, J. Chadwick, G. F. C. Searle, Profesör Sir J. J. Thomson, Profesör Lord Rutherford, Profesör C. T. R. Wilson, C. D. Ellis, Profesör Kapitsa, P. M. S. Blackett, —

Elizabeth'e

İçindekiler

Önsöz	I
Giriş ve Güncelleme	VII
Çevirenin Notu	XV
I. Bölüm	1
Parçacıklar Dünyası	
II. Bölüm	11
Elektronun Keşfi	
Geriyeye Dönüş: Elektriğin Doğası	14
Elektrik Boşalması ve Katot Işınları	22
Geriyeye Dönüş: Newton'un Hareket Yasaları	28
Katot Işınlının Sapması	33
Geriyeye Dönüş: Elektriksel Kuvvetler	38
Katot Işınlının Elektriksel Sapması	45
Geriyeye Dönüş: Manyetik Kuvvetler	48
Katot Işınlının Manyetik Sapması	57
Thomson'un Sonuçları	60
Geriyeye Dönüş: Enerji	64
Thomson'un Deneyinde Enerji Bağlantıları	71
Temel Parçacıklar Olarak Elektronlar	75
III. Bölüm	83
Atomik Ölçek	
Geriyeye Dönüş: Atom Ağırlıkları	87
Geriyeye Dönüş: Elektroliz	99
Elektron Yükünün Ölçümü	105
IV. Bölüm	115
Çekirdek	
Radyoaktivitenin Keşfi ve Yorumlanması	125
Çekirdeğin Keşfi	141
Atom Sayıları ve Radyoaktif Diziler	153
Nötron	163

V. Bölüm	181
Başka Parçacıklar	
Fotonlar	181
Nötrinolar	182
Pozitronlar	184
Diğer Karşıtparçacıklar	185
Müonlar ve Pionlar	187
Acayip Parçacıklar	191
Yeni Hadronlar	192
Kuarklar	192
Ekler	197
A Newton'un İkinci Hareket Yasası	
B Katot Işınlının Elektriksel ve Manyetik Sapması	199
C Elektrik Alanları ve Elektrik Çizgileri	203
D İş ve Kinetik Enerji	207
E Katot Işını Deneylerinde Enerji Korunumu	210
F Gaz Özellikleri ve Boltzmann Sabiti	212
G Millikan'ın Yağ Damlası Deneyi	221
H Radyoaktif Bozunum	227
I Atomda Potansiyel Enerji	233
J Rutherford Saçılması	236
K Momentumun Korunumu ve Parçacık Çarpışmaları	242
Tablolar	249
Okuma Notları	253
Dizin	255

Önsöz

Bu kitap, 1980 ilkbaharında Harvard Üniversitesi'nde yeni çekirdek ders programının bir parçası olarak anlattığım ve 1981'de Texas Üniversitesi'nde misafir profesörken verdiğim bir dersten filizlendi. Dersin amacı, kısaca belirtmem gerekirse, daha önce matematik ya da fizik öğrenimi görmediği varsayılan öğrencilere yirminci yüzyıl fiziğinin büyük başarılarını öğretmeye girişmek, böylece onlara, daha yeni gelişmeleri anlamaları için klasik fizik konularında -mekanik, elektromanyetizma, ısı vs.- temel bilgiler vermektir. Sanırım dersler çok iyi geçti ve ders notlarımı bir ders kitabına dönüştürme fikrine kapıldım; fakat tüm ders malzemesini kitaba dönüştürecek zamanım yoktu. W. H. Freeman and Company'dan Neil Patterson, bu derste anlattığım yirminci yüzyıl fiziğinin öyküsünün ilk kısmını *Scientific American* okuyucularına yeni Library Serisi'nin bir kitabı olarak sunmamı önerdi; böylece bu kitap ortaya çıktı.

Bu kitap, tüm olağan atomları oluşturan temel parçacıkların, yani elektron, proton ve nötronun keşfini ele alıyor. Kitap ana hatlarıyla tarihsel bir kitap olmakla birlikte önemli bir farkı var. Bilim tarihi kitaplarının çoğu, ya o bilime yabancı okuyucu için yazılmıştır ve dolayısıyla tarihi betimlemede biraz kabataslak ve yüzeysel olmak zorundadır ya da bilimi zaten bilen okuyucu için yazılmıştır ve bilmeyenlere seslenmez. Bu kitap ise, klasik fizik ile tanışmamış, fakat yirminci yüzyıl fiziğinin tarihini oluşturan zengin düşünceler ve deneyler yumağını anlayabil-

mek için klasik fizik konusunda bir şeyler bilmek isteyen okuyucuya sesleniyor. Bu temel fizik bilgisi, elektriğin doğası, Newton'un hareket yasaları, elektrik kuvvetleri ve manyetik kuvvetler, enerjinin korunumu, atom ağırlıkları vb. gibi konular üzerine birçok "geriye dönüş" bölümüyle veriliyor; tarihsel gelişimde bir sonraki noktayı anlamak için gerekli olan her yerde bu bölümlerden birini bulabilirsiniz.

Ashında, diğer bölümlerin arasına serpiştirilmiş olan bu "geriye dönüş" bölümlerinin ve temel fizik bilgisi malzemesinin, bu kitabı yazmamdaki gizli güdülerini gösterdiğini burada açığa vuracağım (nasıl olsa kimse önsözleri okumaz). Ben bilimsel keşifleri, diğer birçok bilim adamı gibi, yirminci yüzyıl kültürünün en önemli öğeleri arasında sayarım ve başka bakımlardan çok iyi yetişmiş birçok kişinin bilimin temellerini tanımadığı için kültürümüzün bu kısmını kesip atmaları bir trajedi gibi gelir bana. Bu eğitim boşluğu, gene de şaşırtmamalıdır insanı. Genel olarak konuşursak, fizik konusunda bilgi sahibi olmak isteyen bir öğrenci ya da okuyucuya sadece bir tek yol önerilir: Bilim adamı kuşaklarının izlediği geleneksel dersler dizisini izlemelisin... Önce daima mekanik gelir; genelde bunu ısı, elektrik ve manyetizma, ışık izler ve çeşni olarak da biraz "modern fizik". Fizikçi olmayı planlayan öğrenciler için bu, ideal yol olabilir; fakat başka birçok kişi bu süreci geçilemez bir çöl gibi görebilir. Onların duyguları da anlaşılmaz değildir. Biz fizikçiler tuhaf insanlarız; hesaplamalardan büyük zevk alarak standart fizik dersleri dizisi içinde eğitim yapmayı, yani bilardo toplarının çarpışmalarını, tellerde elektrik akımlarının akışını, bir teleskopta ışık ışınlarının yollarını hesaplamayı öğretiriz. Tüm öğrencilerin ya da okuyucuların bunlardan zevk almalarını beklemek, piyano çalmayı asla düşünmeyenlerin gam alıştırması yapmaktan hoşlanabileceği söylemekten hiç de daha fazla mantıklı değildir. Bana öyle geliyor ki, fiziğin temelleri hakkında fen bilimci olmayanlar için yazmaya çalışan birinin önüne çıkan en büyük engel, işte bu motivasyon sorunudur.

Benim bu sorunla uğraşırken hareket noktam şu varsayımıdır: Okuyucular bilardo toplarının çarpışmalarını hesaplamaktan zevk alsalar da almasalar da, genel olarak devrimci bilimsel düşünceler ve günümüzdeki keşiflerle ilgili temel bir bilgi birikimine sahip olmayı mutlaka isterler. Bu nedenle, bu kitaba temel klasik fizik üzerine uzun bir girişle başlamak yerine, her konuyu, o konuyu anlamak için gereken klasik fiziğin kavramlarına ve yöntemlerine bir giriş gibi kullanarak, hemen yirminci yüzyıl fiziğinin bir dizi temel konusunun içine dalmaya davet ediyorum. İlk konu, temel parçacıkların ilkinin, yani elektronun keşfidir. J. J. Thomson ve diğerlerinin bu keşfe yol açan deneylerini anlayabilmek için, okuyucu, Newton'un hareket yasalarını, enerjinin korunumunu ve elektrik kuvvetleriyle manyetik kuvvetleri öğrenmelidir. Bir sonraki konu, atomik büyüklüklerin ölçümüdür; burada okuyucu mekanik hakkında daha fazla bir şeyler öğrenir ve kimyanın tadına varır. Ve bu böyle sürer gider... Esas nokta, yirminci yüzyıl fiziğinin gelişimini anlamak için hangi özel kavramların ve yöntemlerin gerekli olduğunu ortaya çıkarmak ve okuyucudan, klasik fiziğin ve kimyanın sadece o yanlarını öğrenmesini istemektir.

Şurası bir gerçek ki, bu tür bir kitapta temel fizik ilkelerinin ele alınma sırası, bir fizikçinin alışkın olduğu mantıksal sıradan farklı olabilir. Örneğin, genellikle enerjiyle aynı zamanda anlatılan momentum kavramına, bu kitapta atom çekirdeğinin keşfine gelinceye kadar gerek duyulmayacaktır; dolayısıyla o zamandan önce ele alınmayacaktır. Konuların buradaki gibi yeniden sıralanışının bir sakınca yaratacağını sanmıyorum. Kendi deneyimlerimden yola çıkarak söylersem, fizik ve matematik hakkında bildiklerimin çoğunu, sadece kendi çalışmamı yapmak için bir şeyler öğrenmem gerektiğinde ve bunun için başka çıkar yol olmadığında öğrenmiştim. Aynı şeyin birçok bilim adamı için geçerli olduğunu sanıyorum. Dolayısıyla bu tür bir kitap, çalışan bilim adamlarının eğitiminde, fen bilimlerinde uzmanlaşacak öğrenciler için tasarladığımız birçok kitap ve dersten daha yararlı olabilir.

Umudum o ki, bu kitap, bilimin bilim adamı olmayanlara anlatılması yolunda bir katkı sağlasın. Bu konudaki düşüncelerimin doğru olup olmadığını, zaman ve okuyucu söyleyecektir. Her şey yolunda gider ve ben yirminci yüzyıl fiziği üzerine bu kitap dizisini sürdürmeye karar verirsem, bir sonraki kitap görelilik ve kuantum kuramı hakkında olacak ve burada anlatılan klasik fiziğe dayanacaktır.

Bu kitap fen konusunda hiçbir birikimi olmayan ve aritmetik dışında matematik bilmeyen okuyucuların anlayabileceği biçimde yazılmıştır. Metinde, soyut simgeler yerine kelimelerle ifade edilmiş çok önemli birkaç denklem verdim sadece. Cebirle bir sıkıntısı olmayan okuyucular için, kitabın ana metninde anlatılan akıl yürütmeyi temellendiren bazı hesaplamalar Ekler’de verilmektedir.

Bu kitap esasen fen bilimci olmayanlar için yazılmış olsa da, fizikçi arkadaşlarım tarafından bile ilginç bulunabilecek bir yanı var. Burada anlatılan büyük bilimsel başarılar, bizim son keşiflerimizin fişkırdığı toprağın büyük bir parçasını oluşturuyor. Örneğin en azından ben, Harvard ve Texas’ta dersler vermeye başladığımda yirminci yüzyıl fiziğinin erken geçmişi üzerine sadece bulanık fikirlere sahiptim; birçok fizikçi meslektaşım için de aynı şeyin geçerli olduğunu sanıyorum. Ümit ederim ki, bilim adamları bu kitaptaki (fiziği değilse bile) tarihin bir kısmını aydınlatıcı bulur.

Ayrıca bilim tarihi öğrencileri ve uzmanlarının da bu kitaptan zevk alacaklarını umuyorum; fakat onlardan özel bir özür dilemeliyim. Bu tür bir kitapta yirminci yüzyılda fizik alanında gerçekleştirilen devrimlere yol açan zengin etki yumağını çözecek bunun tam hakkını vermek olanaksızdır. Burada bütün yapabildiğim, bana klasik ve modern fiziğin öğelerini anlatma fırsatı verebilecek birkaç ana deneysel ve kuramsal keşifler dizisini ortaya koymaktı.

Kuşkusuz tarihsel hatalar yapmaktan kaçınmaya çalıştım; fakat malzeme seçimi ve sunuş sırası, tarihin olduğu kadar bilim-

sel anlatının da dikkate alınmasıyla düzenlenmeliydi. Bu kitabın tarih araştırmalarına bir katkı olarak düşünülmesini asla amaçlamıyorum. Yazımı süresince, Thomson, Rutherford, Millikan, Moseley, Chadwick ve başkalarının birçok klasik makalesini okudum; fakat birçok bölüm için de, kitabın sonundaki kaynakçada belirtilen ikincil kaynaklardan yararlandım. Her bölümün sonunda yer alan notlarda, metinde tartışılan klasik makalelerin bazılarına ve özel olarak güvendiğim yeni çalışmalara atıflar yaptım.

Basım aşamasında kitabı okumada gösterdikleri dostça işbirliği nedeniyle Howard Boyer, Andrew Kudlacik, Neil Patterson ve Gerard Piel'e gönül borcum var. Yayına hazırlamadaki özene ve birçok yararlı önerisi için Aidan Kelly de teşekkürü hak etmiştir. Harvard'da bu dersi ilk kez okuttuğumda Paul Bamberg'den değerli yardımlar aldım. Bu kitabın değişik kısımlarını okuma ve yorumlama zahmetine katlandıkları için I. Bernard Cohen, Peter Galison, Gerald Holton, Arthur Miller ve Brian Pippard'a içten teşekkürlerimi sunmak isterim. Can sıkıcı olabilecek birçok tarihsel hata onların yardımlarıyla giderildi.

Steven Weinberg
Austin, Texas
Mayıs 1982

Giriş ve Güncelleme

Yakında Dallas'ın güney kırlarında yeni bir bilimsel cihazın kurulmasına başlanacak. Bu cihaz Süperiletken Süper Çarpıştırıcı, veya SSC ya da sadece Süper Çarpıştırıcı olarak adlandırılıyor. Bu yapının ölçeği olağanüstü. Eğer her şey yolunda gider ve para desteği sürerse, Texas'ın Ellis County beldesinin çiftliklerini ve küçük kasabalarını barındıran Austin Chalk ve Taylor Marl boyunca yaklaşık 60 kilometre uzunluğunda oval bir tünel kazılacak. Bu tünelin içine boylu boyunca havası boşaltılmış bir çift boru döşenecek. Süper Çarpıştırıcı işlemeye başladığında, her boru, tüm atom çekirdeklerinde bulunan ve elektrikçe yüklü olan protonlardan oluşan bir demet taşıyacak. Bu iki proton demeti zıt yönlerde oval yörüngeyi dolanıp dururken, elektromanyetik dalgalar protonları 20 trilyon elektron-voltluk eşi görülmemiş yüksek enerjilere hızlandıracak. Havası boşaltılmış halkasal boruları saran binlerce güçlü mıknatıs iki proton demetini odaklayacak ve doğru yörüngeleri izleyecek şekilde onları eğecek. Tünelin içinde çeşitli istasyonlarda demetler kafa kafaya çarpıştırılacak ve bazıları savaş gemisi büyüklüğünde olan devasa cihazlar çarpışmalarında yaratılan parçacık sağanaklarını ayıklayacak. Deneysel fizikçi grupları, üretilen verileri inceleyerek maddenin yeni şekillerinin işaretlerini, yeni kuvvetleri ve bizi tüm fiziksel olayları yöneten yasalara götürebilecek ipuçlarını araştırarak.

Süper Çarpıştırıcı'nın, çalışmaya hazır olduğunda, bir süre dünya basınının ilgi merkezi haline geleceğini söyleyebiliriz. Fi-

ziksel bilimlere, öyle ya da böyle, ilgisi olan herkes Ellis belde-sinden gelen en son haberleri bilmek isteyecek. Bu böyle olmaz-sa yazık olur. Bilim yirminci yüzyıl kültürünün en parlak yan-larından biridir ve (en azından, biz fizikçilerin hissettiği gibi) her aydın kişinin dikkatini çekmelidir. Ayrıca, Süper Çarpıştırıcı'nın tutarının çoğunu Amerika Birleşik Devletleri'nin vergi yükümlülere ödeyecek ve paralarının karşılığını da herhalde ala-caklardır. Gene de, halkın ilgisinin yeni bir bilimsel araca böy-lesine ani bir şekilde odaklanmasında rahatsız edici bir şey var. Richard Feynman'ın bir zamanlar, halkın büyük kısmının da-ima bilim hakkında en son haberleri bilmek istemesinin, fakat daha önceleri neler olduğunu öğrenme konusunda pek istekli olmamasının nedenini anlamadığına ilişkin bir şeyler söylediği-ni hatırlıyorum. Ne olursa olsun, bilimsel ilerlemenin öyküsü, her şeyden önce bir öyküdür ve bir öykünün sonraki bölümlerini okumak da daha önceki bölümlerde olanlar hakkında bir şeyler söylemeye yardımcı olur.

Süper Çarpıştırıcı, bir süredir devam eden bir öyküye aslında bir bölüm daha ekleyecek. Bu çarpıştırıcı, artık Temel Parçacıkların Standart Modeli dediğimiz bir fizik kuramındaki boşlukları doldurmak ve daha önemlisi, Standart Model'in temelini oluşturan daha derin bir kurama yol açabilecek ipuçlarını sağlamak için tasarlanmıştır. Standart Model yeni bir şey değildir; 1960 sonları ile 1970 başları arasında birçok kuramcının çalışmasıyla esas olarak bugünkü yapısına kavuşturulmuş ve 70'li yıllar boyunca yapılan deneylerle doğrulanmıştır. Bu yüzyılın fiziğinde çok gerilere uzanan köklere sahiptir.

Standart Model'e ayrıntılı bir girişin yeri burası değil, kitabın konusu da bu değil zaten. Fakat kısaca değinmek yararlı olabilir. Standart Model, matematiksel açıdan kuantumlu alan kuramı denen türden bir kuram olarak ifade edilir. Bir kuantumlu alan kuramında çeşitli türden temel parçacıklar, bu parçacıklara karşılık gelen alan türlerinin enerji ve momentum desteleri olarak ortaya çıkarlar ve parçacıklar arasındaki tüm

kuvvetler, diğer temel parçacıkların alışverişiyle üretilir. Tüm kuram, bir gözlem çerçevesinde çeşitli değişiklikler yapıldığında alanları betimleyen denklemlerin değişmemesini sağlayan belli simetri ilkeleriyle yönetilir. Kuramın öngörü gücü çoğunlukla buradan gelir.

Temel parçacıklar, Standart Model'e göre, beş geniş sınıf oluşturur. İlki tüm sıradan atomların dış kısımlarını oluşturan elektronlarla üç aşağı beş yukarı elektronlara benzeyen, fakat çok daha ağır ve kararsız olan diğer parçacıkları ve görünürde hiç kütleleri olmayan nötrinoları içeren leptonların oluşturduğu sınıftır. "Yukarı" ve "aşağı" kuark olarak bilinen iki türüyle, sıradan atomların çekirdekleri içindeki parçacıkları, yani protonları ve nötronları meydana getiren kuarklar da başka bir sınıf oluşturur. Diğer kuark türleri kararsız ve çok daha ağırdır. (Kitabın son bölümünde bu kuarklar ve leptonlar hakkında söyle-necek çok şeyimiz olacak). Üçüncü sınıfta aşağı yukarı ışık parçacığı (foton) gibi parçacıklar olan vektör bozonlar (hantal bir ad bu) yer alır. Bu sınıftan bazıları, "W" ve "Z" parçacıkları, çok ağır ve kararsızdırlar. Diğerleri, yani gluonlar ise, kütsesiz olmakla birlikte, kuarklarla paylaştıkları gizemli bir özelliğe (bir gluonu ya da kuarkı diğer kuarklardan ve gluonlardan ayırmanın olanaksız olması özelliğine) sahiptirler. Kuarklar ve leptonlar arasındaki değişik türden şiddetli, zayıf kuvvetler ve elektromanyetik kuvvetler, bu vektör bozonların değişik tokuşuyla ortaya çıkar. Dördüncü sınıf içinde tek başına kütleçekimsel ışınımın kütsesiz parçacığı, graviton, bulunur; Standart Model'in diğer parçacıklarıyla pek alışverişi yok gibidir; ancak tüm parçacıklar arasında etkin olan kütleçekimi kuvvetlerini açıklamak için gereklidir. Son olarak, iyice gizemli beşinci bir parçacık sınıfı var ki, bu parçacıklar arasındaki etkileşimlerin, Standart Model'deki tüm parçacıkların kütlelerini üretmekten sorumlu olduklarına inanılıyor, ama özellikleri hâlâ tam olarak bilinmiyor. (Çok tartışılan fakat bugüne dek gözlenemeyen Higgs bozonu bu sınıfın bir üyesi olabilir.) Süper Çarpıştırıcı' nın

enerjisi için 20 trilyon elektron-voltluk hedef değerin seçilme nedeni, bir bakıma, beşinci sınıftaki parçacıkların etkileşme etkilerinin bu enerjilerde ortaya çıkacağının kesin olmasıdır.

Fakat Süper Çarpıştırıcı'nın amacı sadece beşinci sınıftaki parçacıkların gizeminin ve etkileşmelerinin açıklığa kavuşturulması değildir. Tüm bunlar anlaşılrsa bile, besbelli ki Standart Model, temel fizik yasalarının son ifadesi olmayacaktır. Bir ke-re, Standart Model'in neden böyle olduğunu anlamalıyız. Neden bu kadar çok kuark ve lepton var? Model neden bir W, bir Z ve bir foton ile tam sekiz tür gluonun var olmasını zorunlu kılan simetri ilkelerine uymaktadır? Gravitonun tüm bunlarla işi ne? Ve nihayet kuramın tüm sabitleri, kütleler, yükler ve benzerleri, niçin sahip oldukları sayısal değerleri almışlardır?

Geçen on yıl boyunca kuramsal fizikçiler, Standart Model'e temel oluşturabilecek daha derin ve daha basit kuramı zihinlerde canlandırmaya yardım edeceğini umdukları kurgusal denebilecek birçok fikirle boğuştu. Yeni simetri ilkeleri, daha fazla sayıda boyut, noktasal parçacıklar yerine sicimler ve hatta uzay ve zamanın bağlantılılığında dalgalanmalar içeren kuramlar matematiksel olarak araştırıldı. Gelecek on yıllarda yararlanacağımız zihinsel sermayenin çoğunu bu çalışmaların sağlayacağını sanıyorum. Özellikle sicim kuramları, diğer parçacıkları betimlediğimiz kuantum mekaniksel terimlerle gravitonları da betimleyebileceğimiz matematiksel bir çerçeve temin ettiler sonunda. Fakat şunu itiraf etmeliyiz ki, on yıllık parlak bir matematiksel araştırma, bizi doğru iz üzerinde olduğumuza inandıracak, deneyle doğrulanmış kesin sayısal öngörüler sağlayan yeni hiçbir şey üretemedi henüz. Kuşkusuz temel parçacık fizikçilerinin, ancak Süper Çarpıştırıcı gibi yeni deneysel araçların verebileceği türden yeni verileri elde etmenin kendileri için böylesine önemli olduğunu hissetmeleri bundandı.

Tüm noksanları ve belirsizlikleriyle, Standart Model hâlâ temel parçacıklar konusundaki yorumlarımızın oldukça etkileyici bir şekilde birleştirilmesini ve sadeleştirilmesini simgeliyor. Bu

noktaya on yıllarca süren deneysel ve kuramsal çabaların sonunda ulaşıldı. Bu kitap daha çok öykünün daha eski kısımlarını ele alıyor. Gene de, başlarda karşılaşacağımız oyuncular değişik rollerde bile olsalar, Standart Model’de karşımıza çıkacaklarla aynıdır. 1911’de Ernest Rutherford’un önderliğinde yapılan deneylerde varlığı anlaşılan proton ve 1932’de James Chadwick tarafından keşfedilen nötron, yalnızca atom çekirdeklerinin içine hapsolmuş “yukarı” ve “aşağı” kuarklar için kafesler değildir; onlar aynı zamanda bu kuarkların benzeşleridir; çünkü aynı türden iki-üyeli çekirdeksel ailenin içindedirler. J. J. Thomson tarafından 1897’de keşfedilen elektron, tüm Standart Model leptonlarının ilk örneğidir ve daha temel yapıtaşlarından yapılmış olabileceği yönünde ipuçları vermeyi inatla geri çeviren temel parçacıklara örnek olmayı sürdürmektedir.

Bu kitabın tek amacı, elektron, proton ve nötron gibi parçacıkların fizikte ilk ortaya çıkışlarını anlatmak değildir; ayrıca bugünün kuramlarında ve deneylerinde tekrar tekrar ortaya çıkan belirli konuları okuyucuya sunmaktır. Fizik dili, enerji, elektrik yükü, elektrik alanı ve manyetik alan, kütle, momentum ve bunun gibi kavramlarla uğraşmayı sürdürüyor. Bugün çoğu kişi bu niceliklerin ne anlama geldikleri konusunda en azından kaba bir fikre sahip; fakat söz konusu niceliklerin anlamlarının daha iyi anlaşılmasının bugünün keşiflerini anlamaya büyük yardımı olur. Bunun için Thomson, Rutherford, Chadwick ve onların çağdaşlarının tarihsel deneylerinde bu kavramların nasıl ortaya çıktıklarını incelemek en iyi yoldur.

Etkin tesir kesiti ya da ortalama ömür gibi biraz daha zor anlaşılır kavramlar da var. Bu kitapta, Rutherford’un atom çekirdeğini keşfetmesinin, alfa parçacıklarının (helyum çekirdekleri) altın atomları tarafından saçılmasıyla ilgili etkin tesir kesitini laboratuvarında ölçmesine dayandığını göreceğiz; bir ortalama ömrün ölçümü de ilk kez, o zamanlar toryum emanasyonu (salgısı) olarak bilinen radyoaktif gazın Rutherford tarafından incelenmesi sırasında yapılmıştı. Süper Çarpıştırıcı ve benzeri

yüksek enerji laboratuvarlarında yapılan çalışmaların büyük bölümü, şunun ya da bunun tesir kesitlerinin ve ortalama ömürlerinin ölçümlerinden oluşmaktadır.

Bir hızlandırıcı kurma düşüncesi bile, temel parçacık fiziğinin başlangıcına kadar geri gitmektedir. Thomson, elektromanyetik dalgalar yerine olağan depolama bataryaları ile 20 trilyon elektron-volt değil de sadece birkaç bin elektron-voltluk enerji sağlasa da ve çarpışmalardan çok demetin kendisiyle ilgilenmiş olsa da, onun düzeneği de kendi başına bir parçacık hızlandırıcısıydı.

Süper Çarpıştırıcı'nın 1998 ortalarında işlemeye başlaması planlanıyor; fakat biraz daha hızlı çalışılarak 1997'ye yetiştirilebilse, tüm temel parçacıkların içinde ilk bilineni olan elektronun keşfinin tam yüzüncü yılına rastlar ki, bu da müthiş uygun olur!

* * * * *

Atomaltı Parçacıklar'ın bu yeni baskısı, bana eski baskının çeşitli kısımlarını güncelleştirme şansı verdi.

• 4. Bölüm “Çekirdek”te, Cambridge Laboratuvarları'ndan birinin duvarına Rutherford'u simgeleyen bir timsah oydurulması yönünde Pyotr Kapitsa'nın kararına dair çeşitli yorumlar aktarmıştım. Daha sonra, Kapitsa'nın üç üvey ablasını tanıyan İngiltere'nin Leicester kentinden J. L. Koffman'dan ilginç bir mektup aldım. Koffman'a göre, bir timsah hakkında “oldukça müstehcen bir şarkı” varmış; bu şarkı 1922-25 yıllarında Rusya'da çok popülermiş. Şarkıda, büyük bir timsah çeşitli milletlerden insanların vücutlarının “bazı kısımlarını” kaparak cadde-lerde aşağı yukarı dolanırmış. Sanıyorum, Rutherford'un gadarlığını genel anlamda simgelemesi için timsah kullanma fikri oluşmuştu; yoksa onun belirli huylarının bir yorumu olarak değil... Ne olursa olsun, Rutherford timsahının bu son yorumunu şimdiye dek duymamıştım.

• Fresno'daki Kaliforniya Eyalet Üniversitesi'nden Profesör George Kauffman, bilgi olarak, bu kitapta anlatılan nükleer fizikteki çeşitli gelişmelere aslında ünlü fiziko-kimyacı William Draper Harkins'in (1873-1951) ön ayak olduğunu yazmış bana. T. F. Young'ın bir makalesinde bunun doğrulandığını gördüm; Young, hidrojenin helyuma dönüşmesiyle Güneş'te üretilebilecek enerjinin ilk hesabı ve Chadwick'in nötronu keşfinden hemen sonra bilimsel deneylerde nötronların kullanılması da dahil, birçok ilerlemeyi Harkins'e mal ediyor.

• 5. Bölüm "Başka Parçacıklar"da, kozmik nötrinoların asla gözlenemediğini söylemiştim. Büyük Patlama'nın ilk birkaç dakikasından arta kalmış muazzam sayıda düşük-enerjili nötrino için bu hâlâ doğrudur; fakat Ocak 1987'de çeşitli yeraltı laboratuvarlarında Güneş sisteminin dışından gelen nötrinolar saptanmıştır. Bu nötrinolar, dünyamızdan 150.000 ışık yılı kadar uzakta bulunan Büyük Macellan Bulutu'ndaki büyük süpernova patlaması, SN 1987A'dan salınmıştır. Böylesine uzun bir yolculuktan sonra nötrinoların her birinin birkaç saniyelik aralıklarla dünyaya ulaşması gösteriyor ki, farklı enerjilerine karşın tümü esas olarak aynı hıza sahiptiler; bu da, daima ışık hızıyla yol alan (foton gibi) kütsesiz parçacıklar olmaları durumunda beklenebilirdi. Bu olgu, hidrojenin radyoaktif izotopu trityumdan çıkan nötrinolar üzerine laboratuvar deneylerinde sağlanan gelişmelerle birlikte nötrino kütsesinin on elektron-volttan ya da elektron kütsesinin elli binde birinden daha büyük olamayacağını gösterir.

• Aynı bölümde, 1982'de kitabın yazımı sırasında, fizikçilerin, hem ara vektör bozonlar (yukarıda sözü edilen W ve Z parçacıkları için bir başka ad) ve Higgs bozonları denen parçacıkların keşfedilmesini, hem de bir kuark türünün daha bulunmasını beklediklerine değinmiştim. O zamandan beri, İsviçre'nin Cenevre kenti yakınlarındaki CERN Laboratuvarı'nda yüksek enerjili proton ve karşıtproton çarpışmalarında W ve Z parçacıkları keşfedilmişti. Bu parçacıkların kütselerinin tam Standart

Model'in öngördüğü değerlerde çıkmış olması çok sevindiricidir: W ve Z kütleleri, sırasıyla 86,4 ve 98,5 proton kütlesidir. Kayıp kuark türü ("üst" kuark) ve Higgs bozonu gözlemden kaçmayı sürdürmektedir.

- Temel parçacıkların araştırılması tarihinde öncü roller üstlenen bazı fizikçiler için bu kitabın ilk baskısında verilen yaşamöyküsü bilgilerine, aşağıdaki fizikçileri de üzümlere eklemeliyiz:

Pyotr Leonidoviç Kapitsa (1894-1984)

Paul Adrien Maurice Dirac (1902-1984)

Emilio Gino Segré (1905-1989)

Bize bıraktıkları çalışmalarda onların dehalarını özleyeceğiz.

Steven Weinberg
Austin, Texas
Kasım 1989

Çevirenin Notu

Temel parçacıklar fiziğindeki gelişmelerin büyük bir hızla sürdüğü, her yeni baskıya yeni bir giriş ekleme zorunluluğundan anlaşıyor. Bu kitabın üçüncü baskısı yapıldığında, eminim ki Bay Weinberg'in güzel bir "güncelleştirme" daha yazması gerekecek!

"Giriş ve Güncelleme"de anlatılan 63 kilometre çevreli Süperiletken Süper Çarpıştırıcı'nın yapımı ne yazık ki gerçekleşemedi. 1994 sonlarında, tünelin kazımına başlanmış ve toplam tutarın yüzde onu harcanmışken, Amerika Birleşik Devletleri Senatosu, Amerikan bütçesinin bu aşırı maliyeti kaldıramayacağı gerekçesiyle projeyi durdurdu. Bu durumda Amerikalı deneysel fizikçiler de, o yıllarda Avrupa ülkelerinin ortak hızlandırıcı merkezi olan CERN'de yapılması düşünülen LHC (Large Hadron Collider: Büyük Hadron Çarpıştırıcısı) projesine parasal destek vererek katıldılar. Bu projenin, 1981'den beri CERN'de işlemekte olan 27 kilometre çevreli LEP (Büyük Elektron-Pozitron) Çarpıştırıcısının tüneline, elektron ve pozitron demetlerinin halkaları yerine gene zıt yönlerde dönecek iki proton demeti halkası yerleştirilerek ve dört deney noktasına yan yatırılmış onar katlı binalar büyüklüğünde dev dedektörler inşa edilerek gerçekleştirilmesi planlandı. 2000 yılı sonunda LEP kapatıldı; deney hangarlarının yapımı bitmek üzere; ATLAS ve CMS adlı dev dedektörlerin dünyanın değişik ülkelerinde yapılan çeşitli parçalarının Cenevre'ye getirilip birleştirme çalışmaları sürüyor. Çarpıştırıcının 2004 yılında tamamlanmasına kesin gözüyle bakılıyor. Hedeflenen enerji, 20 trilyon elektron-volt de-

ğilse de, buna yakın: 14 trilyon elektron-volt. İçinde TÜBİTAK'ın desteğiyle Türkiye'nin de bulunduğu 35 kadar ülkenin 150 kadar enstitüsünden yaklaşık 1500'er bilim adamının katıldığı her bir LHC deneyi, parasal yönüyle ve işgücü açısından gerçekten de "küreselleşen" dünyamızda müthiş bir bilimsel işbirliği örneği oluşturuyor.

2005 yılında veri alımına başlanacak olan LHC deneylerinde Higgs parçacığının (ya da parçacıklarının), eğer varsa, saptanması kesin gibi görünüyor. Daha önce belirtildiği gibi, Standart Model sadece bir tane yüksüz Higgs parçacığının varlığını öngörüyor. Standart Model'in "süpersimetri" denen ve yaklaşık olarak gerçekleşen bir simetri ilkesiyle biraz daha genişletilmesi sayesinde elde edilen Minimal Süpersimetrik Standart Model ise, yüksüz Higgs'e ek olarak artı ve eksi yüklü iki tane Higgs parçacığı daha öngörüyor. Bu genişletilmiş modelde, ayrıca bildiğimiz tüm olağan parçacıkların süper-eşlerinin de var olması söz konusu... Elektronun eşi süperelektron (ya da kısaca, selektron), kuarkın eşi süperkuark (skuark), gluonun eşi gluino, Higgs'in eşi Higgsino vb... Süpersimetrisinin ancak yaklaşık olarak gerçekleşmesi nedeniyle, süper-eşlerin kütlelerinin trilyon elektron-volt basamağında olması beklenmektedir. Dolayısıyla LHC deneylerinde, Higgs'lerin yanında, süperparçacıkların aranması da söz konusudur.

Diğer hızlandırıcılardan gelen birkaç gelişmeyi de eklemekten geçmek istemiyorum:

- 2000 yılının son aylarında, LEP elektron-pozitron çarpıştırıcısı kapatılmak üzereyken, yaklaşık 122 proton kütlelerinde bir yüksüz Higgs bozonu ve yaklaşık 72 proton kütlelerinde yüklü Higgs bozonu olabilecek sinyallerin gözlemlendiği duyuruldu ve CERN yönetiminden istatistiğin iyileştirilmesi için LEP deneylerinin 2001 yılında da sürdürülmesi istendi; destek için anketler dağıtıldı; ama yönetim LHC'nin başlamasını erteler endişesiyle bu isteği geri çevirdi.

• Nihayet, Chicago'daki FERMILAB Hızlandırıcı Merkezi'nde 1,8 trilyon elektron-volt enerjili proton-karşıtpoton çarpıştırıcısında son kuark olduğunu sandığımız altıncı kuark ("üst" kuark) da 1994 yılında keşfedildi. "Gözlenmekten sürekli kaçabilmesi"nin, altın atomu kadar ağır (tam 174 milyar elektron-volt/c² kütleli, beşinci kuarktan tam 35 kat daha ağır) olmasından ileri geldiği anlaşıldı.

• Son yıllarda nötrino fiziği gerek kuramsal gerekse deneysel açıdan parçacık fiziğinin çok aktif bir dalı haline geldi. Elektron-nötrinosu ve müon-nötrinosu sırasıyla 1955 ve 1962 yıllarında gözlemlendikleri halde, tau-nötrinosu bir türlü saptanamıyordu. Nihayet 2000 yılı Temmuz ayında CERN tau-nötrinosunun doğrudan gözlemlendiğini duyurdu. Nötrino fiziği alanında diğer önemli bir gelişme de, nötrino salınımları konusunda ki son deneysel başarılarıdır. Nötrinolar, çok küçük de olsa, kütleye sahiptirler, bunların farklı karışımlarından belirli kütle özdeşleri kurulabilir; bu durumda nötrinoların birbirlerine dönüşmeleri (salınım yapmaları) mümkün olur. Tümüyle kuantum mekaniksel kökenli olan nötrino salınımlarının, örneğin Güneş'ten gelen nötrino akısındaki azlığı açıklayabileceği öne sürülmektedir. Nötrino salınımları üzerine en güçlü deneysel kanıt, 1998'de Japonya'daki KAMIOKANDE işbirliğinden geldi. Bu deneyde atmosferik nötrinoları bakılmakta; müonik-nötrino sayısında saptanan azlık, bu nötrinin tau-nötrinosuna (ya da dördüncü bir steril-nötrinoya) salınım yapmasıyla açıklanabilmektedir. Nötrino salınımlarının gözlemlendiği yolunda bugünlerde diğer laboratuvarlardan da haberler gelmektedir. Kütleli nötrinoların yol açacağı pek çok fiziksel sonuç vardır. Ancak her şeyden önemlisi şudur: Eğer nötrino salınımları gerçekten gözlenebilirse, bu, parçacık fiziğinde büyük başarıları imza atmış olan Minimal Standart Model'in ötesine geçilmesi gerektiğine dair ilk deneysel kanıtı oluşturacaktır.

I. Bölüm

Parçacıklar Dünyası

Acaba kaçımız, bir avuç kumun içindeki ufacık taş parçacıklarını inceleyerek, tüm madde biçimlerini oluşturan çok küçük ve çok sert zerrelere kafamızda canlandırabildik? “Madde, atom (Yunanca *atomos* (ατομος), yani “bölünemez”) dediğimiz görünmez parçacıklardan oluşmuştur.” ifadesinin kökeni, Trakya sahilindeki eski Abdera kasabasına kadar uzanır. Orada, MÖ beşinci yüzyılın sonlarında Yunan filozoflar, Leukippos ve Demokritos, tüm maddenin, atomlardan ve boş uzaydan oluştuğunu düşünmüşlerdi.

Abdera şimdi yıkıntılardan ibarettir. Leukippos’un hiçbir sözü günümüze ulaşmamıştır; Demokritos’un yazılarından ise bize sadece birkaç yararsız kırıntı kalmıştır. Gene de, onların atom düşüncesi capcanlıdır ve binlerce yıldır durmadan anlatıl-

maktadır. Maddenin, kapladığı uzayı dolduran bir süreklilik gibi düşünülmesi halinde çok şaşırtıcı görünebilecek bir sürü olağan gözlem, atom düşüncesiyle anlam kazanır. Bir bardak suyun içinde bir parça tuzun erimesini, tuzu oluşturan atomların su atomları arasındaki boş uzaya yayıldığını varsayarak açıklamaktan daha iyi bir açıklama olabilir mi? Bir damla yağın su yüzünde belirli bir alana (daha ötelere değil) yayılmasını, yağ tabakasının birkaç atom kalınlığında olana dek genişlediğini varsayarak açıklamaktan daha iyi bir biçimde açıklayabilir miyiz?

Modern bilimin doğuşundan sonra, atom düşüncesi, maddenin nicel kuramına temel olarak kullanılır duruma geldi. On yedinci yüzyılda Isaac Newton (1642-1727) gazların genişlemesini, gaz atomlarının boş uzaya saldırması biçiminde açıklamaya çalıştı. On dokuzuncu yüzyılın başlarında John Dalton (1766-1844) ise, ortak bileşikler oluşturan kimyasal elementlerin ağırlıklarının sabit oranlarını, bu elementlerin atomlarının bağlı ağırlıkları cinsinden belirledi.

On dokuzuncu yüzyılın sonlarında, atom düşüncesi birçok bilim adamı tarafından biliniyordu -biliniyordu, fakat henüz evrensel olarak benimsenmiş değildi. Kısmen Newton ve Dalton'un mirası nedeniyle, İngiltere'de atom kuramlarını kullanma yönünde bir eğilim vardı. Öte yandan, Almanya'da atomculuğa karşı direnç sürüp gidiyordu. Bu tam anlamıyla, Alman fizikçi ve kimyacılarının atomlara kesin şekilde inanmadıklarını göstermiyordu. Ama Viyanalı Ernst Mach'ın (1836-1916) etrafında oluşan ampirik felsefe okulunun etkisi altındaydılar ve çoğu -atom gibi- doğrudan gözlenemeyen şeyleri kuramlarına sokmaya çekiniyordu. Diğerleri, örneğin Ludwig Boltzmann (1844-1906) ısı ve benzeri olayların kuramlarını oluştururken atom varsayımlarını kullandı; fakat meslektaşlarınca horlanmaya katlanmak zorunda kaldı. Dediklerine göre, 1906'da Boltzmann'ın kendini öldürmesinde Mach taraftarlarının Boltzmann'ın çalışmalarına karşı çıkmalarının da payı vardır.

Tüm bunlar yirminci yüzyılın ilk çeyreğinde değişti. Madde-
nin atomlu yapısının yaygın olarak benimsenişi şaşılacak biçim-
de, ancak atomun yapıtaşları olan elektron ve çekirdeğin bulu-
nuşuyla, yani atomların bölünmezliğini içeren eski düşüncenin
altını oyarak onu çökerten keşiflerle oldu. Kitabımızın konusu,
işte bu keşiflerdir. Bu keşiflerin tarihine girmeden önce, söz ko-
nusu keşifleri ve atomun yapıtaşları hakkında şu anda bildikle-
rimizi anlatalım. Bu sadece kısa bir özet olacaktır; kitabın gele-
cek bölümlerinde bunları tüm ayrıntılarıyla anlatacağız.

Her atomun kütesinin çoğu, merkezindeki küçük, yoğun çe-
kirdekte bulunur ve bu çekirdek artı elektrik yükü taşır. Çekir-
değin etrafındaki yörüngede bir ya da daha çok elektron dola-
nır; bunlar eksi elektrik yükü taşırlar ve elektriksel çekim kuv-
vetiyle yörüngede tutulurlar. Bir elektron yörüngesinin tipik
yarıçapı 10^{-10} metre (angström adı verilen bir uzunluk birimi)
kadardır*; oysa ki çekirdek, 10^{-15} metrelik (fermi adı verilen bir
birim) tipik çapıyla çok daha küçüktür. Çeşitli kimyasal ele-
mentlerin her biri özel bir cins atomdan oluşur ve bir elementin
atomları bir diğer elementin atomlarından içerdikleri elektron
sayısıyla ayrılır: Hidrojende bir elektron, helyumda iki... bu
böylece lavrensiyuma, 103'e kadar gider. Atomlar elektronları-
nı ödünç vererek, değiş tokuş ederek ya da ortaklaşa kullanarak
daha büyük kümeler -moleküller- oluşturabilirler. Her kimya-
sal bileşik, özdeş moleküllerden meydana gelir. Normal koşul-
lar altında, bir atom ya da moleküldeki elektronlar uyarılarak
daha yüksek enerjili yörüngelere yerleştiklerinde görünür ışık
soğururlar; daha düşük enerjili yörüngelere geri düştüklerinde
ise ışık salarlar. Elektronlar atomlardan silkelenip koparılabilir
de; böylece bir metal tel boyunca hareket ederek şu bildiğimiz
elektrik akımını doğururlar.

Tüm bu kimyasal, optik ve elektriksel olaylarda atom çekir-
deği temelde durgun kalır. Bununla beraber çekirdek, proton
ve nötron adı verilen kendi yapıtaşlarından oluşmuş bir birleşik

* Bilimsel gösterim üzerine kısa bir değinme için, bu bölümün sonundaki eke bakın.

sistemdir. Proton, elektronunkine eşit ve zıt bir elektrik yükü taşır; nötron ise elektrikçe yüksüzdür. Proton $1,6726 \times 10^{-27}$ kilogramlık bir kütleye sahiptir; nötronun kütlesi birazcık daha büyüktür ($1,6750 \times 10^{-27}$ kilogram); elektronun kütlesi ise çok daha küçüktür ($9,1095 \times 10^{-31}$ kilogram). Çekirdeklerin içindeki proton ve nötronlar, çekirdekleri çevreleyen elektronlar gibi daha yüksek enerji durumlarına uyarılabilirler; ya da uyarılmışlarsa daha düşük bir enerji durumuna geri düşebilirler. Fakat çekirdekteki bu parçacıkları uyarmak için gereken enerjiler, atomun dış kısmındaki elektronları uyarmak için gereken enerjilerin milyonlarca katıdır.

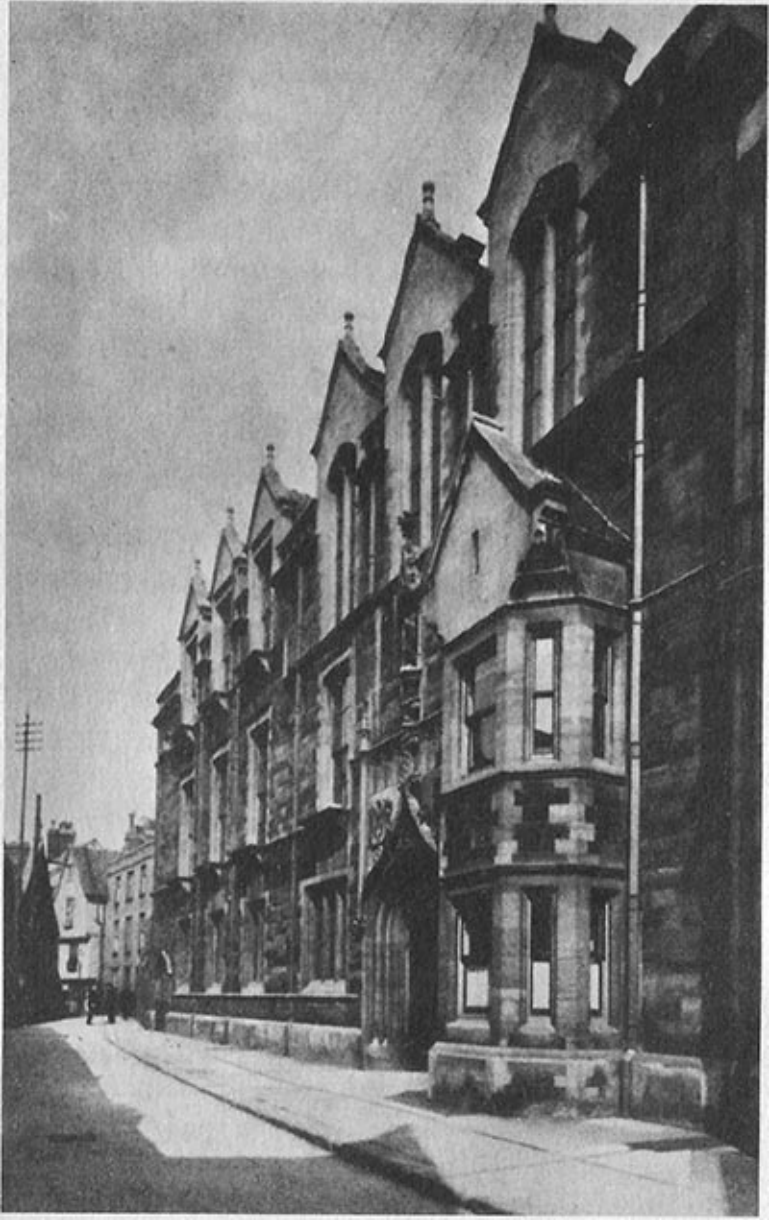
Tüm olağan maddeler atomlardan yapılmıştır; atomlar da proton, nötron ve elektronlardan oluşur. Ne var ki, buradan, temel öğelerin tam listesinin proton, nötron ve elektron olduğu sonucuna varmak yanlış olur. Elektron, lepton denen ve şimdi-lik yarım düzinesi bilinen bir parçacıklar ailesinin sadece bir üyesidir. Proton ve nötron ise, hadron olarak adlandırılan çok daha geniş bir parçacıklar ailesinin sadece iki üyesidir; bu aileden daha yüzlercesi bilinmektedir. Elektron, proton ve nötronları olağan maddenin her yerde ve her zaman bulunan içerikleri haline getiren temel özellik, onların oldukça kararlı oluşlarıdır. Elektronların mutlak şekilde kararlı olduklarına inanılmaktadır; proton ve nötronlar da (bir atom çekirdeğine bağlıken) en azından 10^{30} yıl varlıklarını sürdürürler. Birkaç istisna dışında, tüm diğer parçacıklar çok kısa ömürlere sahiptirler ve bu nedenle şimdiki evrende çok az bulunurlar. (Var olabilen diğer kararlı parçacıklar, sıfır ya da çok az kütleye ve yüke sahip parçacıklardır ve dolayısıyla atom ya da moleküllerin içinde tutulamazlar.)

Günümüzde proton, nötron ve diğer hadronların kuark denilen daha temel yapıtaşlarından yapılmış bileşimler olduklarına inanılıyor. Bilindiği kadarıyla, elektron ile lepton ailesinin öbür üyeleri gerçekten temeldir. Fakat temel olsunlar ya da olmasınlar, olağan atomları meydana getiren parçacıklar bunlardır

-proton, nötron ve elektron- ve kitabımızda onlarla ilgileneceğiz. Eski Abdera'nın bizim için atom düşüncesinin doğuşunu simgelemesi gibi, bir başka yer de atomun yapıtaşlarının bulunuşunun simgesi olmuştur: Cambridge Üniversitesi'nin Cavendish Laboratuvarı. 1897'de Joseph John Thomson (1856-1940) bu laboratuvarda katot ışınları üzerine deneyler yapmış ve bu deneylerde, hem elektrik akımının taşıyıcısı hem de tüm atomların temel yapıtaşı olan bir parçacığın -elektronun- varlığını kanıtlamıştı. 1895-1898'de Ernest Rutherford'un (1871-1937) radyoaktiviteyle ilgili çalışmalarına başladığı yer gene Cavendish'ti. Rutherford atom çekirdeğini keşfettikten sonra 1919'da Thomson'un yerine Cavendish Deneysel Fizik Profesörü olarak gene Cavendish'e geri dönmüş ve orada uzun soluklu seçkin bir nükleer fizik merkezi kurmuştu. James Chadwick'in (1891-1974) nötronu keşfetmesiyle, atomun yapıtaşlarının listesi 1932'de gene Cavendish'te tamamlanmıştı.

Ben Cavendish Laboratuvarı'nı ilk kez 1962 ilkbaharında, Berkeley'deki Kaliforniya Üniversitesi'nden Londra'ya çok genç bir fizikçi olarak bir yıllık izinle geldiğimde ziyaret etmiştim. O zaman Laboratuvar hâlâ Free School Lane'deki özgün gri taş binalarda bulunuyordu. Bu binalar, 1786'da Cambridge Üniversitesi tarafından botanik bahçesi olarak kullanılmak için satın alınmış olan arazi üzerinde 1874'ten beri dimdik ayakta durmaktaydı. Orayı, anlaşılmaz merdivenler ve koridorlar ağıyla birbirlerine bağlı küçük odalardan oluşan bir tavşan yuvası gibi hatırlıyorum. Berkeley tepelerinin güneşle aydınlanan tarafından körfeze hükmedercesine bakan Kaliforniya'nın o büyük Radyasyon Laboratuvarı'ndan çok farklıydı. Cavendish Laboratuvarı, doğanın gizlerine şiddetli saldırılar yapılan bir yerden çok, başlıca silahları yetenekli kişilerin zekâ ve kabadayılıklarından ibaret olan bir gerilla hareketinin, sınırlı olanaklarla girilen bir uğraşın merkezi izlenimini veriyordu.

Cavendish Laboratuvarı'nın kökeni, Cambridge'de deneysel fizik için bir yer oluşturma konusunu incelemek amacıyla 1868-69



Maxwell'den bu yana değişmeyen Cambridge Cavendish Laboratuvarı'nın dışı. Bina şimdi üniversitenin başka amaçları için kullanılıyor; laboratuvar çok daha modern bir yere taşındı.

kışında toplanan bir üniversite komitesinin raporuna dayanıyor. Deneysel bilimlerin heyecanla karşılandığı bir dönemdi. Kısa bir süre önce Berlin’de büyük, yeni bir deneysel fizik laboratuvarı açılmıştı; Oxford ve Manchester’da üniversite laboratuvarları kurulmaktaydı. 17. yüzyıl Lucasiyen Matematik Profesörü Sir Isaac Newton’a kadar uzanan matematikte yetkinlik geleneğine karşın (ya da belki bu nedenle), Cambridge, deneysel bilimde öncü bir rol oynayamamıştı. Fakat artık deneycilik revaçtaydı ve komite yeni bir deneysel Fizik Profesörlüğü ile ders ve deneylerin yapılacağı yeni bir bina istiyordu.

İş, para ve profesör bulmaya kalmıştı. Birinci gereksinim tezelden karşılandı. O zamanlar üniversitenin onursal rektörü, yedinci Devonshire dükü William Cavendish’ti. Dük, Laboratuvar’da iki kütle arasındaki çekici kütleçekimi kuvvetini ilk kez ölçen ünlü fizikçi Henry Cavendish’le (1731-1810) aynı aileden geliyordu. Devonshire dükü, Cambridge’de matematikte çok başarılı bir lisans öğrencisi olmuş; daha sonra Lancashire çelik endüstrisinde çok para kazanmıştı. Ekim 1870’de üniversitenin rektör yardımcısına yazarak, bina ve araç gereç için gerekli parayı -6.300 pound kadar- vermeyi önermişti.

İngiltere’nin en tanınmış deneysel fizikçisi olan Sir William Thomson’un (1824-1907), sonraki adıyla Lord Kelvin’in, ilk Cavendish Profesörü olması isteniyordu. Bununla beraber, Thomson, Glasgow’da kalmayı yeğledi ve böylece Cavendish Profesörlüğü bir başka İskoçyalıya verildi: James Clerk Maxwell’e (1831-1879). 39 yaşındaki Maxwell Glenair’deki malikanesinde emekliliğini geçirmekteydi.

Maxwell çoğunlukça Newton’la Einstein arasındaki en büyük fizikçi diye bilinir; fakat onu bir deneysel fizik profesörü olarak düşünmek tuhaf kaçır. Gerçi renklerin algılanması (aynı zamanda meslektaşları olan karısıyla birlikte) ve elektriksel direnç üzerine oldukça ünlü deneysel çalışmalar yapmıştı; ama onun büyüklüğü nerdeyse tümüyle kuramsal çalışmalarına dayanır. Her şeyden önce, elektrik ve manyetizma olaylarını anla-

tan denklemleri tamamlayan, sonra da bu denklemleri kullanarak elektromanyetik dalgaların varlığını öngören ve dolayısıyla ışığın doğasını açıklayan Maxwell'di. Her ne kadar Maxwell'in çalışmaları Cavendish Profesörlüğü'ne büyük prestij sağladıysa da, onun görev süresi boyunca Cavendish Laboratuvarı önde gelen bir deneysel fizik merkezi durumuna yükselemedi. Örneğin, elektromanyetik dalgaların varlığı deneysel olarak Cavendish Laboratuvarı'nda değil de, Alman deneyci Heinrich Hertz (1857-1894) tarafından Kalsruhe'de gösterildi.

1879'da Maxwell'in ölümünün ardından, Cavendish Profesörlüğü gene William Thomson'a önerildi; Thomson bu öneriyi gene nazikçe geri çevirdi. Bu kez profesörlük John William Strutt'a (1842-1919) verildi, ondan sonra da Lord Rayleigh'e. Hem kuramcı (Maxwell düzeyinde olmasa da), hem de deneyci olarak yetenekli biri olan Rayleigh çok çeşitli fizik problemleri üzerinde çalışmıştı. Bugün bile, hidrodinamik ya da optikte bir problemle karşılaşılrsa, çözüm aramaya başlama yeri onun derlenmiş çalışmalarıdır. Rayleigh'in liderliğinde Cavendish Laboratuvarı küçük bir kurum olmaya devam etti; oradaki çalışmaların çoğu, Rayleigh'in kendi çalışmalarıydı, yine de o dönemde önemli iyileştirmeler yapıldı. Yeni araçlar satın alındı, eğitim ve araştırma yeniden örgütlendi, bir atölye açıldı ve 1882'den itibaren kadınlar erkeklerle aynı koşullarla Laboratuvar'a kabul edilmeye başlandı. 1884'te Rayleigh Cavendish Profesörlüğü'nden istifa etti ve kısa bir süre sonra Londra'daki Kraliyet Entitüsü'nde daha az çekici olan profesörlük kadrosunu kabul etti.

Cavendish Profesörlüğü bir kez daha William Thomson'a (artık Lord Kelvin) önerildi; Kelvin yine Glasgow'da kalmayı yeğledi. Bunun ardından, kadronun, ders ve deneyler için araç gereç hazırlama işlerinin çoğunu yapmış olan R. T. Glazebrook ile W. N. Shaw'dan birine verilmesi gerekliliği gün gibi ortadaydı. Fakat profesörlüğün, daha çok matematikteki yeteneğiyle öne çıkan genç bir adama, J. J. Thomson'a verilmesi herkes için sürpriz oldu. Her ne kadar bu karar için o dönemde iyi nedenlerin var olup

olmadığı açık değilse de, seçimin doğru yapıldığı kısa sürede ortaya çıktı. Thomson, Rayleigh'in öğüdünü dinleyerek, katot ışınları üzerindeki çığır açıcı deneysel çalışmalarına başladı. Dahası, onun yönetimi altında Cavendish Laboratuvarı'na bir canlılık geldi. 1895'te gelen genç Yeni Zelandalı Ernest Rutherford dahil, birçok yetenekli deneyci, çalışmak için oraya akın etti. Artık atomun yapıtaşlarının keşfi için sahne kurulmuştu.

Bilimsel ya da Üstel Gösterim

Atomlar ve atomaltı parçacıklar çok küçüktür; normal bir madde parçasında, çok büyük sayıda atom ve atomaltı parçacık vardır. Onlardan bahsederken, çok büyük ve çok küçük sayılar için uygun bir "bilimsel" ya da "üstel" gösterim kullanmaksızın hiçbir yere varamayız. Bu gösterim 10'un kuvvetlerini kullanır; 10^1 , 10'un kendisidir; 10^2 , iki tane 10'un çarpımıdır, ya da 100'dür ve bu böylece sürer. Ayrıca 10^{-1} , 10^1 'in tersi ya da 0,1 dir; 10^{-2} , 10^2 'nin tersi ya da 0,01'dir ve bu böylece sürer. (10^n , bir tane 1 ve sağında n tane sıfır demektir; 10^{-n} ise, ondalık virgülden sonra $n-1$ tane sıfır ve bir tane 1 demektir.) Aşağıda 10'un bazı kuvvetlerinin bir listesi, Türkçe isimleri ve onları belirtmek için kullanılan örnekler verilmiştir.

10'un kuvveti	Türkçe ismi	Önek
10^1	on	deka
10^2	yüz	hekto
10^3	bin	kilo
10^6	milyon	mega
10^9	milyar	giga
10^{12}	trilyon	tera
10^{-1}	onda bir	desi
10^{-2}	yüzde bir	santi
10^{-3}	binde bir	mili
10^{-6}	milyonda bir	mikro
10^{-9}	milyarda bir	nano
10^{-12}	trilyonda bir	piko
10^{-15}	katrilyonda bir	femto

Örneğin, 10^3 gram 1 kilogramdır; 10^{-2} metre 1 santimetredir; ve 10^{-3} amper bir miliamperdir. Bu bilimsel gösterimin önemli yanı sadece bizi “katrilyonda bir” gibi kelimeleri yazmaktan kurtarmak değil, aritmetiği kolaylaştırmaktadır. 10^{23} ile 10^5 'i çarpmak istersek, 23 tane 10 'la 5 tane 10 'u çarpmamız gerekir; ki bu da 28 tane 10 'un çarpımı demektir, dolayısıyla yanıt 10^{28} 'dir. Benzer şekilde, 10^{23} 'ü 10^{-19} ile çarpmak (ya da 10^{23} 'ü 10^{19} 'a bölmek) istersek, o zaman 23 tane 10 'un çarpımını 19 tane 10 'un çarpımına böleceğiz demektir; ki bunun sonucu da 10^4 'tür.

Genel kural şudur: 10 'un kuvvetlerini çarparken kuvvetleri toplar, 10 'un kuvvetlerini bölerken ise kuvvetleri çıkarırız. Bu kurala göre, 10 'un herhangi bir kuvveti bölü 10 'un aynı kuvveti, 10 'un sıfırıncı kuvveti etmelidir; dolayısıyla 10^0 , 1 olarak alınır. 10 'un basit bir kuvveti olmayan sayılarla uğraşırken, böyle bir sayıyı daima 10 'un bir kuvvetiyle 1 ile 10 arasında bir sayının çarpımı olarak yazarız: Örneğin 186.324 sayısı $1,86324 \times 10^5$ ve 0,0005495 sayısı ise $5,495 \times 10^{-4}$ biçiminde ifade edilebilir. Bu tür sayıları çarpar ya da bölerken 10 'un kuvvetlerine eşlik eden sayıları çarpar ya da böler ve 10 'un kuvvetlerini de eskisi gibi hallederiz: Buna göre, $1,86324 \times 10^5$ ile $5,495 \times 10^{-4}$ 'ün çarpımı, $1,86324$ ile $5,495$ 'in çarpımı olan 10,238 kere $10^5 \times 10^{-4} = 10^1$ 'dir, bunu da $1,0238 \times 10^2$ olarak yazabiliriz. Bilimsel gösterim, bu günlerde oldukça yaygın bir şekilde kullanılmaktadır. *Scientific American* dergisinin sayfalarından tutun da, 20 Dolar'dan (2×10^1 Dolar) daha ucuza satın alabileceğimiz elektronik hesap makinelerine kadar. Dolayısıyla kitapta bu gösterimi bolca kullanacağım.

II. Bölüm

Elektronun Keşfi

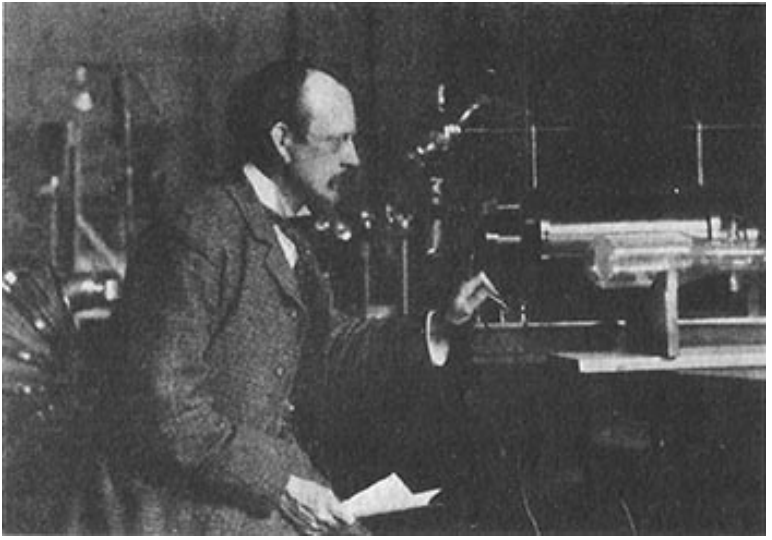
Yirminci yüzyıl, tüm maddenin birkaç tür temel parçacıktan -daha fazla bölünemeyen minicik birimlerden- oluştuğunun yavaş yavaş anlaşılmasına tanık oldu. Bu yüzyıl boyunca, yeni parçacıklar bulundukça ve eskilerinin daha temel yapıtaşlarından oluştuğu anlaşıldıkça, temel parçacık cinslerinin listesi birçok kez değişti. En son listede, bilinen 16 kadar temel parçacık var. Fakat tüm bu değişimler boyunca, bir parçacık hep listede kaldı: elektron.

Kimliği açık biçimde saptanmış olan ilk temel parçacık elektrondur. Hiç kütlesi olmayan, elektrikçe yüksüz birkaç parçacık türü bir yana bırakılırsa, temel parçacıkların büyük bir farkla en hafifi de elektrondur ve diğer parçacıklara bozunmayan birkaç parçacıktan biridir. Hafifliği, yükü ve kararlılığı nedeniyle,

elektron, fizik, kimya ve biyolojide eşsiz bir öneme sahiptir. Bir telden geçen elektrik akımı, elektronların akışından başka bir şey değildir. Elektronlar, Güneş'in ısısını üreten çekirdek tepkimelerine katılırlar. Daha da önemlisi, Evren'deki her normal atom, elektronlardan oluşan bir bulutla sarılmış yoğun bir göbekten (çekirdek) oluşur. Bir element ile diğeri arasındaki kimyasal ayrım, neredeyse tamamen atomdaki elektronların sayısına bağlıdır ve her maddede atomları bir arada tutan kimyasal kuvvetler, bir atomdaki elektronların diğeri atomların çekirdeklerini çekmelerinden ileri gelir.

Elektronun keşfi, genellikle ve haklı olarak İngiliz fizikçi Sir Joseph John Thomson'a (1856-1940) atfedilir. Thomson 1876'da burslu bir öğrenci olarak Cambridge Üniversitesi'ne girmişti. 1880'de yarışma biçiminde yapılan matematik bitirme sınavında ikinci olduktan sonra, Trinity'de Isaac Newton'un devam ettiği eski Cambridge College'ta bir hocalık elde etti ve hayatının sonraki 60 yılı boyunca Trinity'nin hocası olarak kaldı. Thomson'un ilk çalışmaları matematikle ilgiliydi ve göze çarpmak kadar önemli değildi. Dolayısıyla 1884'te Cavendish Deneyisel Fizik Profesörlüğü'ne seçildiğinde, buna biraz hayret etmişti. Thomson'un fiziğe yaptığı katkılar, deneysel araştırmalarında ve 1884'ten 1919'a kadar yürüttüğü Cavendish Laboratuvarı'nın liderliğinde yatar. Aslına bakılırsa, deneyleri çekip çevirmede becerikli değildi; ilk asistanlarından biri şunu anımsıyordu: "J. J. Thomson'un parmakları çok hantaldı, aletleri ellemesine meydan vermemek gerektiğini sezmiştim." Onun yeteneği -ki bu, hem kuramcılar, hem de deneyçiler için çok önemlidir- her an, uğraşılacak bir sonraki problemin ne olduğunu bilmesinde yatıyordu.

Onun hakkında yazılanlardan şunu anladım ki, Thomson meslektaşları ve öğrencileri tarafından çok sevilmişti. Büyük ölçüde onurlandırıldığı da kesin: 1906'da Nobel Ödülü'yle, 1908'de şövalyeliikle ve 1915'te Royal Society'nin başkanlığıyla... I. Dünya Savaşı'nda Britanya'da İnceleme ve Araştırma



J.J. Thomson

Kurulu'nun bir üyesi olarak görev yaptı: 1918'de Trinity College'ın müdürlüğüne atandı ve ölümünden kısa süre öncesine kadar bu görevi yürüttü. Westminster Abbey'e Newton ve Rutherford'un yakınına gömüldü.

Cavendish Profesörlüğü'nü kabulünden kısa bir süre sonra, Thomson, seyreltilmiş gazlarda elektrik boşalmasının doğası, özellikle katot ışınları olarak bilinen boşalma türü üzerine incelemelerine başladı. Bu gösterişli olaylar kendi başlarına yeterince ilginçtiler, ama onların incelenmesi Thomson'u çok daha ilginç bir probleme götürdü: Elektriğin kendi doğası problemine. Onun, elektriğin, bugün elektron olarak bilinen parçacıkların bir akışı olduğuna ilişkin yargısı, 1897'de üç makalede yayımlandı.¹ Thomson'un araştırmalarını ele almadan önce, elektriğin doğasını anlamaya yönelik daha önceki uğraşları özetleyelim.

Geriye Dönüş: Elektriğin Doğası*

Bir kehribar parçasının, bir kürke sürtüldüğünde, küçük saç parçalarını ve başka madde kırıntılarını çekme gücü kazandığı eski zamanlardan beri bilinir. Platon *Timaios* diyalogunda “kehribar çekimiyle ilgili mucizelere” değinir.² Ortaçağın başlarına gelindiğinde siyah kehribar adı verilen sıkıştırılmış kömür ve benzeri maddelerin de bu güce sahip olduğu anlaşılmıştı. Siyah kehribarın bu özelliği ile ilgili en eski yazılı kayıt, sanırım ki Aziz Bede’ye (673-735) aittir; bu İngiliz rahip ayrıca gelgit olaylarını incelemiş, gelecek yüzyılların Paskalya tarihlerini hesaplamış ve dünyanın büyük tarih kitaplarından birini, *İngiliz Kilise Tarihi*’ni yazmıştır. Tarih kitabında Bede, siyah kehribar için ‘kehribar gibi, sürtünmeyle ısıtıldığında neye değdirilirse ona yapışır’ demektedir.³ (Burada Bede elektriksel çekimin nedeni konusunda, sürtünmenin kendisi ile onun doğurduğu ısı arasında bir karışıklık sergiliyor -bu karışıklık on sekizinci yüzyıla kadar sıkça yinelendi.) Cam, sülfür, balmumu ve mücevher gibi diğer cisimlerin benzer özellikleri, Kraliyet Cerrahlar Yüksekokulu’nun müdürü ve I. Elizabeth ile I. James’in saray doktoru olan İngiliz tıp uzmanı William Gilbert (1544-1603) tarafından bulundu. Kehribarın Yunancası olan *elektron* (ἤλεκτρον) sözcüğünden⁴, *elektrik* (Latince kaleme alınan kitabında, *electric*) deyimini ortaya atan Gilbert’ti.

Elektriksel çekimin bu kadar çok farklı cisimde gözlenmesi, doğal olarak şu düşünceye yol açtı: Elektrik, cisimlerin kendilerinin bir iç özelliği olmayıp, cisimlerin birbirlerine sürtünmesiyle doğan ya da aktarılan ve yakındaki cisimleri çekmek için yayılan bir tür akışkandır (Gilbert’in deyimıyla, “görünmez buhar”). Bu betimleme, Stephan Gray (1667-1736) tarafından elektriksel iletkenliğin keşfiyle desteklendi. Gray 1729’da, Londra’daki Patent Bürosu’nun “fakir bir üyesi”yken, Royal

* Bu sıkça anlatılan bir öyküdür; benim buradaki anlatımım neredeyse tamamen ikincil kaynaklara dayanıyor. Katot ışınları üzerinde deneyler yapılmaya başladığında, elektrik konusunda bilinenler ve bilinmeyenler hakkında iyi bir fikir vermek için öyküyü burada özetliyorum.

Society'nin bazı üyelerine yolladığı bir mektupta, "sürtülen bir cam çubuğun 'Elektrik Özelliği', ya doğrudan temas ile ya da onları birleştiren bir telle diğer cisimlere iletilebilir, böylece onlara çubuğun sahip olduğu özellik, yani hafif cisimleri çekme ve itme özelliği verilir" diye yazıyordu.⁵ Şurası açıktı ki, elektrik ne tür bir şey olursa olsun, içinde olduğu cisimden ayrılabilirdi. Elektriklenmiş cisimlerin diğer elektriklenmiş cisimleri ya çektiği ya da ittiği anlaşıldığında, bir tür mü yoksa iki tür mü elektrik var, sorusu ortaya çıktı; bu da elektriğin doğası sorununu daha da karmaşık hale getirdi.

Elektriksel itmeyi ilk gözleyenler arasında, Niccolo Cabeo (1586-1650)⁶ ve Londra Royal Society'de bilimsel deneylerin uygulama görevlisi Francis Hauksbee (1666-1713) vardı. 1706'da Hauksbee, Royal Society'ye şöyle bir rapor sundu: Bir cam çubuk sürtünmeyle elektrikleştirildiğinde, önce pirinç yonga kırıntılarını çeker; fakat bu kırıntılar tüple temas ettikten sonra, tüp tarafından itilirler.

On sekizinci yüzyılın çok yönlü fen bilimcilerinden biri olan Charles-Francois de Cisternay Du Fay (1698-1739) tarafından Fransa'da daha başka karışıklıklar keşfedildi. Bilimler Akademisi'nde kimyacı ve Jardin Royal des Plantes'de yönetici olan Du Fay, geometri, yangın tulumbası, yapma mücevherler, yakamoz, sönmüş kireç, bitkiler ve çiy dahil hemen hemen aklı gelen her konuda makaleler yazmıştı. 1733'te Stephan Gray'in deneylerini duydu ve elektrik üzerine çalışmaya başladı. Kısa sürede, elektriklenmiş bir cam çubuğa değdirilmiş olan metal kırıntılarının (Cabeo ve Hauskbee tarafından gözlemlendiği gibi) birbirlerini ittiklerini, fakat elektriklenmiş bir reçine parçasıyla temas ettirilmiş metal kırıntılarını ise çektiklerini gözledi. Du Fay, sonuç olarak "Birbirinden çok farklı iki elektrik türü vardır; bunlardan birine camsı elektrik, diğerine reçinemsî elektrik diyorum." diye yazdı.⁷ Cam, kristal ya da mücevher gibi maddeler özellikle ipek ile sürtüldüklerinde "camsı" elektrik (Latince *vitreus*) üretilir. Kehribar ya da kopal gibi reçineler özellikle

kürk ile sürtüldüklerinde ise “reçinemsi” elektrik yaratılır. Aynı zamanda, camı sürtmek için kullanılan ipek reçinemsi elektrik toplar; reçineyi sürtmek için kullanılan kürk ise camı elektrik kazanır. Camı elektriğin de, reçinemsi elektriğin de olağan maddeyi çektiği ve camı elektriğin reçinemsi elektriği çektiği varsayılmıştı. Fakat camı elektrik taşıyan cisimler birbirlerini itiyordu, benzer biçimde reçinemsi elektrik taşıyan cisimler de birbirlerini itiyordu. Sözüün kısası, elektriğin benzemeyen türleri birbirlerini çeker, benzeyen türleri birbirlerini iter. Sürtülmüş cam çubuğa değdirilen metal parçası, çubuğun camı elektriğinin bir miktarını alır ve bunun sonucunda çubuk tarafından itilir. Sürtülmüş kehribar ya da kopal çubuğa değdirilen bir metal parçası da, çubuğun reçinemsi elektriğinden bir miktar alır ve böylece gene onun tarafından itilir. Fakat bu iki metal parçası birbirlerini çekerler; çünkü iki farklı tür elektrik taşırlar.

Gray ve Du Fay, elektriğin bir akışkan olduğunu yazmadılar; onu, madde içinde meydana getirilebilen bir durum olarak ifade ettiler. Du Fay’ın iki tür elektriğini, biri camı ve diğeri reçinemsi olmak üzere iki ayrı elektriksel akışkan olarak yorumlayan, Fransız kraliyet ailesinin hocası ve Paris Üniversitesi’nin profesörü Abbé Jean-Antoine Nollet (1700-1770) oldu.

İki akışkan kuramı, on sekizinci yüzyılda yapılan tüm deneylerle uyuşmaktaydı. Fakat fizikçiler, basitlik tutkuları nedeniyle, karmaşık bir kuramla karşılaştıklarında daha basitinin bulunabileceğini düşünürler. Kısa süre içinde elektriğin iki akışkan kuramı, önce Londralı tıp adamı ve doğa bilimci William Watson (1715-1787) ve sonra daha kapsamlı ve etkili olarak Philadelphialı bilgin Benjamin Franklin (1706-1790) tarafından önerilen tek akışkan kuramıyla boy ölçüşecekti.

Franklin 1743’te Boston’a yaptığı bir ziyarette, İskoçyalı popüler bir konferansçı olan Dr. Adam Spencer tarafından yapılan elektrik deneylerine bizzat şahit olduktan sonra elektrikle ilgilenmeye başladı. Kısa süre içinde, Londra’da temsilcilik yapan imalatçı ve doğa uzmanı Peter Collinson’dan bazı cam çu-



1762'de Benjamin Franklin. Arkasındaki düzeneğe dikkat edin; iki topun durumu, yukarıda bir yerde yüklü bir bulutun olduğunu gösteriyor.

buklar ve yönergeler aldı; kendi deneylerine ve kuramsal araştırmalarına başladı, bunları bir dizi mektupla Collinson'a bildirdi. Kısaca söylemek gerekirse, Franklin elektriğin "aşırı derecede ince parçacıklardan" oluşmuş, Du Fay'ın camı elektrik dediği şeyle ilişkilendirilebilecek tek tür bir akışkandan ibaret olduğu sonucuna vardı. (Franklin, Du Fay'ın çalışmasını bilmiyordu ve onun terminolojisini kullanmadı.) Franklin, olağan maddenin bir "cins sünger" gibi elektriği tuttuğunu varsaydı. Bir cam çubuğa ipek bez sürüldüğünde bir miktar elektrik ipekten cama aktarılır; böylece ipek bezde bir elektrik eksikliği ortaya çıkar. Du Fay'ın reçinensi elektrik dediğiyle ilişkilendirilen de işte bu elektrik eksikliğidir. Benzer biçimde, bir kehribar çubuğu kürke sürüttüğümüzde, bu kez çubuktan kürke bir miktar elektrik aktarılır ve çubukta bir elektrik eksisi olur; işte çubuktaki bu elektrik eksisi ve kürkteki elektrik fazlası, sırasıyla, Du Fay'ın reçinensi ve camı elektriğiyle ilişkilendirilir. Franklin elektrik eksisine *eksi* elektrik ve fazlasına da *artı* elektrik dedi; herhangi bir cisimdeki (artı ya da eksi) elektrik miktarına cismin elektrik *yükü* adını verdi. Bunlar, genelde hâlâ kullanılan deyimlerdir.

Franklin, yükün korunumu varsayımını da ortaya attı. Elektrik asla yaratılmaz ya da yok edilmez; sadece aktarılabilir. Dolayısıyla bir cam çubuk ipeğe sürüldüğünde, çubuk üzerindeki artı elektrik yükü ipek üzerindeki eksi yüke sayısal olarak tam eşittir; artı ve eksi yükler birbirlerini dengeler, böylece toplam yük sıfır kalır.

Peki ya çekme ve itme? Franklin elektriğin kendi kendisini ittiğini; fakat onu tutan maddeyi çektiğini varsaydı. Böylece Ca-beo'nun sürülmüş cam çubuğa değdirilmiş pirinç yongalar arasında gözlediği itme anlaşılabilirdi; çünkü bu metal yongaların tümünde elektrik fazlası vardı. Diğer taraftan, böyle metal yongalarla, sürülmüş bir reçine çubuğa değdirilmiş yongalar arasındaki Du Fay'ın gözlemlediği çekme de anlaşılabilirdi; çünkü reçine çubuğa değdirilen yongalarda bir elektrik eksisi oluşu-

yordu, dolayısıyla onlarla diğer yongaların elektriği arasındaki çekme baskın olabilirdi. Bu, her biri “camsı” elektrik taşıyan iki cisim arasında gözlenen itmeyi ve biri “reçinemsi” diğeri “camsı” elektrik taşıyan iki cisim arasındaki çekmeyi açık seçik bir şekilde açıklardı.

Fakat o zaman, reçinemsi elektrik taşıyan iki cisim, örneğin sürtülmüş kehribar çubuğa değdirilmiş metal yongalar arasındaki itme hakkında ne denebilir? Franklin’in tek akışkan kuramındaki bu açığı, St. Petersburg’daki astronomi gözlemevinin müdürü Franz Ulrich Theodosius Aepinus (1724-1802) kapattı. Franklin’in düşüncelerini öğrendikten sonra, Aepinus 1759’da, elektriğin dengeleyici niceliği olmadığında olağan maddenin kendi kendisini iteceğini ileri sürdü⁸. Böylece reçinemsi elektrik taşıdığı varsayılan cisimler arasındaki itme, kendilerine eşlik eden elektriğin bir miktarını kaybetmiş cisimler arasındaki itme biçiminde açıklandı. Bu düzeltmeyle, Franklin’in tek akışkan kuramı, Du Fay ve Nollet’in iki akışkan kuramıyla açıklanmış olan tüm olayları açıklar hale geldi.

Franklin’in mektupları, Collinson tarafından kitap haline getirilerek İngilizce, İtalyanca, Almanca ve Fransızca olarak basıldı. 1776 yılına gelindiğinde kitap on baskıya ulaşmıştı.⁹ Franklin ünlendi, Londra Royal Society’ye ve Fransız Bilimler Akademisi’ne üye seçildi; çalışmaları, on sekizinci yüzyılda yapılan daha sonraki elektrik çalışmalarını etkiledi. Gerçekten de, Franklin’in ünü, bağımsızlık savaşı boyunca Fransa’da Amerikan elçisi olarak hizmet verirken, on üç Amerikan kolonisine büyük yarar sağladı. Bununla birlikte, Franklin’in büyük ününe karşın, “tek akışkan mı, yoksa iki mi?” sorusu, on dokuzuncu yüzyılın ortalarına kadar fizikçileri bölmeye devam etti ve ancak elektronun keşfiyle gerçekten çözülebildi.

Tek akışkan kuramının mı yoksa iki akışkan kuramının mı doğru olduğunu öğrenmek için elektronun keşfini beklemeye sabrı olmayan okuyucular için hemen söyleyeyim ki, iki kuram da doğrudur. Normal koşullar altında, elektrik, elektron denen

parçacıklar tarafından taşınır; ki bunlar, Franklin'in varsaydığı gibi, sadece bir tür elektriğe sahiptirler. Fakat Franklin bunun hangi tür elektrik olduğu konusunda yanlış kestirimde bulunmuştu. Aslında elektronlar Du Fay'ın "reçinemsî" dediği elektrik türünü taşırlar, "camsı" türünü değil... (Fizikçiler, camsı elektriği artı ve reçinemsî elektriği ise eksi olarak adlandırarak Franklin'i izlemeyi sürdürüyorlar. Böylece, elektriğin en genel taşıyıcıları eksi elektrik yüküne sahiptir demek gibi şanssız bir duruma takılıp kaldık.) Nitekim, cam çubuk ipeğe sürtüldüğünde, çubuk camsı elektriği toplar ve ipek de reçinemsî elektrik kazanır; çünkü çubuktan ipeğe elektronlar aktarılır. Diğer taraftan, kehribar çubuk kürke sürtüldüğü zaman, elektronlar kürkten çubuğa aktarılırlar.

Olağan maddenin atomlarında, elektronlar, çok yoğun olan atom çekirdeklerine bağlıdırlar; her maddenin kütesinin neredeyse tümü bu çekirdeklerden gelir ve normal olarak katılarda çekirdek hareketsizdir. Franklin'in varsaydığı gibi, elektronlar elektronları iter ve elektronlarla çekirdekler birbirlerini çeker; Aepius'un varsaydığı gibi de, atom çekirdekleri diğer atom çekirdeklerini iter. Fakat maddenin artı ya da camsı yükünü sadece elektronların eksikliği olarak düşünmek yerine, bu yükün bizzat çekirdeklerde bulunduğunu varsaymak elverişlidir. Gerçekten de, katıları örneğin tuzu, suda eriterek atom çekirdeklerini özgür bırakmak (gene de neredeyse her zaman bazı elektronların eşliğinde) olasıdır; bu durumda artı (ya da camsı) elektrik taşıyan parçacıkların akımı gerçekleşir. Üstelik, pozitron denen başka parçacıklar da vardır ki, bunlar neredeyse her açıdan elektronlara özdeştir, sadece artı elektrik yükü taşırlar. Dolayısıyla, simetrik iki tür elektrik yükü düşünmekte Du Fay bir bakıma haklıydı: Artı ve eksi (ya da camsı ve reçinemsî) elektrik eşit derecede temeldir.

Okuyucu, neden kehribar kürke sürtülünce elektronlar kürkten kehribara geçer de, cam ipeğe sürtüldüğünde elektronlar camdan ipeğe geçer sorusuna yanıt arayabilir. İşin tuhafı şu

ki, yanıtı hâlâ bilmiyoruz. Soru, ipek ya da tüy gibi karmaşık katların yüzeylerinin fiziğiyle ilgilidir ve bu fizik dalı, henüz kesin öngörüler yapabileceğimiz bir noktaya ulaşamadı. Tamamıyla deneye dayanarak, tribo-elektrik sıra adı verilen bir maddeler listesi geliştirildi; bunun bir kısmı aşağıdaki gibidir:

tavşan postu / akrilik reçine / cam / kuvars / y n / kedi postu / ipek / pamuk / odun / kehribar / reçineler / metall r / teflon

Listenin başına yakın maddeler, elektronları kaybetme, listenin sonuna yakın maddeler ise elektronları toplama eğilimi gösterirler. Böylece, iki cisim birbirlerine s rt l rse, listenin başına daha yakın olan artı (ya da camsı) elektrik yükü, sonuna daha yakın olan ise eksi (ya da reğinemsisi) y k toplamaya eğilimli olacaktır. Tribo-elektrik sırada birbirinden iyice uzak cisimler için elektriklenme çok daha şiddetlidir. Örneğin, kehribarı tavşan postuyla sürterek elektrikleme, camı ipek ile sürterek elektriklemekten daha kolaydır. Tribo-elektrik sıra kuramsal olarak iyice anlaşılmamıştır ve havanın değişmesi bile çeşitli maddelerin göreli yerlerini etkileyebilir.

Sürtünmeyle elektriklenme bilimsel olarak ele alınacak elektiriksel olayların başında gelmesine karşın, onu henüz ayrıntılı biçimde anlayamamış olmamız kaderin bir cilvesidir. Fakat bilim çoğu kez böyle ilerler -doğanın sunduğu her problemi   zeerek değil de, önemsiz karışıklıklardan mümkün olduğunca arınmış ve dolayısıyla fiziksel olayların altındaki temel ilkeleri bulma fırsatlarını veren problemleri seçerek... Sürtünmeyle üretilen elektriğin incelenmesi, elektrik denen bir şeyin var olduğunu ve çekme ve itme kuvvetleri uyguladığını öğrenmemiz konusunda büyük bir rol oynadı; fakat sürtünmeyle elektriklenmeye neden olan gerçek süreç, elektriğin nicel özelliklerini daha iyi anlamayı sağlama açısından aşırı karmaşıktır. On sekizinci yüzyılın sonlarında fizikçilerin dikkati, artık diğer elektiriksel olaylara odaklanmaya zaten başlamıştı.

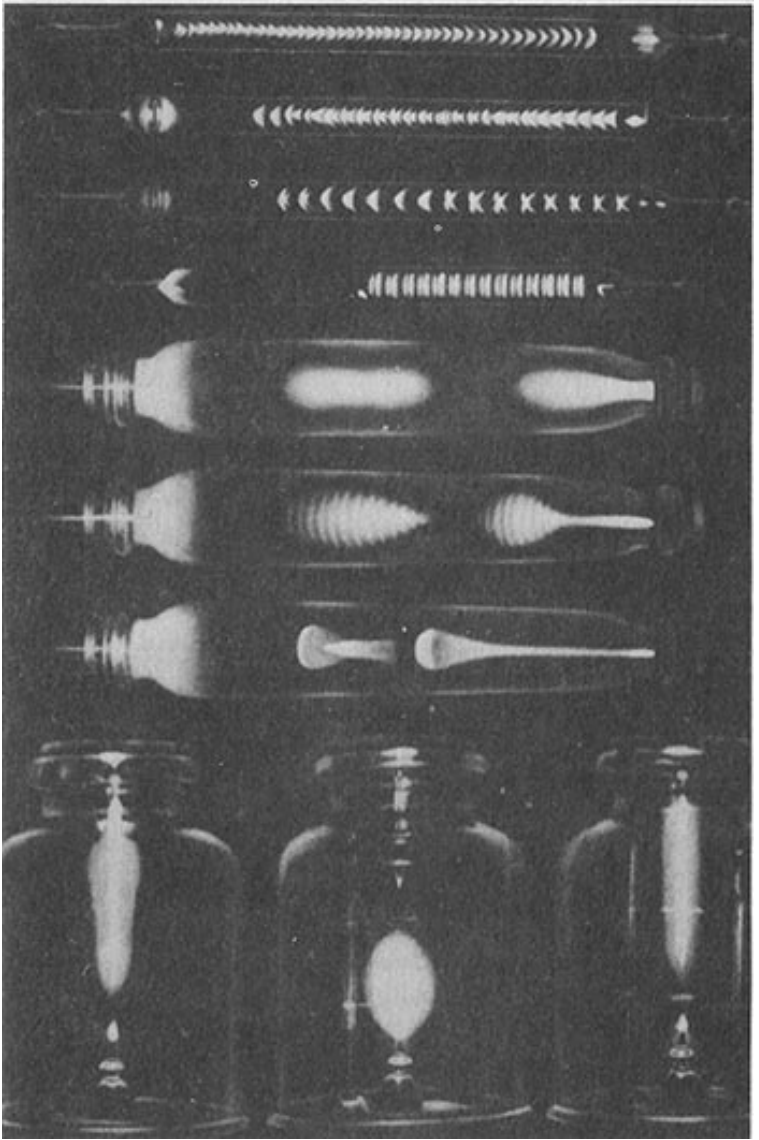
Elektrik Boşalması ve Katot Işınları

Franklin'in elektriksel çekme ve itmenin nicel ayrıntılarını ve elektriğin manyetizma ve kimya ile olan ilişkisini ele almasının ardından, elektrik üzerine çalışmalar yaygınlaştı. Bu konularla daha sonra uzun boylu uğraşacağız; fakat şimdi, seyreltilmiş gazların ve boş uzayın içinde elektriğin boşalmasıyla ilgili keşifler dizisini inceleyelim.

Elektrik boşalmasının bilinen en eski ve en gösterişli türü, kuşkusuz şimşekti. Bir elektrik akımı olarak şimşegin doğası Franklin tarafından önerilen ünlü bir deneyle 1752'de gösterilmiş olsa bile, şimşek o kadar seyrek ve kontrol dışı bir olaydır ki, onun incelenmesi elektriğin doğası hakkında çok az şeyi ortaya çıkarabilirdi. Fakat on sekizinci yüzyıl başlarında elektrik boşalmasının daha kontrollü bir türü bilimsel çalışmalar için hazır hale geliyordu.

1709'da Hauksbee, bir cam kabın içindeki havanın, kabın basıncı normal basıncın $\frac{1}{60}$ 'ına ininceye dek dışarı atılması ve kabın bir sürtünmesel elektrik kaynağına bağlanması halinde, kabın içinde acayip bir ışığın oluşabildiğini gözlemlemişti. Barometrelerdeki cıvanın üzerinde yer alan yarı boşlukta da benzer ışık parlamalarının oluştuğuna daha önce dikkat çekilmişti. 1748'de Watson, havası boşaltılmış yaklaşık 80 santimetrelik bir tüpün içindeki ışığı, "parlak bir alev arkı" olarak betimlemişti. Başka gözlemler de Abbé Nollet tarafından, Gottfried Heinrich Grummont (1719-1776) tarafından ve ünlü Michael Faraday tarafından yazılmıştı (Faraday hakkında daha sonra çok şey söyleyeceğiz).

Bu ışığın doğası başlangıçta anlaşılamadı; fakat bugün biliyoruz ki bu ışık ikincil bir olaydır/ Elektrik akımı bir gazın içinden geçerken, elektronlar gaz atomlarına çarparak enerjilerinin bir kısmını onlara verirler; ardından bu enerji ışık olarak tekrar salınır. Günümüzün floresan lambaları ve neon ışıkları aynı ilkeye dayanır; renkleri de kullanılan gazın atomlarının öncelikli olarak saldıkları ışığın rengidir: neon portakal rengi, helyum



Düşük basınçlı gazlarda elektrik boşalması

pembemsi-beyaz, cıva yeşilimsi-mavi gibi... Bununla birlikte, elektrik biliminin tarihi açısından bu olayın önemi, elektrik boşalmaları sonucu ortaya çıkan ışıktaki değil de, elektrik akımının kendisinde yatmaktadır. Bir kehribar çubuğun üzerinde elektrik toplandığında ya da bir bakır tel üzerinden bir elektrik akımı geçtiğinde, elektriğin özellikleri kehribar ya da bakırın katı kabuğunun özellikleriyle karışır. Örneğin, belirli miktardaki elektriğin ağırlığını, elektriklenmeden önce ve elektrikleştikten sonra kehribar çubuğun ağırlığını ölçerek saptamak bugün bile olanaksız olabilir; elektronların ağırlığı, çubuğun ağırlığına oranla aşırı derecede küçüktür. Yapılması gereken, elektriğin kendisini, onu normalde taşıyan sıvı ya da katı maddeden ayrı olarak elde etmektir. Gazlarda elektrik boşalmalarının incelenmesi, doğru yönde atılmış bir adımdı; fakat $\frac{1}{60}$ atmosfer basıncında bile, hava, elektronların akışına, onların doğasını keşfetmeye izin vermeyecek denli çok müdahale ediyordu. Gerçek ilerleme, ancak gazın kendisi ortadan kaldırılabilirdiğinde ve bilim adamları neredeyse boş uzayda saf elektrik akışını inceleyebildiklerinde mümkün olabildi.

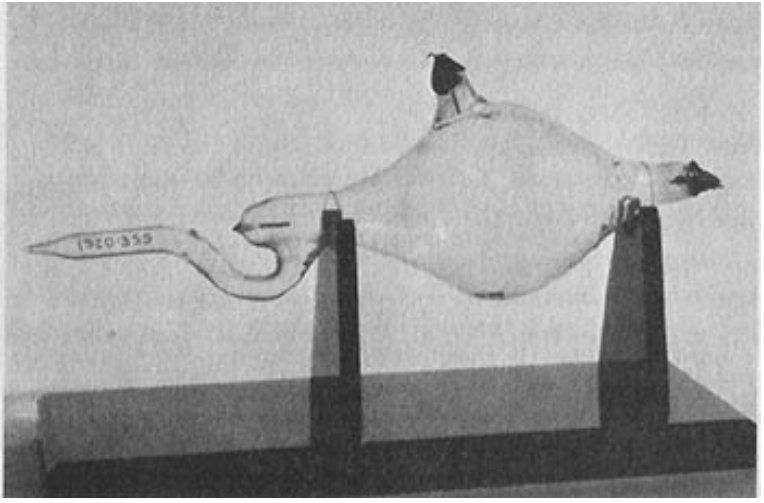
Etkili hava pompalarının bulunmasıyla dönüm noktasına gelindi. İlk pompalar, pistonları etrafındaki contalardan hava sızdırıyordu. 1885'te Johann Heinrich Geissler (1815-1879) piston olarak cıva sütunları kullanan bir pompa icat etti ve böylece contalara gerek kalmadı. Geissler'in pompasıyla bir cam tüpün içindeki havayı, deniz düzeyindeki normal hava basıncının on binde birkaçına kadar boşaltmak olanaklı hale geldi. Geissler'in pompası, 1858-59 yıllarında Bonn Üniversitesi'nin Doğa Felsefesi profesörü Julius Plücker (1801-1868) tarafından çok düşük basınçlı gazlarda elektrik iletimi üzerine yapılan bir dizi deneyde kullanıldı. Plücker'in düzeneğinde, bir cam tüpün içindeki metal levhalar tellerle güçlü bir elektrik kaynağına bağlandılar. (Faraday'ın terminolojisine göre, artı elektrik kaynağına bağlanan levhaya ise *katot* denir.) Plücker'in gözlediği şeydu: Tüpün içindeki

hava neredeyse tamamen boşaltıldığında, tüpün büyük bölümü boyunca ışık yok oluyor, fakat katot yakınında cam tüp üzerinde yeşilimsi bir parıltı ortaya çıkıyordu. Parıltının konumu, anotun yerleştirildiği yere bağlı görünmüyordu. Sanki katottan bir şeyler çıkıyor, tüpün içindeki neredeyse boş uzay boyunca ilerleyip cama çarpıyor ve sonra anot tarafından toplanıyordu. Birkaç yıl sonra Eugen Goldstein (1850-1930), bu gizemli olay için şu adı ortaya attı: *Cathodenstrahlen*, yani katot ışınları.

Artık bu ışınların elektron akışından başka bir şey olmadığını biliyoruz. Elektronlar elektriksel itmeyle katottan fırlatılıyorlar, neredeyse boş olan tüpün içinde sürükleniyorlar, cama çarpıyorlar, cam atomlarına enerjilerini veriyorlar, bu enerji görünür ışık olarak tekrar salınıyor ve ardından anota çekiliyorlar; böylece de elektrik kaynağına geri dönüyorlardı. Fakat bu, on dokuzuncu yüzyıl fizikçileri için anlaşılır olmaktan uzaktı. Birçok farklı ipucu bulundu ve uzunca bir süre bunların her birinin farklı doğrultuları işaret ettiği sanıldı.

Katot platin olduğunda, cam ampulün duvarları üzerinde ince bir platin filmin oluşması, Plücker'i yanlış yere yöneltti. Işınlara, küçük katot maddesi parçalarından oluşmuş olabileceğini düşündü. Şimdi biliyoruz ki, katot malzemesi tarafından hissedilen elektriksel itme gerçekten de katotun yüzeyinden küçük parçaların yırtılmasına neden olur; fakat bunun aslında katot ışınlarıyla ilgisi yoktur. Gerçekten de 1870'te Goldstein, katot ışınlarının özelliklerinin katotun yapıldığı malzemeye bağlı olmadığını gösterdi.

Plücker, tüpün yakınına bir mıknatıs koyarak, tüpün duvarları üzerindeki parıltının konumunun yer değiştirebildiğini de gözlemledi. Bu gözlem, göreceğimiz gibi, ışınların elektrik yüklü parçacıklardan oluştuğunun bir işaretiydi. Plücker'in öğrencisi J. W. Hittorf (1824-1914), küçük bir katotun yakınına yerleştirilen katı cisimlerin gölgelerinin tüpün parıldayan duvarlarına düştüğünü gözledi. Bundan, ışınların katottan çıkarak düz doğrular boyunca ilerlediği sonucunu çıkardı. Aynı



Katot ışınlarını incelemek üzere 1879'da yapılmış bir Crookes tüpü

olay, 1878-79'da İngiliz fizikçi, kimyacı ve ispiritizmacı Sir William Crookes (1832-1919) tarafından da gözlenmiş ve bu gözlem Crookes'u şu sonuca götürmüştü: Bu ışınlar, katottan eksi elektrik yükü kaptan ve sonra onun tarafından şiddetle itilen tüpün içindeki gaz molekülleridir. (Crookes'un grubundan bir fizikçi ve ispiritizmacı olan Cromwell Varley, bu ışınların "eksi kutuptan elektrik zoruyla fırlatılan inceltilmiş madde parçacıkları" olduklarını daha 1871'de ileri sürmüştü.) Fakat Crookes'un kuramı, Goldstein tarafından tam anlamıyla çürütülmüştü; çünkü Goldstein normal hava basıncının $1/100.000$ 'ine kadar boşaltılmış bir katot ışını tüpünde ışınların en az 90 santimetre yol aldıklarına dikkat etmişti. Oysa bu basınçtaki havada normal bir molekülün tipik serbest yolunun ancak 0,6 santimetre kadar olması bekleniyordu:

Almanya'da, yetenekli bir deneyci olan Heinrich Hertz'in (1857-1894) gözlemleri üzerine temellenen çok farklı bir kuram geliştirildi: 1883 yılında Hertz, Berlin Fizik Laboratuvarı'nda asistanken, katot ışınlarının elektriklenmiş metal levhalar tara-

findan pek saptırılmadığını gösterdi. Bu gözlem, katot ışınlarının elektrik yüklü parçacıklar oldukları olasılığını dışlıyor gibiydi; çünkü öyle olsaydı, ışın parçacıkları aynı yükü taşıyan levha tarafından itilir ve zıt yükü taşıyan levha tarafından çekilirdi. Böylece Hertz, bu ışınların ışık gibi bir tür dalga oldukları sonucuna vardı. Böyle bir dalganın bir mıknatıs tarafından neden saptırıldığı ise açık değildi; fakat o zamanlar ışığın doğası iyi anlaşılmış olmadığı için, bir manyetik sapma olanaksız görünmemişti. 1891'de Hertz, katot ışınlarının dalga kuramını destekler gibi görünen başka bir gözlem daha yapmıştı: Işık cama nasıl girebiliyorsa, bu ışınlar da altından ve diğer metallere yapılmış ince levhaların içlerine işleyebiliyordu.

Fakat katot ışınları ışık yapısında değildi. 1895'te doktora araştırmaları sırasında Fransız fizikçi Jean Baptiste Perrin (1870-1942), bu ışınların, katot ışını tüpü içine yerleştirilen bir yük toplayıcısı üzerine eksi yükler topladığını gösterdi. Hertz'in, bu ışınların elektriklenmiş levhalar tarafından çekilmesini ya da itilmesini neden gözleyemediğini artık biliyoruz: Işın parçacıkları öylesine hızlı hareket ediyorlardı ve elektriksel kuvvetler o kadar zayıftı ki, meydana gelen sapma gözlenemeyecek kadar küçüktü. (Hertz'in de farkında olduğu gibi, levhalar üzerindeki elektrik yükü, tüpün içerisinde kalan gaz moleküllerinin etkisiyle kısmen yok ediliyordu. Bu moleküller katot ışınları tarafından yüklü parçacıklara parçalanıyor; bunlar da zıt yüklü levha tarafından çekiliyordu.) Fakat Goldstein'in gösterdiği, gibi bu ışınlar yüklü parçacıklarsa, bu parçacıklar normal moleküller olamazlardı. Öyleyse onlar neydi?

İşte bu noktada öyküye J. J. Thomson giriyor. Thomson ilkin bu ışınların hızını ölçmeye yeltendi. 1894'te saniyede 200 kilometrelik bir değer (ışık hızının 1500'de biri) buldu; fakat yöntemi hatalıydı ve daha sonra bu sonuçtan vazgeçti. Thomson 1897'de Hertz'in başaramadığını başardı: Katot ışınlarının, bu ışınlarla elektriklenmiş levhalar arasındaki elektriksel kuvvetler tarafından saptırıldığını ortaya çıkardı. Bundaki başarısı, bü-

yük ölçüde, katot ışını tüpünün içindeki basıncı, içerde kalan gazın etkileri ihmal edilebilir bir düzeye gelinceye kadar, düşüren daha iyi vakum pompaları kullanmasından ileri geliyordu. (Elektriksel sapmayla ilgili bazı kanıtlar aşağı yukarı aynı zamanlarda Goldstein tarafından da bulunmuştu.) Sapma, Perrin'in "bu ışınlar eksi yük taşırlar" biçimindeki sonucunu doğrulayacak şekilde, eksi yüklü levhadan artı yüklü olan levhaya doğruydı.

Artık problem, bu gizemli eksi yüklü katot ışını parçacıklarının doğası hakkında nicel bir şeyler öğrenmekti. Thomson'un yöntemi dolambaşıydı: Bu ışınlara elektrik ve manyetik alanlar uyguluyor ve bu alanların ışınları saptırma miktarını ölçüyordu*. Thomson'un bu ölçümleri nasıl çözümlediğini anlamak için, önce genel olarak kuvvetlerin etkisi altında cisimlerin nasıl hareket ettiklerini ele alalım.

Geriye Dönüş: Newton'un Hareket Yasaları

Klasik fiziğin hareket yasaları, Sir Isaac Newton tarafından büyük eseri *Principia*'nın ilk sayfalarında verilmişti.¹ Ana ilke, İkinci Yasa'da, "kütlesi belirli bir cisme belirli bir ivme verecek kuvvet, kütle ve ivmenin çarpımıyla orantılıdır" şeklinde bir önerme olarak ifade edilir. Bu yasanın ne anlama geldiğini kavramak için, önce ivme, kütle ve kuvvet ile ne demek istendiğini anlamalıyız.

İvme, hızın zamana göre değişme miktarıdır. Yani nasıl hız, hareketli bir cismin kat ettiği yolun hareket süresince geçen zamana oranı ise; ivme de, hızlanan bir cismin hızındaki değişimin hızlanma süresince geçen zamana oranıdır. Dolayısıyla iv-

* Thomson başka bir deneysel yöntem daha kullandı: Katot ışını parçacığı tarafından tüpün karşı ucunda depolanan ısı enerjisini ve elektrik yükünü ölçtü ve böylece elektriksel kuvvetlerin yarattığı sapmayı ölçmenin zorluğundan kurtulmuş oldu. Bu yöntemi, gerçekten de katot ışınının elektriksel ve manyetik sapması üzerine dayanan yöntemden çok daha sağlıklıydı. Burada, tarihsel açıdan daha önemli olduğu için değil de elektriksel kuvvetleri gözden geçirme olanağı verdiği için, önce elektrik/manyetik sapma yöntemini anlatacağım; elektrik yükünün tanımını yapmak için zaten elektriksel kuvvetlere gereksinimimiz var. Enerji ve ısı kavramlarını gözden geçirdikten sonra da Thomson'un diğer yöntemini anlatacağım.

menin birimi, zaman başına hız ya da zaman başına zaman başı uzaklıktır. Örneğin, Yer'in yüzeyinin yakınlarında cisimler, saniye başına saniyede 9,8 metrelik ivmeyle düşerler. Buna göre, boşlukta durgun halden bırakılan bir cisim ilk saniyeden sonra saniyede 9,8 metrelik bir hızla, ikinci saniyeden sonra saniyede 19,6 metrelik bir hızla düşecek demektir.*

Şekli, büyüklüğü ya da içeriği ne olursa olsun; bir cismin *kütlesi*, kapsadığı madde miktarıdır. Bu, son derece belirsiz bir tanımdır; fakat burada bir miktar belirsizlik kaçınılmazdır, çünkü klasik fizikte kütlelerin tanımlanabileceği daha temel bir şey yoktur. Şöyle diyerek tanım biraz daha kesin hale getirilebilir: Cisimler bir araya getirildiklerinde birbirlerini değiştirmedikleri sürece, bu cisimler kümesinin kütlesi, tek tek cisimlerin kütlelerinin toplamıdır. Dolayısıyla karmaşık bir sistemin kütlesini, çoğu kez onun yapıtaşlarının kütlelerini birbirlerine ekleyerek hesaplayabiliriz. Temel bilimlerde en çok kullanılan kütle birimi gramdır (g) ve başlangıçta normal atmosfer basıncı ve 4° C sıcaklıktaki saf suyun bir santimetre küpünün kütlesi olarak tanımlanmıştır. Bir kilogram (kg) 1000 gram, bir miligram (mg) ise 0,001 gramdır. 1875 yılından beri, kilogram, Paris yakınında Pavillion de Breteuil'deki Uluslararası Ağırlıklar Bürosu'nda saklanan platin-iridyum alaşımı bir çubuğun kütlesi olarak tanımlanmaktadır. Gram da, bir kilogramın binde biri olarak tanımlanır.

Kuvvet, etkiye süresine ya da etkidiği cismin doğasına bağlı olmayan itme ya da çekme miktarıdır. Bu da aşırı derecede belirsiz bir tanımdır. Şöyle diyerek çok daha belirli hale getirilebilir: Bir cisme zıt yönlerde iki kuvvet uygulandığında cisim durgun kalıyorsa, bu iki kuvvet eşittir ve bir cisme aynı yönde çok

* Hızın sayısal değeri, bir uzunluğun ve bir zamanın sayısal değerlerinin oranı ve benzer şekilde ivmenin sayısal değeri, bir hızın ve bir zamanın sayısal değerlerinin oranı olduğundan; 'başına' kelimesi yerine bir bölü işareti koymak ve hızın birimi, uzunluk/zaman -örneğin, metre/saniye ya da kilometre/saat- ve ivmenin birimi, (uzunluk/zaman)/zaman ya da uzunluk/zaman² -örneğin metre/saniye² ya da kilometre/saat²- demek uygun olur. Buna göre, Yer'in yüzeyinin yakınlarında düşen cisimlerin ivmesi, 9,8 metre/saniye² ya da kısaca 9,8 m/s² olarak yazılabilir.

sayıda eşit kuvvet uygulanıyorsa; toplam kuvvet, kuvvetlerin sayısıyla tek bir kuvvetin şiddetinin çarpımına eşittir. Kuvvet birimi, standart bir yaya uygulandığında onu standart bir miktarda uzatan kuvvet olarak tanımlanabilir. Bu durumda, kuvvet birimi ile kütle ve ivme için kullanılan birimler arasında bir ilgi olmayabileceği için, İkinci Newton Yasası, “bir cisme belirli bir ivme vermek için gerekli kuvvet, cismin kütlesi ve ivmesinin çarpımı ile orantılıdır” şeklinde ifade edilmelidir.

Kuvvet biriminin tanımını kütle ve ivme birimlerine bağlamak olası ve çok daha yararlıdır. Örneğin, ivmeleri saniyede saniye başına metre ve kütleleri kilogram olarak ölçersek, o zaman kuvvet birimini, 1 kilogramlık kütleye saniyede saniye başına 1 metrelik ivme verebilecek kuvvetin büyüklüğü olarak tanımlanan *nevton* (N) olarak almalıyız. Bu birim sisteminde İkinci Newton Yasası şu basit şekli alır:

$$\begin{aligned} &\text{bir cisme belirli bir ivme} \\ &\text{vermek için uygulanması} = \text{cismin kütlesi} \times \text{cismin ivmesi} \\ &\text{gereken kuvvet} \end{aligned}$$

1 kilogramlık bir kütle ve saniyede saniye başına 1 metrelik bir ivme için, bu tam olarak 1 nevtonun tanımıdır. Formül tüm diğer kütle ve ivme değerleri için geçerlidir; çünkü Newton Yasası, kuvvetin hem kütle ile hem de ivme ile orantılı olduğunu söyler. Örneğin, kütle 2 kilogram ve ivme saniyede saniye başına 3 metre ise, o zaman kuvvet, 1 kilogramlık kütle ve 1 m/s²'lik ivme için söz konusu olan kuvvetten 2 x 3 kez daha büyük, yani 6 nevton olmalıdır (Ek A'ya bakabilirsiniz.)

İkinci Newton Yasası'yla ilgili bazı ek uyarılar:

- Kütle ya da ivme için başka birimler kullanıldığında, İkinci Newton Yasası'nı gene yukardaki basit yapısıyla kullanmaya devam edebiliriz; fakat kuvvet için başka bir birim kullanmalıyız. Örneğin, Newton Yasası, 1 gramlık (= 10⁻³ kg) bir kütleye saniyede saniye başına 1 santimetrelik (= 10⁻² m/s²) bir ivme vermek için gereken kuvvetin

$$(10^{-3} \text{ kg}) \times (10^{-2} \text{ m/s}^2) = 10^{-6} \text{ N}$$

olduğunu söyler. Bu kuvvet birimine din (dyne) denir. İvmele-ri saniyede saniye başına santimetre, kütleleri gram ve kuvvet-leri din cinsinden ifade edersek, kuvvet hâlâ kütle çarpı ivmeye eşittir.

- Kütle ve ağırlık arasındaki ayrımı vurgulamak önemlidir. Ağırlık bir kuvvet türüdür; bir cisim üzerine yerçekimi tarafın-dan uygulanan kuvvet. Daha önce de değinildiği gibi, Yer'in yü-zeyine yakın cisimler saniyede saniye başına 9,8 metrelik bir iv-meyle düşerler. Dolayısıyla Newton Yasası, 1 kilogramlık bir kütlenin 9,8 nevtonluk bir ağırlığa sahip olduğunu söyler. Aynı şekilde, Newton Yasası, m kilogramlık bir kütlenin $9,8m$ nev-tonluk bir ağırlığa sahip olduğunu söyler. Buna göre, tüm ci-simlerin aynı ivmeyle düşmeleri olgusu, ağırlığın kütleyle oran-tılı olduğu anlamına gelir. (Kütleçekiminin bu temel özelliği, Einstein'a Genel Görelilik Kuramı'nın yolunu açan ipucunu sağlamıştı.) Bir cismi bir tartıya koyduğumuzda, aslında onun ağırlığını ölçmüş oluruz, kütesini değil; m kilogramlık bir oku-ma gerçekte $9,8m$ nevtonluk bir ağırlık demektir. Cisimleri yer-yüzünden başka yerlerde tartmayı düşündüğümüzde, bu ayrım önemli hale gelir. Örneğin, 1 kilogramlık bir kütle Yer yüzeyin-de 9,8 nevton çeker. Ay yüzeyinde ise bu kütle yine 1 kilogram-dır; fakat daha zayıf olan ay-çekiminde ağırlığı ancak 1,62 nev-ton gelir.

- İkinci Newton Yasası kuvvet birimimizi tanımlamak için kullanılsa bile, bu yasa salt bir kuvvet tanımı değildir. Bağımsız kesin bir tanım olmadan da, İkinci Yasa'ya içerik katan sezgisel bir kuvvet kavramına sahibiz. Örneğin, bu yasa sadece şunları söylemek için kurulmuş bir tanım değildir: Gerilmiş bir yay be-lirli bir kütleyle belirli bir ivme kazandırırsa, iki kat kütleyle bir öncekinin yarısı kadar ivme kazandıracak ve aynı yönde etki-yen böyle iki yay bu kütleyle iki kat ivme kazandıracaktır. Ayırı-ca, bir cisme etkiyen sabit bir kuvvet, ona sabit bir ivme kazan-dıracaktır; böylece cismin hızı her saniye aynı miktarda arta-caktır. Bu tür deneysel olgular İkinci Yasa için temel sağlar.

• İkinci Newton Yasası'nın özel bir hali olarak, sıfırdan farklı kütleli bir cisme kuvvet uygulanmazsa, o cisim ivmelenmeyecek -yani sabit hızla hareket edecektir. Newton, bunu Birinci Hareket Yasası olarak ayrıca ifade etti. Üçüncü Hareket Yasası ise etki tepkiye eşittir yasasıdır: Bir cisim başka bir cisme bir kuvvet uygularsa, ikinci cisim de birinciye zıt yönde eşit bir kuvvet uygular.

• Alınan yolu geçen zamana bölerek hızı tanımlamak, ancak hız sabitse doğrudur. Aynı şekilde, hızdaki değişmeyi geçen zamana oranlayarak ivmeyi tanımlamak, ancak ivme sabitse doğrudur. Yoksa, bu oranlar, sırasıyla ortalama hız ve ortalama ivmeyi verirler. Hız ya da ivme değişiyorsa, herhangi bir andaki anlık hız ya da anlık ivmeyi, bu anın dolayında sifıra yaklaşacak denli küçük bir zaman aralığındaki ortalama hız ya da ortalama ivme değişimi olarak tanımlayabiliriz. Newton Yasası gerçekte kuvveti anlık ivmeye bağlar.

• Hız, ivme ve kuvvet birer vektördür -yani hem bir büyüklüğe, hem de yöne sahiptirler. Çoğu kez böyle nicelikleri belirli doğrultulardaki bileşenleri cinsinden betimlemek kolaylık sağlar. Örneğin, bir geminin hızını, doğuya doğru 10 kilometre/saatlik bir bileşene ve kuzeye doğru 15 kilometre/saatlik bir bileşene sahiptir diyerek belirttiğimizde, bir saat içinde 10 kilometre doğuya ve 15 kilometre kuzeye gittiğini anlatmak isteriz. (Böyle bir gemi aslında 18 km/saat kadarlık bir hızla kuzeye daha yakın kuzeydoğu yönünde ilerler.) Benzer şekilde, bir geminin ivmesinin, 2 km/saat²'lik doğu yönünde bileşene ve 1 km/saat²'lik kuzey yönünde bileşene sahip olduğunu belirttiğimiz zaman; asıl hızı ne olursa olsun, her saat boyunca bu hızın doğu bileşeni 2 km/saat ve kuzey bileşeni ise 1 km/saat artıyor demek isteriz. Kuvvetler de benzer biçimde, belirlenmiş doğrultulardaki itme ya da çekme miktarlarını veren bileşenler cinsinden betimlenebilirler.

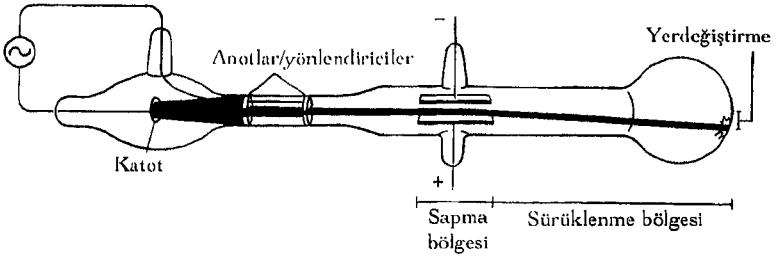
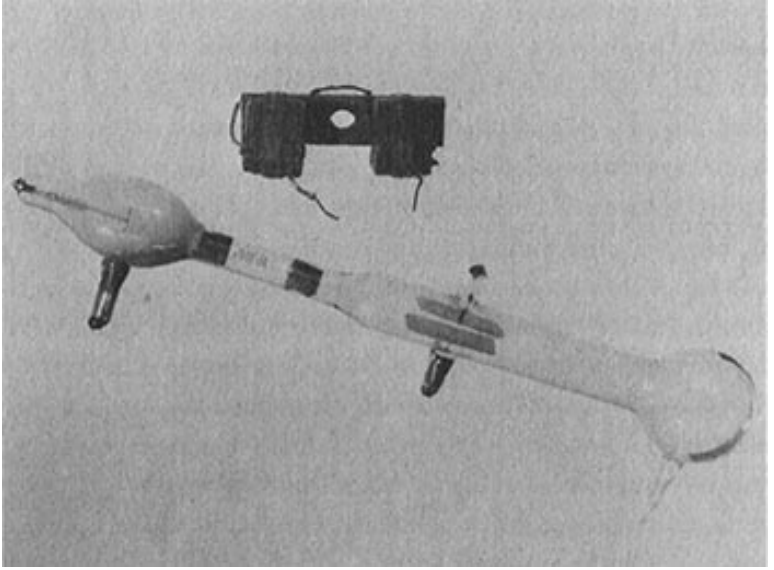
Vektörlerin bileşenleri artı olduğu gibi eksi de olabilir; örneğin hızın doğu bileşeni -20 km/saat ise, gemi her saat boyunca

20 km batıya hareket eder ve ivmenin doğu bileşeni saatte -2 km/saat ise, her saat boyunca hızın doğu bileşeni 2 km/saat kadar azalır (ya da batı bileşeni bu kadar artar). Eksi doğu bileşenli bir kuvvet, gerçekte batıya doğru bir itmedir. (Bu örneklerde hareket tamamıyla yataydır; dolayısıyla hızı, ivmeyi ya da kuvveti belirtmek için sadece iki bileşene gerek vardır. Genelde, üç bileşene gereksinim duyulur -örneğin doğu, kuzey ve yukarı.) İkinci Newton Yasası kuvvet ve ivmenin her bileşenine ayrı ayrı uygulanır -herhangi bir doğrultuda kuvvetin bileşeni, kütleyle ivmenin aynı doğrultudaki bileşeninin çarpımına eşittir.

- Bir cisme çeşitli kuvvetler uygulandığında, toplam kuvvet, tek tek bu kuvvetlerin toplamıdır. Daha kesin olmak gerekirse, toplam kuvvetin her bileşeni, tek tek bu kuvvetlerin ilgili bileşenlerinin toplamıdır. Örneğin, bir cisme, kuzey bileşeni 3 newton ve doğu bileşeni 1 newton olan bir kuvvet ile kuzey bileşeni -1 newton ve doğu bileşeni 6 newton olan ikinci bir kuvvet uygulanırsa; toplam kuvvet, kuzeye doğru 2 newtonluk ve doğuya doğru 7 newtonluk bileşenlere sahip demektir.

Katot Işıklarının Sapması

Thomson, kendi deneyinde çeşitli elektrik ve manyetik kuvvetler aracılığıyla yarattığı katot ışını sapmasının ölçümlerini, katot ışını parçacıklarının özellikleri cinsinden yorumlamaya olanak sağlayacak genel bir formül elde etmek için, İkinci Newton Yasası'nı kullandı. Onun katot ışını tüpünde, ışın parçacıkları, esas olarak yollarına dik açılarda uygulanan elektrik ve manyetik kuvvetlerin etkidiği bir bölgeden geçer (bu bölgeye sapma bölgesi diyelim) ve sonra tüpün ucuna çarpıncaya değin hiçbir kuvvetin olmadığı bir bölgede (sürüklenme bölgesi) giderler. Işın parçacıkları, tüpün ucundaki cam duvara çarptıkları yerde parlak bir ışık lekesi oluştururlar; dolayısıyla kuvvetler varken ve yokken oluşan parlak lekelerin konumları arasındaki mesafeyi ölçerek, ışın parçacıklarının kuvvetler tarafından saptırılma miktarını bulmak Thomson için kolay bir işti.



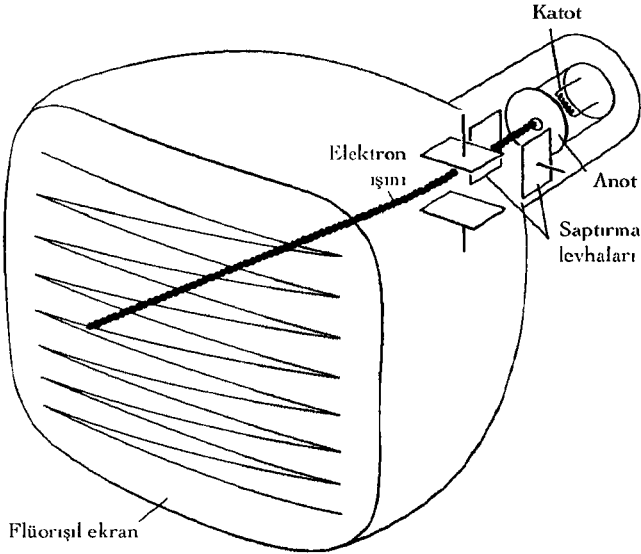
Üstte: J. J. Thomson'un elektronun kütle-yük oranını ölçtüğü tüplerden biri.

Alta: Thomson'un düzeneğinin şematik görünümü. Katot, cam tüp içinden bir tel ile eksi elektrik yükü sağlayan bir üretece bağlıdır; anot ve yönlendirici ise bir başka tel ile üretece bağlanmıştır, öyle ki eksi elektrik yükü gerisin geriye üretece akabilir. Sapırma levhaları güçlü bir elektrik bataryasının uçlarına bağlanmıştır; dolayısıyla levhalara güçlü eksi ve artı yükler verilmiş olur. Görünmeyen katot ışınları katot tarafından itilir; bazıları anot ve yönlendiricideki yarıklardan geçer, bu yarıklar zaten ince bir ışın demetinin geçmesi için yapılmıştır. Işınlr levhalar arasından geçerken elektrik kuvvetlerince yollarından saptırılırlar; daha sonra serbestçe yol alırlar ve sonunda tüpün duvarına çarpıp bir ışık lekesi oluştururlar. (Bu çizim Thomson'un "Cathode Rays", *Phil. Mag.* 44 (1897) 293 makalesinde yer alan Şekil 2'deki katot ışını tüpünün bir çizimine dayanmaktadır. Işınları manyetik kuvvetlerle saptırmak için kullanılan mıknatıslar, şekil karışmasını diye gösterilmemiştir.)

(Thomson'un düzeneğinin şematik çizimine bakınız). Thomson'un formülü şöyle ifade edilebilir:

$$\text{Tüpün karşı ucunda ışının yerdeğiştirmesi} = \frac{\text{ışın parçacığına etkiyen kuvvet} \times \text{sürüklenme bölgesinin uzunluğu} \times \text{sapma bölgesinin uzunluğu}}{\text{ışın parçacığının kütlesi} \times (\text{ışın parçacığının hızı})^2}$$

Formülü az çok gerçekçi olan sayılarla açıklamak için, ışın parçacıkları üzerine 10^{-16} newtonluk kuvvet uygulandığını varsayalım; sapma bölgesinin uzunluğu 0,05 metre, sürüklenme bölgesinin uzunluğu 1,1 metre, katot ışını parçacıklarının kütlesi 9×10^{-31} ki-



Çok daha bildik bir katot ışını tüpü olan modern televizyon tüpünün şematik görünümü. Thomson, tüpün içindeki boşluk boyunca ilerleyen görünmeyen katot ışınının yolunu saptamak için tüpün ucuna çarpan ışının oluşturduğu parlak lekenin konumundan yararlanmıştı. Thomson'un zamanından günümüze bu parlak leke, televizyonun temeli olarak hepimiz için iyice tanındık hale geldi. Televizyon tüpü, aslında görüntü amacıyla kullanılan bir katot ışını tüpüdür. Bu tüpün içinde, katot ışını elektriksel kuvvetlerle yölesine yönlendirilir ki, tüpün karşı ucunda ışın düzenli olarak sağa sola gidip gelir. Bu ışın tüpün ucundaki özel olarak kaplanmış cam ekrana çarptığı zaman, ekranda bir ışık lekesi belirir. Televizyon sinyali, ekrana çarpacak olan katot ışınının şiddetini kontrol eder; böylece ekran üzerinde art arda ışıklı ve karanlık bir desen ortaya çıkar. Göz ve beyin bu deseni anlık bir resimmiş gibi algılar.

logram ve katot ışını parçacıklarının hızı saniyede 3×10^7 metre olsun. Bu durumda tüpün karşı ucuna çarptığı zaman ışının yerdeğiştirmesi

$$\text{Yerdeğiştirme} = \frac{(10^{-16} \text{ N}) \times (0,05 \text{ m}) \times (1,1 \text{ m})}{(9 \times 10^{-31} \text{ kg}) \times (3 \times 10^7 \text{ m/s})^2} = 0,0068 \text{ m}$$

olacaktır. 7 milimetreye yakın olan bu sapmayı ölçmek hiç de zor değildir. (Yanıt metre cinsinden çıktı; çünkü tutarlı bir birim sistemi kullandık; bu sistemde tüm uzunluklar metre cinsinden, tüm zamanlar saniye, tüm kütleler kilogram, tüm hızlar saniye başına metre, tüm kuvvetler newton cinsindendir. Başka bir tutarlı birim sistemi de kullanabilirdik -yerdeğiştirme bir uzunluk olduğundan, o sistemde kullanılan uzunluk birimi neyse yanıt da daima o birim cinsinden çıkar.)

Thomson formülünün türetilişi Ek B'de cebirsel olarak gösteriliyor. Bununla birlikte, niçin bu biçimi aldığımızı cebirsiz bile görmek kolaydır. Akılda tutulması gereken önemli nokta şudur: Katot ışını parçacıkları üzerine uygulanan kuvvetler, onlara tüpün eksenine dik bir ivme kazandırır, öyle ki parçacıklar sapma bölgesinden geçerken geliş doğrultusuna dik açılarda küçük bir hız bileşenine sahip olurlar. Bu bileşen, ivmeyle sapma bölgesinde geçen zamanın çarpımına eşittir. Anlaşılmayı kolaylaştırmak için şekilde görüldüğü gibi, tüp yatay ve sapma aşağıya doğru olsun. Sapma bölgesinden sonra ışın parçacıkları sürüklenme bölgesine girer; orada üzerlerine etkiyen hiçbir kuvvet olmadığı için, yatay ve düşey hız bileşenlerini korurlar. Her bir doğrultuda kat edilen yol, o doğrultudaki hız bileşeni ile geçen zamanın çarpımına eşit olduğundan, tüpün ucuna vurduğunda ışının aşağıya yerdeğiştirmesi basitçe sapma bölgesinde oluşan aşağıya hız bileşeni ile sürüklenme bölgesinde geçen zamanın çarpımıdır. (Sapma bölgesindeyken ışının yerdeğiştirmesini önemsemiyoruz; çünkü bu bölge sürüklenme bölgesine göre çok kısadır; parçacıklar orada çok az zaman harcarlar; öyle ki orada ortaya çıkacak yerdeğiştirme görelî olarak çok küçüktür.) Tümünü bir

araya getirirsek, tüpün ucuna vurduğunda ışının yerdeğiştirmesinin, sapma bölgesindeki aşağıya ivme çarpı sapma bölgesinde geçen zaman (bu çarpım aşağıya hızı verir)  arpı sürüklenme bölgesinde geçen zamana eşit olduğunu görürüz. Işın parçacıklarının her bir bölgede harcadığı zaman, bölgenin uzunluğu bölü (sabit) yatay hızdır; Thomson formülünün payında saptırma ve sürüklenme bölgelerinin uzunluklarının ortaya çıkmasının ve paydasında ise ışın hızının iki kez (yani karesinin) görünmesinin nedeni budur. Son olarak, Newton'un İkinci Hareket Yasası'na göre, herhangi bir doğrultudaki ivme bileşeni, bu doğrultudaki kuvvetin kütleye bölümüne eşittir; bu nedenle Thomson formülünün payında kuvvet ve paydasında kütle ortaya çıkar.

Bu deneyde, Thomson, ışın üzerine etkiyen çeşitli elektrik ya da manyetik kuvvetlerin neden olduğu yerdeğiştirmeyi ölçtü. Bu, katot ışınları hakkında neyi açıklar? Thomson'un formülündeki niceliklerden sapma ve sürüklenme bölgelerinin uzunlukları, katot ışını tüpünün tasarımında belirlenmiş bilinen niceliklerdir. Işın parçacıklarının kütlesi ve hızı, bu parçacıkların saptanması istenen özellikleridir. Biraz sonra göreceğimiz gibi, bir parçacık üzerine etkiyen kuvvet, parçacığın taşıdığı yükle orantılıdır. Thomson formülüne geri dönersek görürüz ki, tüpün ucuna çarptığında ışının yerdeğiştirmesi, ışın parçacıklarının değişkenlerinin özel bir birleşimiyle, yani parçacıkların elektrik yüklerinin kütlelerine ve hızlarının karesine bölümüyle orantılıdır. Fakat bilmek istenen gerçekte yerdeğiştirme değildir. Aranan nicelikler, ışın parçacıklarının yükü ve kütlesidir; hız ise, belirli bir katot ışını tüpünde olabilecek hızdır.

Thomson manyetik kuvvetin neden olduğu sapmayı da ölçerek bu güçlüğü alt edebildi. Az sonra, elektriksel kuvvetten farklı olarak, bir parçacık üzerine etkiyen manyetik kuvvetin parçacığın yüküyle olduğu kadar hızıyla da orantılı olduğunu göreceğiz. Dolayısıyla manyetik kuvvetlerin neden olduğu yerdeğiştirme, elektriksel kuvvetlerin neden olduğu yerdeğiştirmeye göre ışın parçacığının değişkenlerinin farklı bir birleşimine

bağlıdır. Elektrik ve manyetik kuvvetlerin neden olduğu sapmaları ölçerek Thomson, ışın-parçacığı değişkenlerinin iki farklı birleşiminin değerlerini elde etti ve bu şekilde hem ışın parçacığının hızını ve hem de yük ve kütlelerinin oranını saptayabildi.

Thomson'un sonuçları bu bölümde daha sonra ele alınacaktır; fakat onlara gelmeden önce elektrik ve manyetik kuvvetler hakkında bir şeyler söylememiz ve katot ışınında yarattıkları sapmayı hesaplamamız gerekir.

Geriye Dönüş: Elektriksel Kuvvetler

Katot ışını parçacıklarının özelliklerini öğrenmek amacıyla katot ışınlarının elektriksel sapma ölçümlerini kullanmak için, Thomson bu parçacıklar üzerine etkiyen elektriksel kuvveti hesaplayabilmeliydi. Şimdi bu kuvvetleri tanımlayan nicel kurama ve nasıl geliştiğine bir göz atacağız.

Elektriksel kuvvetler hakkındaki ilk düşünceler, Newton'un kütleçekimi kuvvetleri kuramına ciddi öykünmeler içerir. *Principia*'nın sonunda Newton kütleçekimini, Güneş ve gezegenler üzerine "sahip oldukları katı madde miktarına bağlı olarak etkiyen, her yöne doğru sınırsız uzaklıklara kadar yayılan ve daima uzaklığın karesiyle azalan" bir etki olarak tanımlar. Yani

$$\begin{array}{l} \text{1. parçacığın} \\ \text{2. parçacığa} \\ \text{uyguladığı} \\ \text{kütleçekimi} \\ \text{kuvveti} \end{array} = \frac{G \times \begin{array}{l} \text{1. parçacığın} \\ \text{kütlesi} \end{array} \times \begin{array}{l} \text{2. parçacığın} \\ \text{kütlesi} \end{array}}{(1. \text{ ve } 2. \text{ parçacıklar arasındaki uzaklık})^2}$$

Burada G temel bir sabittir ve değeri, kuvvetler, kütleler ve uzaklıklar için kullanılan birim sistemine bağlıdır. Bu değer deneyle bulunmalıdır. (Çağdaş ölçümlere göre, kuvvetler newton, kütleler kilogram ve uzaklıklar metre ile ölçüldüğünde, $G = 6,672 \times 10^{-11}$ olarak bulunur.) Newton Yasası'nın çoğu ayrıntısı akla yakın görünür. Bir cismin diğerini çekme kuvveti doğal olarak cisimlerin kütleleriyle orantılıdır; böylece örneğin kütlelerden biri iki katına çıkarılırsa, kuvvet de iki katına çıkar ve ci-

simler birbirlerinden uzaklaştırılırsa, doğal olarak kuvvet de azalır. Elektriksel kuvvetin de benzer bir yasaya uyabileceğini, uzaklığın karesiyle ters orantılı olacağını, ancak kütleçekimi kuvvetinde kütlelerin oynadığı rolü bu kez elektrik yükünün oynayacağını düşünmek karşı konulmaz bir durumdur.

Elektriksel kuvvetin uzaklıkla ilişkisini ölçme yönünde ilk girişim, 1760 yılında İsviçreli fizikçi Daniel Bernoulli (1700-1782) tarafından yapıldı. Bernoulli'nin aygıtı çok ilkel; elektrikselsel çekme ve itmenin ters-kare yasasını gerçekten buldu mu yoksa sadece gözlemlerinin bu öngörülen yasayla uyduğuna mu sınıadı, orası açık değil.

Ters-kare yasası, oksijeni bulan İngiliz fizikçi ve kimyacı Joseph Priestley (1733-1804) tarafından oldukça dolaylı dayanaklarla öngörüldü. Priestley, elektriklelenmiş kapalı bir metal kap içine yerleştirilmiş bir cismin (kabın kenarlarına yakın olsa bile) hiçbir elektriksel kuvvet duymadığını gözledi. Bu, Newton tarafından bulunmuş bir sonucu anımsatıyordu: Kütleçekimi kuvvetlerinin uzaklığın karesiyle ters orantılılığının bir sonucu olarak, içi boş küresel bir kütlenin içindeki bir cisim, kürenin kenarından hiçbir kütleçekim hissetmez. Fakat bu iyi bir karşılaştırma değildi. Çünkü kütleçekim söz konusu olduğunda kürenin içinde kuvvetin olmayışı, can alıcı bir biçimde küresel simetriyle ilişkilidir; oysa metal bir kabın içinde elektrikselsel kuvvetlerin olmamasının nedeni bir bakıma elektrik yüklerinin metal yüzey üzerine dağılmalarıdır ve bu kabın biçimi ne olursa olsun geçerlidir.

Elektrikselsel kuvvetin ters-kare yasasıyla ilgili doğrudan deneysel sınamalar, 1769'da John Robison (1739-1805) tarafından sadece itme için ve 1775'te, basılmamış bir çalışmada, Henry Cavendish tarafından gerçekleştirildi. (Thomson'un Cambridge'deki laboratuvarına daha sonra Cavendish adı verildi). Bununla birlikte, gerçekten inandırıcı ilk deneysel testler Charles Augustine Coulomb (1736-1806) tarafından 1785'te yapıldı.

Coulomb bir askeri mühendisti; 1764-1772 yılları arasında Martinique'de Bourbon Kalesi'nin yapımını yönetirken işini öğrendi, ama sağlığını kaybetti. Fransa'ya geri döndüğünde, Rochefort'daki tersanelerde sürtünme üzerine çok ayrıntılı deneyler yapma olanağı buldu ve 1781'de Bilimler Akademisi'ne seçildi. Bu, ona Paris'e yerleşme ve zamanının çoğunu araştırmaya ayırma fırsatı verdi. 1785 ve 1791 yılları arasında elektrik ve manyetizma üzerine yaptığı araştırmalarının sonuçlarını Akademi'nin yedi Bilimsel Andaç'ında yayımladı.

Coulomb, küçük mürver özü topakları arasındaki kuvvetleri ölçmek için, burulma terazisi adı verilen ve kendi buluşu olan çok hassas bir aygıt kullandı. Çeşitli yükler ve uzaklıklar için ters-kare kuvvet yasasının kesinlikle geçerli olduğunu, örneğin topaklar arasındaki uzaklık yarıya indirildiğinde aralarındaki kuvvetin 4 katı arttığını gördü. Kütleçekimi yasasından örneksemeyle beklenileceği gibi, Coulomb, elektrik yüklü cisimler arasındaki kuvvetin elektrik yüklerinin (Coulomb'un kendi deyişiyle "elektiriksel kütleler"in) çarpımıyla orantılı olduğunu da ifade etmişti. Yani,

$$\begin{array}{l} \text{1. parçacığın} \\ \text{2. parçacığa} \\ \text{uyguladığı} \\ \text{elektiriksel kuvvet} \end{array} = \frac{k_e \times \begin{array}{l} \text{1. parçacığın} \\ \text{elektrik yükü} \end{array} \times \begin{array}{l} \text{2. parçacığın} \\ \text{elektrik yükü} \end{array}}{(1. \text{ ve } 2. \text{ parçacıklar arasındaki uzaklık})^2}$$

Burada k_e , G gibi, temel bir sabittir ve kuvvet, yük ve uzaklıkları tanımlamak için kullanılan birim sistemine bağlıdır, yine deneyle saptanmalıdır.

Coulomb elektiriksel kuvvetin yüklerin çarpımına bağlı olduğunu sınamak için, elektrikle yüklü iki mürver özü topağı arasındaki kuvveti belirli bir uzaklıkta ölçtü ve sonra topaklardan birini alıp eşit büyüklükte yüksüz bir diğer topağa düşürdü; böylece bu topağın yükü diğer topakla eşit olarak paylaşılmış ve dolayısıyla yükü yarıya düşmüştü. Sonra bu topak tekrar önceki konumuna yerleştirildi; Coulomb Yasası'ndan beklendiği gibi, bununla diğer elektrik yüklü topak arasındaki kuvvetin yarıya indiği bulundu.

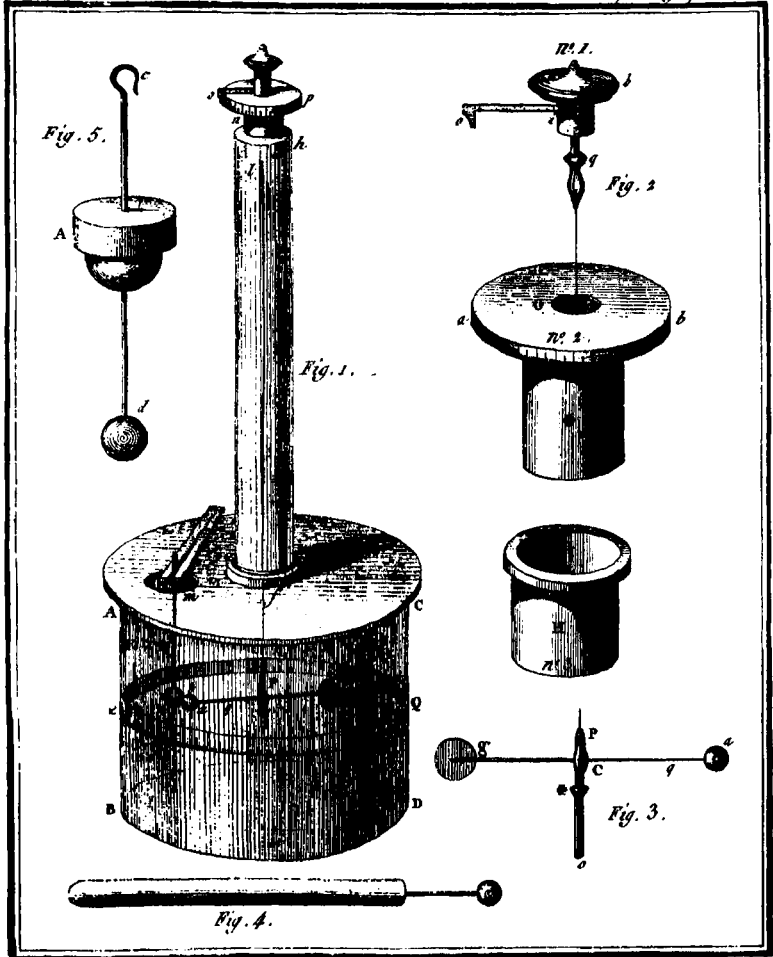
Kuvvet yönlü bir nicelik, yani vektördür; bu nedenle elekt-riksel kuvvetin yönü hakkında da bir şey söylemek gerekir. Coulomb kesin olarak bunu belirtti mi bilmiyorum; ama elekt-riksel kuvvetin iki yükü birleştiren çizgi boyunca olduğu nere-deyse açıktır. (Etki edeceğini düşünebileceğiniz başka özel bir yön yoktur.) İtici kuvvetin artı ve çekici kuvvetin eksi olduğu yolundaki anlaşmayı benimserseniz, k_e 'nin artı bir sayı olduğu-nu söyleyerek Du Fay'ın benzer yükler iter ve zıt yükler çeker gözlemini özetlemiş olursunuz.

Elektrik yükü için hangi birimi kullanmalıyız? “Pratik” bir elektrik birim sistemi vardır; bu sistemde temel birim, elektrik akımı miktarı olan *amper*dir. Amperin asıl tanımı, elektrik akımları arasındaki manyetik kuvvetlere dayanır; fakat şu an için amperi bir amperlik bir sigortayı attıran akım olarak düşü-nebiliriz. Pratik elektrik yükü birimi *coulomb*dur (C) ve bir amperlik akım taşıyan bir telin herhangi bir kesitinden bir sani-yede geçen elektrik yükü olarak tanımlanır. (Yani amper, sani-ye başına coulombdur.) Kuvvetler newton, uzaklıklar metre ve yükler coulomb cinsinden verildiğinde, k_e , $8,987 \times 10^9 \text{ Nm}^2/\text{C}^2$ lik ölçülen değere sahiptir. (Elektrik yükü birimini *elektrostatik birim* ya da *statcoulomb* olarak almak da olasıdır; bu birim, k_e sabiti 1 değerine sahip olacak biçimde tanımlanır. Bununla bir-likte, bu, çok sık kullanılan bir yük birimi değildir ve biz sade-ce pratik sistemi kullanacağız.)

Coulomb Yasası'nı, ilk kez James Clerk Maxwell'in yaptığı gibi, çağdaş terimlerle tekrar ifade etmek çok elverişlidir. Her-hangi bir cisim üzerindeki elektriksel kuvvet, daima o cismin elektrik yüküyle orantılıdır. Orantı çarpanına *elektrik alanı* di-yebiliriz; böylece yasa,

$$\begin{array}{ccccc} \text{Bir cisim üzerindeki} & & \text{Kuvvetin etkidiği} & & \text{Elektrik} \\ \text{elektriksel kuvvet} & = & \text{cismin elektrik yükü} & \times & \text{alanı} \end{array}$$

biçimini alır. Bu şekilde tanımlanan elektrik alanı, cismin yer-leştirildiği yere ve elektrik alanını doğuran tüm diğer cisimlerin



Fouquier del.

F. le Gouar sc.

Coulomb'un 1785'te resimlenmiş burulma terazisi. Coulomb elektriksel çekme için ters-kare yasasını bu teraziyile kanıtlamıştı.

elektrik yüklerine ve uzaklıklarına açıkça bağlıdır; fakat kuvvetin etkidiği cismin doğasına ve taşıdığı yüke bağlı değildir. Örneğin, bir cisim üzerindeki elektriksel kuvvet bir başka cisim tarafından uygulandığı zaman, Coulomb Yasası aşağıdaki gibi de yorumlanabilir:

$$\text{Yüklü bir cismin neden olduğu elektrik alanı} = \frac{k_e \times \text{Alanı doğuran cismin elektrik yükü}}{(\text{Alanı doğuran cisimden olan uzaklık})^2}$$

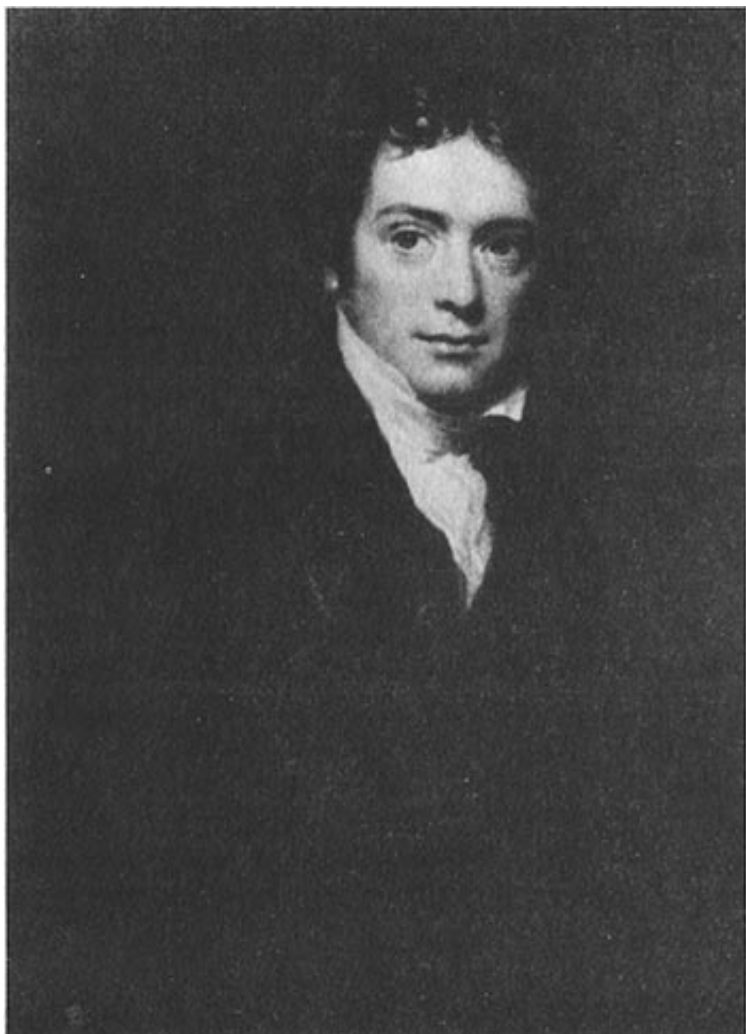
Bu iki kuralın birleştirilmesi, tam olarak Coulomb Yasası'nın özgün şeklini verir.

Elektrik alanının birimi, yük birimi başına kuvvet birimidir; yani newton bölü coulombdur.* Kuvvet gibi, elektrik alanı da yönlü bir niceliktir; cismin yükü artı ise bu yüklü cisim üzerine etkileyen elektriksel kuvvet alan ile aynı yönde, cismin yükü eksi ise zıt yöndedir. Birden fazla yük tarafından doğurulan elektrik alanı, her bir yükün doğurduğu elektrik alanlarının vektörel toplamıdır; yani toplam elektrik alanının her bir bileşeni (kuzey, doğu, yukarı), tek tek elektrik alanlarının ilgili bileşenlerinin toplamıdır.

Elektrik alanı kavramının ortaya atılması, Newton'un "bir cisim başka bir cisme belli bir mesafeden doğrudan doğruya etki eder" biçimindeki kuvvet düşüncesinden bizi uzaklaştırır. Bunun yerine, verilen bir noktadaki elektrik alanı, uzayın o noktadaki öyle bir özelliği olarak düşünülür ki; bu özellik o noktadaki her yüklü cisme doğrudan etki eder ve başka noktalardaki tüm yüklerden katkılar alır. Alanlar sadece parçacıklar arasındaki kuvvetleri hesaplamada bize yardım eden matematiksel kurnazlıklar değil, kendi gerçeklikleri olan fiziksel varlıklardır -belki de Evrenimizin, parçacıklardan daha temel olan sakinleri olarak modern fizikte gün geçtikçe yerlerini güçlendiriyorlar.

Elektrik alanları için özgün olarak Michael Faraday (1791-1867) tarafından tasarlanmış bir resimsel betimleme, bu alanların nasıl davrandıkları ve hatta basit durumlarda, Thomson'un katot ışını tüpündekine benzer olarak, nasıl hesap edilebilecekleri hakkında iyi bir sezgisel kavrayış olanağı verir (Bakınız, Ek C). Uzayın her yerine, her noktada o noktadaki elektriksel ala-

* Bu birim, bölümün sonunda açıklanacak nedenlerden ötürü, daha yaygın şekilde volt bölü metre olarak bilinir.



Michael Faraday

nın yönünü gösteren çizgiler çizin. Belirli bir noktada elektrik alanına dik küçük bir yüzey içinden geçen çizgi sayısını, bu noktadaki alanın şiddeti ile yüzey alanının çarpımına eşit olacak şekilde alın.* Bir tek noktasal yük için, çizgiler her yerde yükten dışarıya (ya da yük eksi ise, yüke doğru) yönelmiş olacaklar ve yükün etrafındaki bir kürenin yüzeyinden geçen çizgilerin sayısı, küre yüzeyinin alanıyla elektriksel alanın çarpımına eşit olacaktır. Kürenin yüzeyi yarıçapının karesiyle orantılıdır; öte yandan, biraz önce gördüğümüz gibi, merkezindeki yüklü cismin bir küre yüzeyi üzerinde doğuracağı elektrik alanı yarıçapın karesiyle ters orantılıdır. Dolayısıyla, küre yüzeyinden geçen çizgi sayısını hesapladığımızda, yarıçaplar birbirini götürür: Çizgi sayısı, kürenin yarıçapına bağlı değildir. Yüklü bir cismin etrafındaki bir küre yüzeyinden geçen çizgi sayısı, bütün küreler için aynı olduğuna göre, yüksüz uzayda çizgiler hiçbir yerden başlamazlar ya da hiçbir yerde sonlanmazlar. Üstelik, keyfi bir yük dağılımının alanı, tek tek yüklerin oluşturduğu alanların toplamıdır ve sonuçta alan çizgilerinin bu özelliği genelde doğru olacaktır.

Bütün bunların amacı, bilinen bir alan düzenlenişini alıp, bunu tekrar alan çizgileri cinsinden ifade etmek değildir; daha çok, çeşitli durumlarda, alan çizgilerinin sezgisel olarak akla yakın gelen özelliklerinden hareketle elektrik alanlarının nasıl hesaplanacağını öğrenmektir.

Katot Işınlарının Elektriksel Sapması

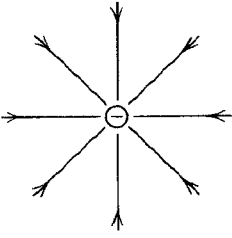
Thomson'un deneyinde, elektriksel kuvvetler, paralel duran yüklü metal levhalar tarafından üretilmişti (34. sayfadaki şekle bakınız). Daha önce gördüğümüz gibi, herhangi bir yüklü cisim üzerindeki elektrik kuvveti, genel olarak yük ile cismin bulun-

* Bu tanım ile, kuvvet çizgilerinin sayısı, elektrik alanını betimlemek için kullanılan birime bağlıdır. Örneğin elektrik alanını statcoulomb başına din, ya da coulomb başına newton ya da başka bir şey cinsinden verirse, çizgi sayıları çok farklı olur. Bu, alan çizgilerinin gerçek olmadığını, alan çizgileri sayısına mutlak bir önem verilemeyeceğini; sadece yönlerin ve farklı noktadaki bağlı sayıların anlamlı olduğunu vurgulamaya yarar.

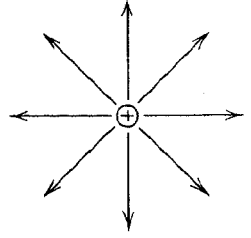
duğu noktadaki elektriksel alan değerinin çarpımı şeklinde ifade edilebilir. Dolayısıyla, katot ışını sapmasının ölçümlerini katot ışını parçacıklarının özellikleri cinsinden yorumlamak için Thomson'un, levhalar arasında ışının yolu boyunca elektrik alanını belirleyebilmesi gerekiyordu.

Thomson deneyinde metal levhaların uzunluğunun ve genişliğinin levhaların arasındaki uzaklığa göre çok çok büyük olduğu hesaba katılırsa, bu problem müthiş basitleşir. Sonuçta, levhalar arasındaki birçok noktada, levha kenarlarının etkileri göz ardı edilir. Böylece levhaların kenarlarına yakın yerler dışında, levhalar arasındaki elektrik alanı, 48. sayfadaki şekilde görüldüğü gibi (artı levhadan eksi levhaya doğru) levhalara dik olmalıdır; çünkü yönelmesini bekleyebileceğimiz başka özel bir doğrultu yoktur. Üstelik, elektrik alanı levhalar boyunca konuma bağlı olamaz: Zira levha üzerindeki her nokta bir diğeriyle aynıdır (Levhaların üzerine düzgün olmayan bir yük dağılımı koysak bile; bu yüklerin oluşturacağı elektrik kuvvetleri, dağılım düzgün hale gelinceye kadar, metal levhaların içindeki yükleri oraya buraya hareket ettirir). Son ve belki de en şaşırtıcı olanı; levhalar arasındaki bir noktada elektrik alanının, bu noktadan levhalara olan uzaklığa da bağlı olmayışıdır. İşte bu, elektrik alanını, birim yüzeyden geçen alan çizgilerinin sayısı olarak yorumlamamızın bir sonucudur. 48. sayfadaki şekle bakar bakmaz görülür ki; levhalar arasındaki her yerde (hangi levhaya ne kadar yakın ya da uzak olursa olsun) alan çizgilerine dik olarak yerleştirildiği düşünülen belirli bir yüzeyden aynı sayıda alan çizgisi geçer.

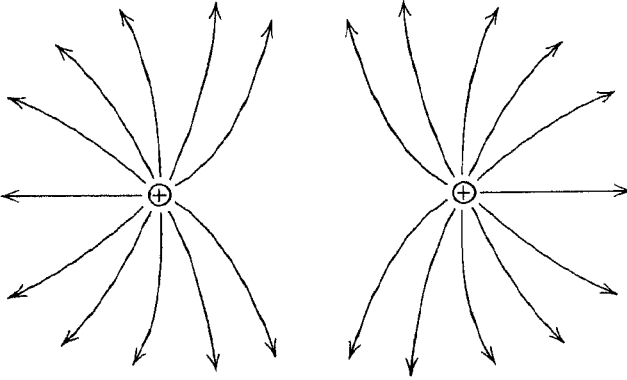
Böylece şu sonuca varırız: Thomson'un probleminde elektriksel kuvvet, gerçekten de katot ışını tüpünün eksenine diktir ve büyüklüğü, elektronun yükü ile bir sabitin (yani elektrik alanının) çarpımına eşittir. 35. sayfada verilen sonuçları kullanarak elektriksel kuvvetlerin, katot ışını tüpünün öbür ucunda aşağıdaki formül ile verilen miktarda bir yerdeğiştirmeye uğrattığını anlarız:



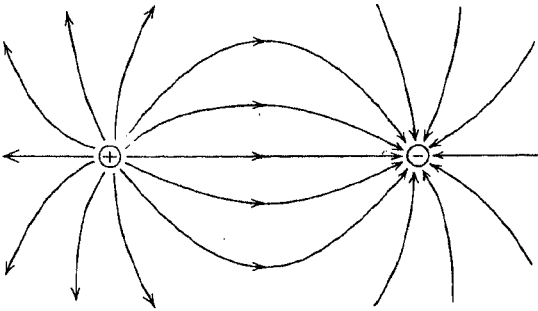
Yalıtılmış bir eksi yükün elektrik alanı çizgileri



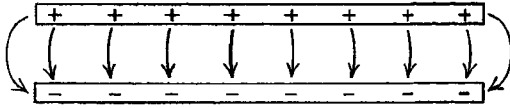
Yalıtılmış bir artı yükün elektrik alanı çizgileri



Bir çift artı yükün elektrik alanı çizgileri



Zıt işaretli bir yük çiftinin elektrik alanı çizgileri



Zıt yüklü bir çift paralel metal levha arasındaki elektrik alanı çizgileri

$$\text{Elektrik alanının} \quad \text{Işın parçacığının yükü} \times \text{Elektrik alanı} \times \text{Sapma bölgesi} \times \text{Sürüklenme} \\ \text{yol açtığı katot} \quad \times \quad \text{uzunluğu} \quad \times \quad \text{bölgesi uzunluğu} \\ \text{ışının} \quad = \quad \frac{\text{Işın parçacığının}}{\text{yerdeğiştirmesi}} \quad \text{kütlesi} \quad \times \quad \left(\text{Işın parçacığının} \right)^2 \\ \text{hızı}$$

Işın parçacıkları hakkında bir şeyler öğrenmek amacıyla bu sapma ölçümlerini kullanmak için, yüklü metal levhalar arasındaki elektrik alanının değerini bilmek gerekir. Bunu bulmanın bir yolu, elektrik yükü bilinen bir sına parçacığını levhalar arasına koymak ve ona etkiyen kuvveti ölçmektir; bu durumda elektrik alanı, bu kuvvetin sına parçacığının yüküne oranıdır. Elektrik alanı, metal levhaları yüklemek için kullanılan bataryanın bilinen geriliminden ve levhalar arası uzaklıktan da saptanabilir. Gerçekte Thomson tarafından kullanılan yöntem buydu; fakat buna, gerilimden ne kastettiğimizi gözden geçirdikten sonra geri döneceğiz. Şimdilik elektrik alanını, basitçe herhangi bir yöntemle saptanmış bir nicelik olarak düşünelim.

Görüldüğü gibi, elektrik kuvvetlerinin yol açtığı katot ışınlarının saptasının ölçümü, sadece ışın parçacıklarının yükünün bu parçacıkların kütlesiyle hızlarının karesinin çarpımına oranını bulmamızı sağlar. Katot ışını parçacıkları için yükün kütleye oranını bulmak, onların hızını bilmeyi gerektirir. Thomson 1894'te bunu doğrudan ölçmüştü; fakat ölçüm hatalıydı ve 1897'ye gelindiğinde buna güvenmemek gerektiğine karar verdi ve hıza farklı şekilde bağlı olan bir kuvvetin meydana getirdiği sapmayı ölçtü: Bu kuvvet manyetizma kuvvetiydi.

Geriyeye Dönüş: Manyetik Kuvvetler

Manyetizma olgusuna ilişkin bilgilerimiz en az elektrikle ilgili bilgilerimiz kadar eskiye dayanır. Platon'un *Timaios*'u sadece

kehribardan değil, “Heraklit taşı”ndan da söz ediyordu. Bu bir manyetit çubuk, yani demir filizinin doğal biçimde mıknatıslanmış bir parçasıydı, öyle ki küçük demir kırıntılarını kaldırıyor ve onlara da aynı yeteneği veriyordu.* Manyetit çubuklar eski Çin’de de biliniyordu. Sihirbazlık amacıyla pusula olarak kullanılışlarına ait MS 83 yılından kalma gizemli kaynaklar var.** Küçük bir “balık” şeklinde mıknatıslı demirden yapılmış suda yüzen bir manyetik pusulanın ayrıntılı betimlenişi, 1084 tarihli bir Çin kitabında bulunmuştur.*** Manyetit çubukların küçük metal kırıntılarını kendilerine çeken iki kutba sahip olduklarını ve bu kutuplardan birinin kuzeye doğru çekildiğini (“kuzeyi arayıp bulan kutup”), diğ erinin ise güneye doğru çekildiğini ilk keşfedenler de gene Çinlilerdi.¹²

Manyetizma bilgileri Batı’ya geç geldi; fakat manyetit çubukların kutuplu oluşuna, 1269’da Pierre de Maricourt (Peter Peregrinus olarak da bilinir) işaret etmişti.¹³ Maricourt, şu temel gözlemde bulunmuştu: Bir mıknatısın kuzeyi arayıp-bulan kutbu bir başka mıknatısın kuzeyi arayıp-bulan kutbunu iter ve iki güneyi arayıp-bulan kutup arasında da aynı şey olur; kuzeyi arayıp-bulan kutup, güneyi arayıp-bulan kutbu çeker.

Manyetizmanın bilimsel temelleri, Elizabeth Londrasında William Gilbert tarafından atıldı. Maricourt’un mıknatısların kutuplu oluşuyla ilgili gözlemine güvenen Gilbert, doğru olarak bunun, manyetik pusula için bir açıklama getireceğini kestirdi. Dünyanın kendisi dev bir mıknatıstır; “güneyi-arayıp-bulan”

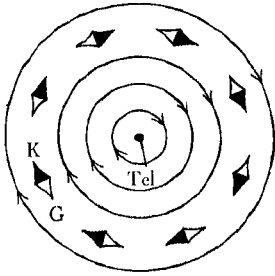
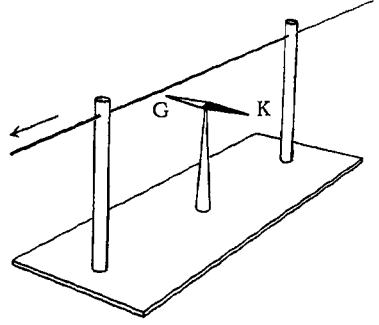
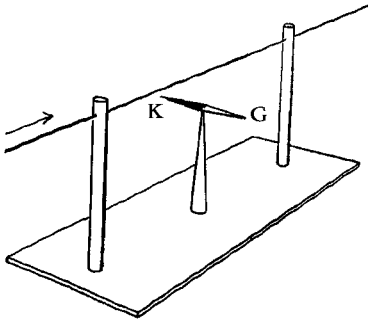
* Bu filizin Yunanca adı λιθος Μαγνητις, “Magnesia taşı”dır, bu ismi filizin çıkarıldığı Batı Anadolu’daki Magnesia (şimdiki adıyla Manisa) şehrinde almıştır. Günümüzdeki adı magnetit, ya da Fe_3O_4 ’tür. Magnesia şehri adını sadece mıknatıslara ve magnetite değil, magnezyum elementine de vermiştir; çünkü bu element de magnesia filizinden elde edilmiştir.

** Bu, Wang Chong’un *Lun Heng* (İrdelemeler) adlı kitabıdır. Needham¹² “güneyi saptayan kaşık” diyerek manyetitten söz eder; çünkü bu kaşık Büyük Ayı takımyıldızı biçiminde oyulmuş bir manyetit parçasıdır. Cilalı bir bronz tabak üzerine konduğunda, bu oyulmuş taş güneyi işaret edecek şekilde döner. İşin ilginç yanı, Çin’de manyetik pusulaları betimlerken daima, güneyi gösteriyor derler; Avrupa’da ise kuzeyi...

*** Bu kitap, Needham¹² tarafından alıntılanan Tseng Kung-Liang’ın *Wu Ching Tsung Yau* (Önemli Askeri Tekniklerin Özeti) adlı eseridir. Bu pusuladaki demir “balık”, manyetit çubuk ile vurularak mıknatıslanmamış; demir önce ısıtılmış ve soğutulurken kuzey-güney doğrultusunda sabit tutulmuştur.

manyetik kutbu, coğrafi Kuzey Kutbunun yakınlarında bir yerdedir ve pusula olarak kullanılan herhangi bir mıknatısın “kuzeyi-arayıp-bulan kutbu”nu çeker. Belki de en önemlisi Gilbert’in, elektrik ve manyetizmayı, benzerliklerine karşın farklı olaylar olarak algılamasıydı: Bir manyetit çubuk sadece demiri çeker, fakat bunu başka bir şeye sürtülmeksizin yapar; oysa kehribar her malzeme kırıntısını çeker, fakat bunu ancak bir başka uygun malzemeye sürtülüp elektrikleldikten sonra yapar. Bunlar farklı olaylar olsa da, elektrik ve manyetizma çok derinden ilişkilidir. Artık biliyoruz ki, bir manyetit çubuk ya da U mıknatısının manyetizması, demir atomlarının içindeki elektrik akımlarından ileri gelir. Yer’in manyetizması da, gezegenimizin içindeki erimiş malzeme içerisinde akan elektrik akımları vasıtasıyla oluşur. Bu karmaşık olaylar hâlâ araştırılıyor ama bu araştırmaların amacı, manyetizmanın kendisi hakkında bir şeyler öğrenmekten çok, demir atomlarının katılar içinde kendilerini nasıl düzenlediklerini ya da maddenin Yerküremiz içinde nasıl hareket ettiğini öğrenmek... Gilbert’ten sonra, manyetizmanın doğasını anlama yönündeki ilerlemeler, demirin ya da Yer’in manyetizmasını inceleyerek değil de, elektromanyetizmayı, yani kontrollü elektrik akımlarının doğurduğu manyetizmayı inceleyerek gerçekleştirildi.

Elektromanyetizmayı bulma onuru, Hans Christian Oersted’e (1777-1851) aittir. Bu buluşun kaynakları tam anlamıyla berrak değildir. Bir öyküye göre, Kopenhag Üniversitesi’nde profesör olan Oersted, 1820 başlarında bir dersinde gösteri deneyi yaparken yakınındaki bir telden elektrik akımı geçirildiğinde pusula iğnesinin saptığını fark etmişti. Oersted’in akım kaynağı, otomobil aküsüne benzeyen bir bataryaydı. (Batarya, 1800’de Kont Alessandro Volta (1745-1827) tarafından bulunmuştu; bu buluş tüm Avrupa’da elektrik akımının özellikleri üzerine yapılan deneyleri büyük ölçüde artırmıştı. Ne tuhaf ki, Oersted’den önce kimse elektromanyetik etkilere dikkat etmedi.) Başlangıçta Oersted’in elindeki elektrik akımları çok zayıftı.



Akım taşıyan bir tel, bir pusula iğnesi üzerine bir kuvvet uygular. Kuvvetin yönü, akımın yönüne bağlıdır. Alttaki şekil, okuyucudan sayfaya doğru giden bir elektrik akımına sahip bir telin yakınındaki kuvvetin yönünü göstermektedir.

Temmuz 1820'de çok daha güçlü bir batarya ile deneylerini tekrarladığında ise, sonuçlar çarpıcıydı. Akım taşıyan bir telin yakınına getirilen bir pusula iğnesi, tele ve pusulayla tel arasındaki çizgiye dik konuma gelinceye kadar salınıyordu. Pusula iğnesinin gösterdiği doğrultuda kesintisiz biçimde hareket ettirilirse, telin etrafında bir çember çiziliyordu. Elektrik akımının yönü değiştirildiğinde ise, pusula iğnesinin yönü ters dönüyordu. Pusula ile telin arasına cam, metal ya da tahta levhalar konduğunda bile etkiler sürüyordu. Oersted, kısa bir süre sonra, etkinin karşılıklı olduğunu gösterdi: Sadece akım taşıyan bir tel, bir mıknatıs üzerine, örneğin bir pusula iğnesi üzerine kuvvet uygulamakla kalmıyor, bir mıknatıs da, elektrik akımı taşıyan bir bobin üzerine kuvvet uyguluyordu; öyle ki bobinin bir ucu mıknatısın kuzey kutbu, diğer ucu ise güney kutbu gibi

davranıyordu. Sonuç olarak, elektrik ve manyetizma tamamen ayrı şeyler değildi.

Çağımızda bilim alanındaki iletişimin ve bilimsel değişimin önceki yüzyıllardan daha hızlı olduğu söylenir. Fakat o dönemde birkaç keşif, Oersted'in elektromanyetizmayı buluşundan hemen yararlanmıştı. Oersted'in ilk sonuçları, Latince yazılmış dört sayfalık bir makaleyle 21 Temmuz 1820'de duyuruldu ve hemen Avrupa'daki bilimsel akademilere gönderildi.¹⁴ O yıl bitmeden makalenin çevirileri, İngiliz, Fransız, Alman, İtalyan ve Danimarka bilimsel dergilerinde çıkmıştı bile.

Oersted'in sonuçlarının 11 Eylül 1820'de Paris'teki Fransız Enstitüsü'nde duyurulması tarihi bir önem taşıyordu. Dinleyiciler arasında, Politeknik Okulu'nda matematik profesörü olan André Marie Ampère (1775-1836) de vardı. Ampère derhal bir deney dizisine başladı ve Enstitü'nün bir sonraki toplantısında, ki sadece bir hafta sonraydı, çok can alıcı yeni bir sonuç duyurdu: Sadece elektrik akımları mıknatıslar üzerine ve mıknatıslar elektrik akımları üzerine kuvvetler uygulamıyor, aynı zamanda elektrik akımları da birbirleri üzerine kuvvetler uyguluyordu. Daha açık söylemek gerekirse, aynı yönde akan elektrik akımlarına sahip paralel teller birbirlerini iter, zıt yönlerde elektrik akımlarına sahip paralel teller ise birbirlerini çeker. Bir süre sonra Ampère, tüm manyetizmanın elektromanyetizma olduğu sonucuna vardı: Bir doğal mıknatısa manyetik özelliklerini veren, mıknatıstaki parçacıkların içlerinde dolanıp duran küçük elektrik akımlarıdır.

Elektromanyetizmanın ayrıntılı özellikleri, Ampère tarafından ve biraz farklı bir yaklaşımla Jean-Baptiste Biot (1774-1862) ve Félix Savart (1791-1841) tarafından daha başka deneylere ve matematiksel çözümlemelere dayandırılarak araştırıldı. En basit örnek, elektrik akımı taşıyan iki uzun paralel tel deneyiydi. Ampère'in bulduğu gibi, bir telin diğerine uyguladığı kuvvet, aşağıdaki formül ile verilen bir büyüklüğe sahiptir:

$$\begin{array}{ccccccc} 2. \text{ tel tarafından} & 2 k_m & \times & 1. \text{ teldeki} & \times & 2. \text{ teldeki} & \times & \text{Tellerin} \\ 1. \text{ tele uygulanan} & & & \text{akım} & & \text{akım} & & \text{boyu} \\ \text{kuvvet} & & & & & & & \\ & & & \text{Teller arasındaki uzaklık} & & & & \end{array}$$

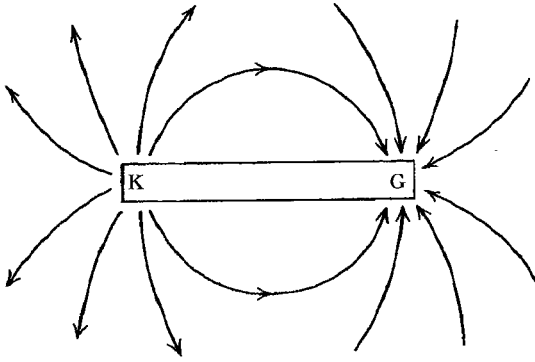
Burada k_m , kuvvetleri ve elektrik akımlarını ölçmek için kullanılan birimlere bağlı bir başka evrensel sabittir.* Akım birimi olan “amper”, elektrik akımları amper cinsinden ve kuvvetler newton cinsinden ölçüldüğünde, $k_m = 10^{-7}$ değerini alacak biçimde tanımlanır.**

Çok daha karmaşık durumlarla baş edebilmek için, akım elemanları arasındaki kuvvet için bir genel formül yazmak yerine, elektrikte kullanılan bir yaklaşımı izleyerek manyetik alan kavramını ortaya atmak daha elverişlidir. Herhangi bir noktadaki manyetik alanın yönü, basitçe o noktadaki bir mıknatısın kuzeyi-arayan-kutbu tarafından hissedilen manyetik kuvvetin yönü olarak tanımlanır. Bir manyetik çubuk ya da kalıcı mıknatısın çevresindeki manyetik alan, kuzeyi-arayan kutuptan dışarıya (çünkü benzer kutuplar birbirlerini iter), güneyi-arayan kutba doğru (çünkü zıt kutuplar çeker) yönelir. Ayrıca Oersted’in bulduğu gibi, akım taşıyan doğrusal uzun bir telin yakınındaki bir noktada manyetik alan, tele ve bu nokta ile tel arasındaki çizgiye diktir***

* Madem ki k_m bu formülle tanımlanıyor; neden $2k_m$ değerine sahip K_m gibi bir başka sabit tanımlamadık diyebilirsiniz; böylece fazladan 2 çarpanını kullanmaksızın formülümüzü K_m cinsinden yazabilirdik. Nedeni şudur: Burada 2 çarpanını bu şekilde ortadan kaldırsaydık, başka bir yerde ortaya çıkacaktı. Örneğin, boylarına göre birbirlerinden çok uzakta olan iki kısa paralel akım teli arasındaki kuvvet, bu kez fazladan bir $\frac{1}{2}$ çarpanı içerir.

** Bu, amperin özgün tanımıdır; bir bakıma uygulamayı kolaylaştırmak için, elektrolizle ilgili yapılan bir tanımın yerini almıştır; ki bu 3. Bölüm’de tartışılacaktır. Abamper ya da elektromanyetik birim (emb) denen bir başka birim daha vardır; bu birim, birbirlerinden 1 cm uzaklıkta duran ve 1 abamperlik akımlar taşıyan çok uzun iki telin arasında uzunluk başına var olan kuvvet, 2 din/cm olacak şekilde tanımlanır (yani, kuvvetler din ve akımlar abamper cinsinden ölçüldüğünde $k_m=1$ ’dir). Buradan kolayca 1 abamper = 10 amper sonucu çıkarılabilir. Bir süre önce (bana göre yanlışla düşünerek), santimetre, gram ve saniyeye dayanan elektromanyetik birimler yerine, sanki daha kullanışlı birimlermiş gibi, amper ve bununla ilgili coulomb, volt gibi birimler ortaya atılmıştır.

*** Ampère, akım-taşıyan uzun doğrusal bir tel tarafından doğurulan manyetik alanın yönünü saptamak için uygun bir kural vermişti: Tel boyunca akım yönünde yüzen ve alanın ölçüleceği noktaya bakan küçük bir adam düşünürüz. Bu durumda alan, yüzücünün sol kolunun yönünde olacaktır. Bu kuralı anlatmanın bir başka yolu da şudur: Sağ elinizin başparmağını akımın yönünü gösterecek şekilde telin üzerine koyarsanız, o zaman dört parmağınız manyetik alanın yönünde kıvrılacaktır.



Bir çubuk mıknatısın etrafındaki manyetik alan çizgileri

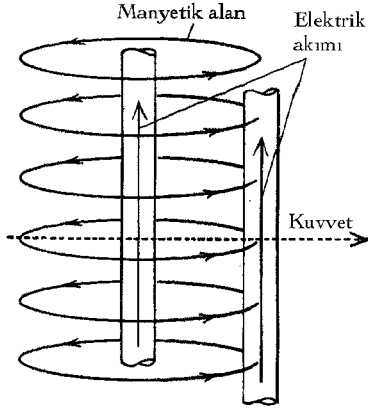
(51. sayfadaki şekle bakınız). Zaten daha önce değinildiği gibi, Ampère, ikinci paralel tel üzerindeki manyetik kuvvetin bir tel-den diğerine olan çizgi boyunca ve her iki tele de dik olduğunu bulmuştu; bir başka deyişle, kuvvet, tellere ve manyetik alana diktir. Bu, genel kuraldır -akım taşıyan telin küçük bir parçası üzerine manyetik kuvvet, daima hem manyetik alana ve hem de tele dik bir doğrultuda etkir. (55. sayfadaki şekle bakınız).

Belirli bir manyetik alan içinde bulunan bir tel parçası üzerindeki kuvvet, telin taşıdığı akım ile ve tel parçasının uzunluğu ile orantılıdır. Bu kuvvet, ayrıca alan ve tel arasındaki açıya da bağlıdır; alanla tel paralel olduklarında kuvvet sıfıra düşer, dik olduklarında ise en büyük değerine ulaşır. Böylece, manyetik alana dik açıda tutulan bir tel parçası üzerine uygulanan kuvvetin,

$$\text{Tel üzerindeki kuvvet} = \text{Telin taşıdığı akım} \times \text{Telin uzunluğu} \times \text{Manyetik alan}$$

formülüyle verildiğini belirterek, manyetik alanın büyüklüğünü tanımlayabiliriz. Buna göre, manyetik alanın birimi, akım başına uzunluk başına kuvvet, örneğin newton/amper.metredir.*

* Bu birim, burada bizi ilgilendirmeyen nedenlerle, weber/m² olarak da adlandırılır. Manyetik alanın bir başka birimi olan gauss, fizikçiler arasında çok kullanılmaktadır. 1 gauss, 10⁻⁴ newton/amper.metreye eşit olacak şekilde tanımlanır. Manyetik alan birimi olarak gaussun kullanımı öylesine yaygındır ki; denizaltıların yerin manyetik alanından aldıkları çok az mıknatıslanmayı görev dönüşünde giderme işlemine, Amerika Birleşik Devletleri Deniz Kuvvetleri'nde "gauss-boşaltma (degaussing)" denir.



Bir elektrik akımının kendisine paralel başka bir akıma uyguladığı manyetik kuvvet

Yerin manyetik alanı 5×10^{-5} N/amp.m, yıldızlararası uzaydaki manyetik alan genelde 10^{-9} N/amp.m kadardır; modern laboratuvarlarda sürekli olarak tutulabilen en şiddetli manyetik alan ise yaklaşık 10 N/amp.m'dir.

Elektrik akımı taşıyan doğrusal bir telin doğurduğu manyetik alanı ifade edecek bir formül çıkarmak için, şimdiye dek öğrendiklerimizi bir araya getirebiliriz. Bir an için iki paralel tel örneğine dönelim; orada bir telin doğurduğu manyetik alan, diğer tele dik yöndedir. Bir tele diğer teldeki akım tarafından uygulanan kuvvetin (53. sayfadaki formülle verildiği gibi), ikinci telin oluşturduğu manyetik alan tarafından uygulanan kuvvet (54. sayfadaki formülle verildiği gibi) olmasını istersek; ikinci telin doğuracağı manyetik alanın aşağıdaki formülle verileceğini görebiliriz:

$$\text{Teldeki akımın neden olduğu manyetik alan} = \frac{2 k_m \times \text{Akım}}{\text{Telden olan uzaklık}}$$

Örneğin, 15 amper akım taşıyan uzun bir telden 0,02 metre ötede oluşan manyetik alan, bu formülden

$$\frac{2 \times 10^{-7} \times 15}{0,02} = 1,5 \times 10^{-4} \text{ N/amp.m}$$

olarak bulunur. Bu değer, Yer'in alanından daha şiddetlidir; dolayısıyla bir pusulanın iğnesini şiddetli bir şekilde saptırır.

Elektromanyetizmanın keşfi, kısa sürede sadece bilimi değil, teknolojiyi de etkiledi. Çelik fabrikalarında ve parçacık hızlandırıcılarında kullanılan güçlü mıknatıslar, *elektromıknatıslardır*; bunların içindeki manyetik alan, manyetik taşı ya da diğer kalıcı mıknatısların demir atomlarındaki küçük akımlar tarafından değil de, bir tel bobininden geçirilen elektrik akımları tarafından oluşturulur. İnsanlık tarihi açısından elektromanyetizmanın belki de en önemli uygulaması telgraftır. Ampère'in hemen gördüğü gibi, bir pusula iğnesinin sapması bize, anahtar uzakta da olsa, bir tel üzerinden akımın geçtiğini söyleyebilir; böylece "açılmalar" ve "kapanmalar"dan oluşan bir diziye indirgenen bir mesaj, kullanılan tel yeterince güçlü bir akım taşıdığı sürece uzaklara yollanabilir. Oersted'in keşfinden sonraki yıllarda bu şekilde birçok telgraf ilkörneği geliştirildi. 1834'te Göttingen kasabasında Gauss ve Weber tarafından laboratuvar ile gözlemevi arasında bir telgraf hattı işletime açıldı. Sonunda, Amerika Birleşik Devletleri'nde Samuel F. B. Morse (1791-1872) kullanışlı bir telgraf geliştirdi ve 1834'te Kongre'nin desteğiyle Washington ve Baltimore arasında çalışan bir hat döşendi.

Ampère de Oersted de bilim alanında üne kavuştu ve tüm Avrupa'da bilimsel derneklere seçilerek onurlandırıldılar; fakat bu ilgiye karşı yanıtları çok farklı oldu. Ampère o büyük matematiksel yeteneğini somurtkan ve sıkılgan bir tavırla birleştirdi -aslında bu pek şaşırtıcı değil, çünkü babası Fransız Devrimi'nde giyotine gönderilmişti. Dalgınlığıyla ilgili birçok hikâye yayılmıştı; örneğin, bir keresinde Paris'te caddede duran bir arabanın yan tarafına hesaplar yapmağa başladığı ve araba gidince hesapları nasıl kaybettiği anlatılır. Yaşamının sonlarına doğru, tüm yaşamı boyunca sadece iki yıl mutlu olduğunu söylemişti.

Oersted ise tümüyle şen bir görünüm sergiler. Elektromanyetizmayı keşfedişinden sonraki yıllarda bilimi yaymak için bir dernek kurdu; Danimarka, Norveç ve Almanya'da yaptığı ça-

lışmalar üzerine konferanslar verdi. 1825'te elektrik akımları kullanarak alümina bileşiğinden alüminyum elementini ayırştırmayı başardı. 1847'de Dannebrog'un Büyük Haç'ıyla ödölendirilmiş olmaktan özellikle mutluluk duydu. Oersted'i "Büyükle Hans Christian" ve kendisini "Küçük Hans Christian" diye tanıtan Hans Christian Andersen ile arkadaşlık etti. Oersted, Brahe ve Bohr ile birlikte en büyük Danimarkalı bilimci olarak ulusal bir kahraman haline geldi. 1954'te Kopenhag'daki Niels Bohr Enstitüsü'nde lisansüstü öğrenciliğim sırasında, beni her gün enstitüye götüren tramvay, Danimarka dilinde "H. C. Oersted Yolu" anlamına gelen uzun ve işlek bir cadde-den giderdi.

Katot Işınlarının Manyetik Sapması

Thomson deneyinde katot ışınları, ışın doğrultusuna dik açıdaki düzgün bir manyetik alanın bulunduğru bir bölgeden geçiyordu. Bir önceki bölümde anlatılan manyetik kuvvetler kuramı, manyetik alanın belirli bir akım taşıyan bir tel parçasına uygulayacağı kuvveti hesaplamayı olası hale getirir; fakat bizim burada hesaplamamız gereken, manyetik alanın katot ışını içindeki parçacıkların herhangi birine uygulayacağı kuvvettir.

Akım taşıyan bir telin üzerindeki bilinen kuvvetten hareketle bir tek yüklü parçacığru uygulanan manyetik kuvveti saptamanın basit bir yolu, elektrik akımını yüklü parçacıkların akışr şeklinde yorumlayan ilk fizikçilerden biri olan Wilhelm Weber (1804-1890) tarafından bulunmuştır. Tele dik bir manyetik alanın bu tel üzerinde oluşturduğru kuvvetin, telin uzunluğru, telin taşıdığru akım ve manyetik alanın çarpımına eşit olduğunu hatırlayın. Dolayısıyla problem, telin uzunluğru ile akımın çarpımını, teldeki yüklü parçacıkların sayısı ve hızı cinsinden yeniden yorumlamaktır.

Elektrik akımı taşıyan bir tel düşünün. Bir parçacığru kat ettiğru uzaklık, tamı tamına parçacığru hızı ile geçen zamanın çarpımını olduğrua göre; telin uzunluğru, telin içinde akan parçacık-

ların hızı ile bu parçacıklardan herhangi birinin telin bir ucundan öbürüne varıncaya kadar geçecek zamanın çarpımına eşittir. Bu çarpımı ayrıca elektrik akımı ile çarparsak aşağıdaki bağıntıyı buluruz:

$$\text{Telin uzunluğu} \times \text{Elektrik akımı} = \frac{\text{Yüklü parçacıkların hızı}}{\text{Yükün tel uzunluğunu kat edeceği zaman}} \times \text{Elektrik akımı}$$

Şimdi son iki çarpanın çarpımına bakalım. Akım, zaman başına yük olduğuna göre; yükün telin uzunluğunu kat etmesi için gerekli zaman ile elektrik akımının çarpımı, tam olarak teldeki toplam yüke eşittir. Dolayısıyla telin uzunluğu çarpı akım, telde içerilen yük çarpı yüklü parçacıkların hızına eşittir.* Yani şu bağıntıyı yazabiliriz:

$$\text{Telin uzunluğu} \times \text{Elektrik akımı} = \text{Yüklü parçacıkların hızı} \times \text{Teldeki elektrik yükü}$$

Bu formülü 54. sayfadaki formülle birleştirecek, bir tel parçası üzerine uygulanan manyetik kuvvetin, telde hareket eden tüm parçacıkların elektrik yüküyle, hızlarının ve manyetik alanın çarpımı olduğunu görürüz. Parçacıkların tümü aynı yük ve hıza sahiptirler, bu kuvveti eşit olarak paylaşmaları gerekir. Dolayısıyla, her bir parçacığa, parçacığın hareket doğrultusuna dik bir manyetik alan tarafından uygulanan kuvvet aşağıdaki bağıntıyla verilecektir:

$$\text{Hareketli bir parçacığa, hızına dik bir manyetik alanın uygulayacağı kuvvet} = \text{Parçacığın elektrik yükü} \times \text{Parçacığın hızı} \times \text{Manyetik alan}$$

Örneğin, Güneş'ten fırlayıp Yer'in atmosferine çarpan parçacıkların elektrik yükleri 2×10^{-19} coulomb ve hızları saniyede 5×10^5 metre kadardır; dolayısıyla böyle bir parçacığa Yer'in

* Bu formül, yalnızca elektrik akımları ve yükleriyle sınırlı değildir; örneğin, 100 km uzunluğundaki bir otoyol, her biri saatte 50 km hızla giden saatte 1000 otomobilik bir "akım" taşırsa, bu otoyolda 2000 otomobil var demektir. (100 km x 1000 otomobil/saat = 2000 otomobil x 50 km/saat.

manyetik alanının (ki 5×10^{-6} newton/ampere.metre şiddetindedir) uygulayacağı kuvvet yaklaşık

$$(2 \times 10^{-19} \text{ C}) \times (5 \times 10^6 \text{ m/s}) \times (5 \times 10^{-6} \text{ N/amp.m}) = 5 \times 10^{-18} \text{ N}$$

dur. Bu büyük bir kuvvet değildir, fakat bu parçacıklar kabaca 5×10^{-26} kilogramlık bir kütleyle sahiptir; böylece parçacıkların manyetik ivmesi $5 \times 10^{-18} \text{ N}$ bölü $5 \times 10^{-26} \text{ kg}$, yani 10^8 m/s^2 kadardır -kütleçekiminin $9,8 \text{ m/s}^2$ 'lik ivmesinden çok daha büyük... Parçacıkların hızı manyetik alana dik değilse, kuvvet daha azdır; manyetik alan doğrultusunda hareket eden parçacıklar için kuvvet tümünden sıfır olur. Güneş tarafından salınan yüksek hızlı yüklü parçacıkların Yer'in manyetik alanınca yönlendirilip alan yönünde hareket etmelerinin, Yer'e manyetik kutupların yakınında çarpmalarının ve atmosfere girdiklerinde o güzelim kuzey ve güney ışıklarını yaratmalarının nedeni budur.

Weber'in çalışmasında asıl önemin, akım taşıyan tel üzerindeki manyetik kuvvetten tek tek parçacıklar üzerindeki kuvvette kaydırılması, Thomson'un katot ışınlarını tek tek parçacıkların akışı olarak düşünmesine yardımcı oldu. Artık Thomson, katot ışınının kendi hareket yönüne dik bir manyetik alan nedeniyle yerdeğiştirmesini hesaplamak için, 35. sayfadaki formülle birlikte, hareketli bir parçacık üzerindeki manyetik kuvvet için çıkarılan yukardaki formülü kullanabilirdi. Yukardaki manyetik kuvvet ifadesinde yer alan hız çarpanı, yerdeğiştirme formülünün paydasındaki hızın karesinden birini götürür; böylece şu yerdeğiştirmeyi buluruz:

$$\text{Manyetik alan nedeniyle ışının yerdeğiştirmesi} = \frac{\text{Işın parçacığının yükü} \times \text{Manyetik alan} \times \text{Sapma bölgesi uzunluğu} \times \text{Sürtüklenme bölgesi uzunluğu}}{\text{Işın parçacığının kütlesi} \times \text{Işın parçacığının hızı}}$$

Thomson için önemli nokta şuydu: Manyetik kuvvet hızla orantılı olduğundan, manyetik sapma, elektriksel sapmadan farklı olarak, ışın parçacıklarının yüküne, kütlesine ve hızına başka bir biçimde bağlıydı.

Thomson'un Sonuçları

Katot ışını parçacıkları hakkında bir şeyler öğrenmek için, önceki bölümlerde geliştirilen kuram ile Thomson'un deneysel sonuçlarını artık bir araya getirebiliriz. Önce yukarıda elde ettiğimiz ana sonuçları hatırlayalım. "Sapma bölgesi"nde katot ışınına dik açılarda uygulanan elektrik ya da manyetik alanlar, "sürüklenme bölgesi"nin sonunda tüpün cam duvarına çarpan ışında, aşağıdaki formüllerle verilen miktarda bir yerdeğiştirme meydana getirecektir:

$$\text{Elektriksel sapma} = \frac{\text{Işın parçacığının yükü} \times \text{Elektrik alanı} \times \text{Sapma bölgesi uzunluğu} \times \text{Sürüklenme bölgesi uzunluğu}}{\text{Işın parçacığının kütlesi} \times (\text{Işın parçacığının hızı})^2}$$

ve

$$\text{Manyetik sapma} = \frac{\text{Işın parçacığının yükü} \times \text{Manyetik alan} \times \text{Sapma bölgesi uzunluğu} \times \text{Sürüklenme bölgesi uzunluğu}}{\text{Işın parçacığının kütlesi} \times \text{Işın parçacığının hızı}}$$

Thomson tüp içindeki elektrik alanlarının ve manyetik alanların değerleri ile sapma ve sürüklenme bölgelerinin uzunluklarını biliyordu; elektrik kuvvetlerinin ya da manyetik kuvvetlerin doğurduğu sapmaları da ölçtü. Bu durumda katot ışını parçacıkları hakkında ne çıkarabilirdi? Bakar bakmaz açıkça görülür ki, katot ışını parçacıklarının yükü ya da kütlesi hakkında ayrı ayrı bilgi edinmek için ne Thomson'un ne de başka birinin bu formülleri kullanabilmesinin hiçbir yolu yoktur; çünkü her iki formülde de bu niceliklerin sadece *oranı* yer almaktadır. Zararı yok -bu oranın zaten kendisi ilginçtir. (Elektronun kütle ve yükünün ayrı ayrı ölçülmesine 3. Bölüm'de geri döneceğiz.) Bir başka sorun da şudur: Katot ışını parçacıklarının yükü ile kütlesinin oranını bulmak için bile, bu formüllerden hiçbiri kendi başına kullanılamazdı, çünkü Thomson parçacıkların hızını bilmiyordu. Gerçi, daha önce değinildiği gibi, elektriksel ve man-

yetik sapmanın ikisini de ölçerek bu sorun aşılabilir. Örneğin, bu iki denklemin oranını aldığımızı düşünün. Bu durumda, sağ tarafta kütle, yük ve her iki uzunluk birbirlerini götürür, fakat hızlar götürmez; çünkü bir formülde hızın karesi, diğerinde ise sadece hızın kendisi vardır. Böylece şu basit sonuç çıkar:

$$\frac{\text{Manyetik sapma}}{\text{Elektriksel sapma}} = \frac{\text{Manyetik alan}}{\text{Elektrik alanı}} \times \text{Hız}$$

Her iki alan şiddeti de bilindiğinden ve bunlara karşılık gelen sapmalar ölçüldüğünden, Thomson'un hızı bulma olanağı vardı. Bu durumda hızı, bilinen bir nicelik olarak ele alıp, ışının ya elektriksel ya da manyetik sapmasıyla ilgili formüllerin birinden katot ışını parçacıklarının yük bölü kütle (ya da kütle bölü yük) oranını saptayabilirdi.

Şimdi verilere geleyim. Thomson katot ışınlarının elektriksel ve manyetik sapmalarını, elektrik alanlarının ve manyetik alanların farklı değerleriyle, tüpün içindeki farklı düşük basınçlı gazlarla, farklı katot malzemeleriyle ve farklı katot ışını hızlarıyla tanımlanan birçok farklı durumda ölçtü. Bulduğu sonuçlar Tablo 2.1'de görülmektedir; bu sonuçlar *Philosophical Magazine*'de¹⁵ 1897'de çıkan makalesinden alınmıştır. Bu durumların tümünde Thomson aynı katot ışını kullandı; bu ışının elektriksel ve manyetik kuvvetlerin etkisinde aldığı yol (yani sapma bölgesinin uzunluğu) 0,05 metre ve ondan sonra tüpün karşı ucuna varıncaya kadar serbest olarak gittiği yol (yani sürüklenme bölgesinin uzunluğu) ise 1,1 metreydi.

Tablo 2.1'in en sağındaki iki sütunu Thomson'un elektriksel ve manyetik sapma ölçümlerinden hesapladığı katot ışını parçacığının hızını ve kütle/yük oranı değerlerini gösteriyor. Bu nice-likleri hesaplama formülleri Ek B'de işlenmiştir. Burada, doğru hesaplanıp hesaplanmadıklarını görmek için, sadece bir durum-daki sonuçları kontrol edelim. Örneğin, Tablo 2.1'in ilk satırını alalım. Bu deneyde elektrik alanları ve manyetik alanlar coulomb başına $1,5 \times 10^4$ newton ve amper.metre başına $5,5 \times 10^{-4}$

Tablo 2.1. Katot ışınlarının elektriksel ve manyetik sapmaları üzerine Thomson'un yaptığı deneylerin sonuçları

Katot ışını tüpündeki gaz	Katotun malzemesi	Elektrik alanı (N/C)	Elektriksel sapma (m)	Manyetik alan (N/amp.m)	Manyetik sapma (m)	Hesaplanan Işın parçacığının hızı (m/s)	Türetilen kütle/yük oranı (kg/C)
Hava	Alüminyum	$1,5 \times 10^4$	0,08	$5,5 \times 10^{-4}$	0,08	$2,7 \times 10^7$	$1,4 \times 10^{-11}$
Hava	Alüminyum	$1,5 \times 10^4$	0,095	$5,4 \times 10^{-4}$	0,095	$2,8 \times 10^7$	$1,1 \times 10^{-11}$
Hava	Alüminyum	$1,5 \times 10^4$	0,13	$6,6 \times 10^{-4}$	0,13	$2,2 \times 10^7$	$1,2 \times 10^{-11}$
Hidrojen	Alüminyum	$1,5 \times 10^4$	0,09	$6,3 \times 10^{-4}$	0,09	$2,4 \times 10^7$	$1,6 \times 10^{-11}$
Karbon-dioksit	Alüminyum	$1,5 \times 10^4$	0,11	$6,9 \times 10^{-4}$	0,11	$2,2 \times 10^7$	$1,6 \times 10^{-11}$
Hava	Platin	$1,8 \times 10^4$	0,06	$5,0 \times 10^{-4}$	0,06	$3,6 \times 10^7$	$1,3 \times 10^{-11}$
Hava	Platin	$1,0 \times 10^4$	0,07	$3,6 \times 10^{-4}$	0,07	$2,8 \times 10^7$	$1,0 \times 10^{-11}$

Farklı durumlarda katot ışını hızları fark ettiği için, aynı elektrik alanı için bile elektriksel sapmalar değişiyor. Burada manyetik sapmalar, elektriksel sapmalarla aynı görünüyor; çünkü Thomson her bir durumda manyetik alanı elektriksel sapmayla aynı manyetik sapmayı verecek biçimde ayarlıyordu. Thomson'un basılı verilerini kullanarak son iki sütundaki sonuçları ben de ayrıca hesapladım. Bazıları, Thomson tarafından hesaplanan değerlerden son ondalık basamakta bir birim fark ediyor. Sanıyorum bunun nedeni şu: Thomson'un basılan deneysel verileri, gerçek değerler yuvarlanarak yazılmış, oysa Thomson hesaplarında gerçek verileri kullanmıştı.

nevtundu; katot ışını hızının hesaplanan değeri saniyede $2,7 \times 10^7$ metreydi ve parçacık kütesinin yüke oranı coulomb başına $1,4 \times 10^{-11}$ kilogram (ya da tersi olan yükün kütleye oranı 7×10^{10} coulomb/kilogram) olarak bulunmuştu. Bu bölümün başındaki formülleri kullanarak, aşağıdaki sapmaları buluruz:

$$\begin{aligned} \text{Elektriksel sapma} &= \frac{(7 \times 10^{10} \text{ C/kg}) \times (1,5 \times 10^4 \text{ N/m}) \times 0,05 \text{ m} \times 1,1 \text{ m}}{(2,7 \times 10^7 \text{ m/s})^2} \\ &= 0,08 \text{ m,} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Manyetik sapma} &= \frac{(7 \times 10^{10} \text{ C/kg}) \times (5,5 \times 10^{-4} \text{ N/amp.m}) \times 0,05 \text{ m} \times 1,1 \text{ m}}{2,7 \times 10^7 \text{ m/s}} \\ &= 0,08 \text{ m.} \end{aligned}$$

Bunlar, ölçülmüş sapmalarla uyum içindedir; dolayısıyla hızın ve kütle/yük oranının doğru olarak hesaplandığını onaylamış oluyoruz. Elektriksel ve manyetik kuvvetlerin ikisi için de aynı sapma ortaya çıktı (diğer durumlardaki deneylerde de öyle) ama bunun büyük önemi yok, ayrıca rastlantı da değil; çünkü Thomson her deneyde elektrik alanıyla aynı sapmayı verecek bir manyetik alan ayarlamayı nedense daha uygun bulmuştu.

Tablo 2.1'in son sütunu yeterince tutarlı görünüyor. Katot ışını tüpündeki gaz ve katotun yapıldığı malzeme deneyden deneye değişse ve katot ışını parçacıklarının hızı neredeyse 2 katı kadar fark etse bile; varsayılan katot ışını parçacıklarının kütle/yük oranı her durumda birbirlerine epeyce yakın çıkmıştı. Bu, katot ışınlarının, salındıkları katotun yapıldığı malzemeden bağımsız, tek kütle ve yük değerli bir cins parçacıktan oluştuğu konusunda (en azından Thomson için) inandırıcı bir kanıttı.

Katot ışını parçacıklarının kütle/yük oranı için Thomson'un sonuçlarının ortalaması, coulomb başına $1,3 \times 10^{-11}$ kilogramlık bir değer verir. Thomson her bir ölçümünde olabilecek hatalarla ilgili kestirimlerini yayımlamadı (bu eksiklik, bugün olsaydı, makalesinin her iyi fizik dergisinden geri dönmesine neden olurdu). Bununla birlikte, onun kütle/yük değerlerinde görülen yayılıştan bu değerlerin $0,2 \times 10^{-11}$ kg/C'luk bir istatistiksel belirsizliğe (her iki yönde) konu olması gerektiğini çıkarabiliriz.

Thomson'un büyük olasılıkla $1,1 \times 10^{-11}$ ile $1,5 \times 10^{-11}$ kg/C arasında olan kütle/yük oranı sonucu, bugünkü $0,56857 \times 10^{-11}$ kg/C değeriyle karşılaştırılabilir. Thomson'un bu değere çok yaklaşmadığı açıktır. Kendi değerleri içinde oldukça iyi görünen tutarlılığa bakılırsa, Thomson'un elektriksel ve manyetik alanların ölçümünde tüm deney tekrarlarına yayılmış olan büyük bir sistematik hata yapmış olmasından kuşku duyulabilir; ama üzerinden seksen yıl geçtikten sonra bunu kim kesinlikle söyleyebilir? Thomson aygıt kullanma konusunda iyi değildi. Bununla birlikte, Thomson gerçekte katot ışını parçacıklarının kütle/yük oranını saptamak için sadece elektriksel ve manyetik

sapma ölçümlerine güvenmedi. Tüpün diğer ucunda depolanan ısı enerjisinin ölçümlerine dayanan bir başka yöntem de kullandı. Enerji kavramını gözden geçirdikten sonra, bu yönteme geri döneceğiz.

Geriyeye Dönüş: Enerji

Hareketli cisimler, çarptıkları nesnelere etki etme erkine sahiptir. Deneyimlerimizden -yere çarpan yağmur damlalarından veya hedefe çarpan mermilerden ya da katot ışını tüpünün karşı ucuna çarpan elektronlardan- biliyoruz ki, bu etkiler, hareketli cismin kütlesi ve hızı arttıkça artar. Gerçekte, tüm bu tür etkileri ortaya çıkarmak için hareketli cisimlerin erkini olağanüstü yararlı bir biçimde ölçmeyi sağlayan kütle ve hızın basit bir birleşimi vardır. Bu birleşim kinetik enerji olarak bilinir ve şu formülle verilir:

$$\text{Kinetik enerji} = \frac{1}{2} \times \text{Kütle} \times (\text{Hız})^2$$

Enerji birçok biçimde ortaya çıkar; fakat kinetik enerji, tanımlanması en kolay olanıdır ve diğer tüm enerji biçimleri için ilk örnek olarak alınır. Enerji birimi, metre-kilogram-saniye birim sisteminde, *juldür* (J). Örneğin, kütlesi $2 \times 10^3 \text{ kg}$ ve hızı saniyede 30 metre olan bir otomobilin kinetik enerjisi

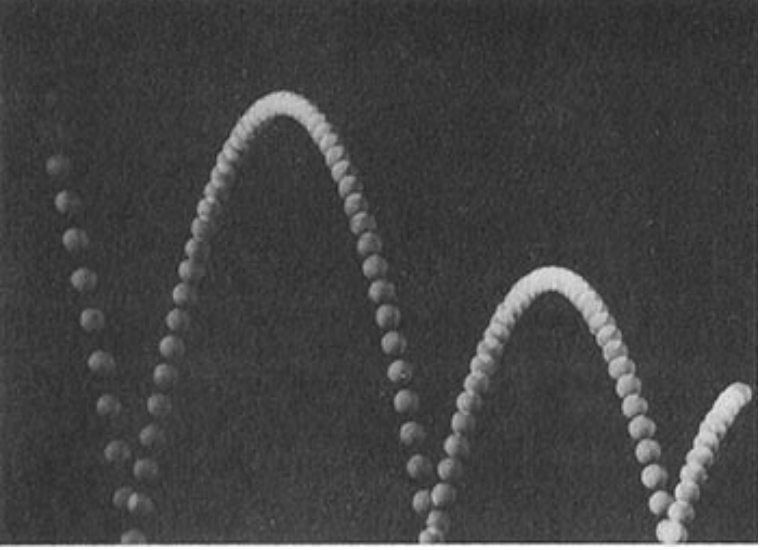
$$\frac{1}{2} \times (2 \times 10^3 \text{ kg}) \times (30 \text{ m/s})^2 = 9 \times 10^5 \text{ J'dür.}$$

Kütle ve hızın bu özel birleşiminin önemi, iş ile olan ilişkisinden ileri gelir. Bir kuvvet bir nesneyi belirli bir uzaklığa itmek için kullanıldığında, bunun ne kadar başarılı olduğunun ölçüsü iştir. Ağır bir cismi kaldırdığımız zaman yaptığımız işin, hem yerçekimine (yani, cismin ağırlığına) karşı kullanmak zorunda olduğumuz kuvvet ile hem de cismin kaldırıldığı yükseklik ile orantılı olduğunun hep farkındayızdır. Bir cisme bir kuvvet uygulandığında ve bu kuvvet yerçekimi gibi bir başka kuvvet ile dengelenmediğinde, cisim ivmelenir. Bu durumda, *cismin kinetik enerjisindeki artış, tam olarak yapılan işe eşittir*. (Bu sonuç,

Ek D'de gösteriliyor.) Örneğin, bir cisim 1 nevtonluk bir kuvvetle 1 metrelik bir yol boyunca itilirse, cismin kinetik enerjisiindeki artış tam 1 juldür. Bu bağıntı tersine de çalışır: Hareketli bir cisim bir engeli iterse, cismin yaptığı iş, kinetik enerjisindeki azalmaya eşittir. Bir cisim tarafından kazanılan ya da kaybedilen kinetik enerjinin o cisim üzerinde ya da o cisim tarafından yapılan işe böyle basit bir biçimde bağlı olması için, kinetik enerji tanımına $\frac{1}{2}$ çarpanı konulmuştur.

Kinetik enerji ve iş arasındaki bağıntı, bizi dosdoğru kinetik enerjinin ikinci önemli özelliğine götürür: Birçok durumda, kinetik enerji korunur. Örneğin, bir bilardo oyununda, istekayla vurulan top başka bir topa vurursa ve toplar hissedilir derecede ısınmazlarsa ya da çarpışmada başka türlü değişimlere uğramazlarsa o zaman -isteka topu biraz kinetik enerji kaybedecek ve diğer top biraz kazanacak olsa bile- iki topun kinetik enerjilerinin toplamı, çarpışmadan sonra çarpışmadan öncekiyle aynı olacaktır. Bunun nedeni şudur: Üçüncü Newton Yasası'na göre, isteka topu tarafından diğer topa uygulanan kuvvet, söz konusu top tarafından isteka topuna uygulanan kuvvete büyüklükçe eşit ve yönce zıttır. Ayrıca, iki top değme durumunda kaldıkları sürece aynı yolu alırlar. Dolayısıyla ikinci top üzerinde yapılan iş, isteka topu tarafından yapılan işe eşittir. Bu durumda, ikinci topun kinetik enerjisindeki artışın, isteka topunun kinetik enerjisindeki azalmayı dengelediği görülür; böylece toplam kinetik enerji korunmuş kalır.

Kuşkusuz, cisimler birbirleri üzerine uzaktan etki ettiklerinde -örneğin Yer'in çekim etkisi altında bir top düştüğünde, kinetik enerji korunmaz. Bu durumda, düşen cisim açıkça kinetik enerji kazanır; oysa Yer'in kinetik enerjisi esas olarak değişmez. Fizikte enerji kavramı kullanıldığında, bu, hep karşılaşılan bir sorundur. Enerji önce bazı kısıtlı bağlamlarda (örneğin bilardo toplarının çarpışmalarında) korunacak biçimde tanımlanır ve sonra da daha geniş bir bağlamda korunmadığı görülür. Bu soruna fizikte çok verimli olduğu kanıtlanmış bir yanıt



Zıplayan bir golf topunun bu çok-pozlu fotoğrafında, her bir pozla bir önceki arasında aynı kısa zaman aralığı vardır. Fotoğraf, düşme uzaklığı ile ulaşılan hız arasındaki bağıntıyı ve potansiyel ile kinetik enerjinin birbirlerine dönüşümünü gösteriyor. Her zıplamanın zirvesinde topun enerjisi tümüyle potansiyel, dibinde ise tümüyle kinetiktir.

bulunmuştur: Enerji kavramından vazgeçmeyip onu tüm enerji türlerinin toplam değeri korunacak biçimde genişletmek, yani enerji türleri tanımlamak.

Düşen cisimler örneğinde, gerçekten de bir başka tür enerji -konum enerjisi ya da *potansiyel enerji*- tanımlayabiliriz; öyle ki toplam kinetik artı potansiyel enerji sabit kalsın. Örneğin, Yer yüzeyinin yakınlarındaki kütleçekimi alanında bir cismin potansiyel enerjisini, cisim üzerine kütleçekimi tarafından uygulanan sabit kuvvetle cismin yüzeye olan yüksekliğinin çarpımı olarak tanımladığımızı varsayalım. Bu durumda, düşen bir cismin potansiyel enerjisindeki azalma, kütleçekimi tarafından uygulanan kuvvetle düştüğü yüksekliğin çarpımıdır; yüzeye kadar hep serbest düşse de düşmese de bu böyledir. Bu, kütleçekimi tarafından yapılan işin ta kendisidir; dolayısıyla cismin kinetik enerjisindeki artışa eşittir. Potansiyel enerjideki azal-

ma, kinetik enerjideki artışla dengelenmiş, böylece toplam korunmuştur. Göreceğimiz gibi, potansiyel enerjiyi, elektrik alanları dahil, diğer kuvvet alanları için de benzer biçimde tanımlamak olasıdır.

Bir alan tarafından uygulanan kuvvetin konumdan konuma değişmesi halinde bile, cismin belirli bir konumdaki potansiyel enerjisini, cismi bu konumdan sabit bir referans noktasına (örneğin, Yer yüzeyine) hareket ettiren alan tarafından cisim üzerinde yapılan iş olarak tanımlarız. Bir cismin bir konumdan bir başka konuma hareket ettiği zaman kazandığı kinetik enerji, tam olarak bu iki konumdaki potansiyel enerji farkına eşittir; böylece toplam mekanik enerji, yani kinetik artı potansiyel enerji toplamı, sabit kalır.

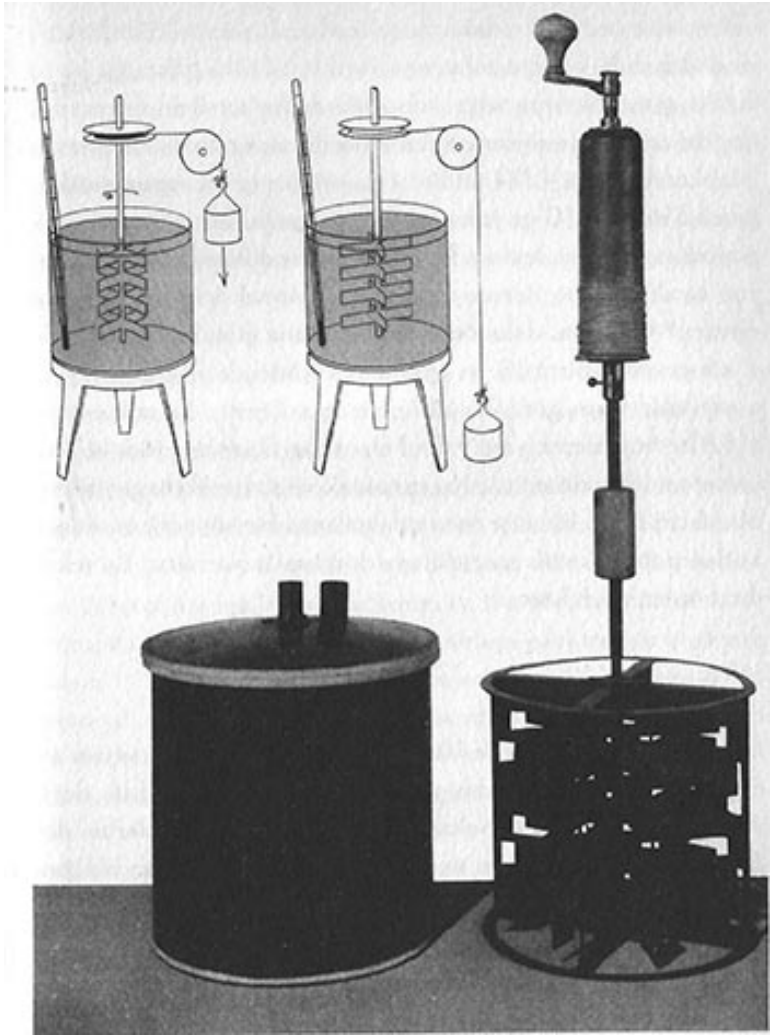
Elektrik alanları örneğinde, yüklü bir cisim üzerine etkileyen kuvvetin daima cismin elektrik yüküyle orantılı olduğunu görmüştük. Dolayısıyla elektrik alanlarında *elektrik potansiyeli* adı verilen bir niceliği, yüklü parçacığın potansiyel enerjisini yüküne bölerek tanımlamak elverişlidir. Metre-kilogram-saniye sisteminde, potansiyel enerjinin birimi juldür; dolayısıyla elektrik potansiyelinin birimi coulomb başına jul olur, ki buna *volt* adı verilir. Bir başka deyişle, bir coulombluk elektrik taşıyan bir cisim bir konumdan diğerine bir voltluk bir elektrik-potansiyel farkı yaratarak gittiğinde, elektrik alanı bu cisim üzerinde bir jullük iş yapacaktır. Bu kavramın önemi şurada-
dır: Elektrik potansiyelleri, elektrik yüklerinin hareket ettikleri ortamı (yüklerin kendi büyüklüklerine bakılmaksızın) tanımlamak için kullanılabilir. Bir elektrik bataryası, artı ve eksi uçları arasında ya da onlara bağlanan teller arasında sabit bir elektrik-potansiyel farkı yaratacak bir makine olarak düşünülebilir. Örneğin, 1,5 voltluk bir el feneri pili, bir ampulün filamanından 0,1 amperlik bir elektrik akımı geçiriyorsa, pilin bir ucundan diğerine aktarılan elektrik yükü, saniyede 0,1 coulombdur. Pil tarafından bir coulombluk her yük üzerine 1,5 jullük iş yapılacağına göre, iş yapma hızı saniyede 1,5 juldür

(ya da 0,15 vattır; çünkü vat, saniyede bir jule eşit bir güç birimi olarak tanımlanır).

Kinetik enerji düşüncesi, Hollandalı fizikçi Christian Huygens (1629-1695) tarafından, ölümünden sonra 1706'da basılan bir kitapta ortaya atılmıştı. Bu kavram, çoğunlukla *vis viva* Latince adı altında, 18. yüzyıl boyunca mekaniğin gelişmesinde yararlı oldu. 19. yüzyılda kinetik ve potansiyel enerji düşünceleri tüm biçimleriyle çok daha genel bir enerji düşüncesi içine yerleştirilince, bu kavramın yararlılığı daha da artmış oldu.

Bu yeni ve iyice genel enerji anlayışının başlangıcı, çoğunlukla, bilim tarihinde dikkate değer kişiliklerden biri sayılan ve 1792'de Kutsal Roma İmparatorluğu'nun Rumford Kontu olan Amerikalı Benjamin Thompson'un (1753-1814) hanesine yazılır. Thompson şöyle betimlenmiştir: "Hanedana bağlı, vatan haini, casus, şifreci, fırsat düşkünü, zampara, insancıl, hep kendinden söz eden biri, paralı asker, askeri ve teknik danışman, buluşçu, başkalarının buluşunu çalıp kendine mal eden, ısı konusunda uzman ve bilimi halka sevdirmeye amacını taşıyan dünyanın en büyük gösteri yerinin, yani Kraliyet Enstitüsü'nün kurucusu" ¹⁶. Woburn'da (Massachusetts, USA) doğmuş, 1776'da Amerikan Devrimi patlak verdiğinde İngiltere'ye kaçmış ve sonra Almanya'ya geçmişti. Bavyera ordusunun başı olarak hizmet verirken, oradaki topçuluk çalışmaları onu, ısıнын doğası hakkında var olan kavramları sorgulamaya yöneltmişti. O zamanlar genelde ısıнын "kalorik" adı verilen ağırlıksız bir akışkan olduğu varsayılıyordu; fakat Thompson bu düşüncüyü, örneğin top namlusunu delme sırasında sürekli mekanik iş tarafından sınırsız miktarda ısı üretilebileceği temeline dayandırarak reddediyordu. Thompson ısıнын bir hareket biçimi olduğu sonucuna varmıştı; fakat bu düşüncüyü kesin terimlerle ifade etmemiş ve mekanik iş ile ısı arasında herhangi bir eşdeğerliliğe de değinmemişti.

Bir sonraki adım, 1840'larda Julius Mayer (1814-1878) ve James Prescott Joule (1818-1889) tarafından atıldı. Onlar, bir-



Joule, enerjinin korunumunu gösterdiği deneylerini işte bu aygıt ile yapmıştı. Düşen bir ağırlık kanatları döndürür, kanatlar sürtünmeyle suyu ısıtır; sıcaklıktaki artış ölçülebilir.

birlerinden bağımsız olarak, ısı ve mekanik enerjinin birbirlerine dönüşebilir olduğu sonucuna vardılar: belirli miktarda bir ısı daima aynı miktarda ısıya yol açıyordu ve tersi de doğrudur. Çağdaş terimlerle söylersek, bir kalorilik ısı üretmek için gerekli mekanik enerji 4,184 juldür. (*Kalori*, bir gram suyun sıcaklığını 3,5'den 4,5 °C'ye yükseltmek için gerekli ısı miktarı olarak tanımlanır. Bu da, kabaca herhangi bir sıcaklıktaki bir gram suyun sıcaklığını bir derece Celsius yükseltmek için gerekli ısıya eşittir.)* Örneğin, daha önce değindiğimiz gibi, Yer yüzeyinde 1 kilogramlık bir kütleye uygulanan kütleçekimi kuvveti, 9,8 nevtondur; buna göre, bu kütle 1 metre düşerse, kinetik enerjisi 9,8 nevton.metre, yani 9,8 jul olacaktır. Eğer bu cisim bir kova suyun içine düşerse, suya çarpacak ve su harekete geçirilmiş olacaktır; fakat bir süre sonra dalgalanmalar sönecek ve düşen kütlenin tüm kinetik enerjisi ısıya dönüşmüş olacaktır. Bu şekilde üretilen ısı miktarı

$$\frac{9,8 \text{ J}}{4,184 \text{ J /kal}} = 2,3 \text{ kalori}$$

olacaktır. Örneğin, kova 10 kg (10^4 g) su içeriyorsa, suyun sıcaklığı $2,3 \times 10^{-4}$ °C kadar yükselecektir. Bu tür sıcaklık değişimlerinin küçüklüğü, mekanik enerji ile ısıнын birbirlerine dönüşebilirliğini anlamamanın neden bu kadar uzun zaman aldığını anlatmaya yeter.

Madem ki mekanik enerji ve ısı birbirlerine dönüşebilmektedir, öyleyse enerji kavramı ısıyı da kapsayacak şekilde genişletilebilir. Bir kalori, 4,184 jullük ısı enerjisine eşit sayılır. Topamlularının delinmesinde olduğu gibi, mekanik enerji ısı enerjisine dönüştürüldüğünde ya da bir buharlı makinede olduğu gibi, ısı enerjisi mekanik enerjiye dönüştürüldüğünde, toplam enerji korunur. Bu düşüncenin güzelliği, doğası tam olarak anlaşılmamış birçok olay için doğru tahminlerde bulun-

* Besin enerjisini ölçmek için kullanılan ve bazen sözün gelişi kalori deniveren kilogram-kalori, 1000 kez daha büyüktür.

mamıza izin vermesindedir. Örneğin, ağır bir nesnenin bir kova su içine düşmesi, oldukça karmaşık bir süreçtir ve hiç kimse çarpmanın ve dalgaların tüm ayrıntılarını inceleyemez; fakat enerjinin korunumu, suyun sıcaklığının artacağını tam bir güvenle öngörmek için kullanılabilir. Söylendiğine göre, Joule, suyun bir çağlayanı geçtikten sonra sıcaklığında bir artış olacağına ilişkin öngörüü doğrulamak için balayında çok zaman harcamıştı!

Thomson'un Deneyinde Enerji Bağntıları

Thomson deneyinin tartışılmasında artık son eksikleri de tamamlama aşamasına geldik.

Her şeyden önce, katot ışını tüpünde yüklü alüminyum levhalar arasındaki elektrik alanının değerini Thomson nasıl bulmuştu? Yaptığı ilk beş ölçümde, alanı doğuran elektrik yüklü levhalar, 225 voltluk bataryaya bağlanmıştı. Bu, herhangi bir elektrik yükünün bir levhadan diğerine taşınırken yapılan işin coulomb başına 225 jul olması demekti. Levhalar arasındaki uzaklık 0,015 metreydi. İş, kuvvetle uzaklığın çarpımı olduğuna göre; coulomb başına elektrik kuvveti çarpı 0,015 metre, coulomb başına 225 juldü. Uzaklığa bölünce, coulomb başına kuvveti

$$\frac{225 \text{ J/C}}{0,015\text{m}} = 1,5 \times 10^4 \text{ J/C.m} = 1,5 \times 10^4 \text{ N/C}$$

olarak elde ederiz. (Julün 1 nevton.metre olduğunu hatırlayın.) Bu coulomb başına kuvvet, Tablo 2.1'in ilk beş sütunundaki gibi, aslında elektrik alanıdır. (Son iki ölçümdeki farklı elektrik alanları, 225 volt yerine 270 ve 150 voltluk bataryalarla elde edilmişti).

Bu küçük hesap, Thomson deneyinin farklı bir yoldan da yapılabileceğini gösteriyor. Katot ve anot, gerilim değeri bilinen bir bataryanın ya da jeneratörün uçlarına bağlanırsa, o zaman katottan anota geçen katot ışını parçacıkları, tam olarak bu ge-

rilime eşit, coulomb başına belirli bir kinetik enerji kazanırlar.* Kinetik enerji, parçacıkların kütlesiyle parçacıkların hızının karesinin çarpımının yarısı olduğuna göre, bunu yüke bölerek şunu buluruz:

$$\text{Katot ile anot arasındaki gerilim} = \frac{\frac{1}{2} \times \text{Parçacıkların kütlesi} \times \left(\frac{\text{Parçacıkların hızı}}{\text{Parçacıkların yükü}} \right)^2}{\text{Parçacıkların yükü}}$$

Dikkat ederseniz, burada sağ tarafta görünen ışın parçacığı parametrelerinin birleşimi, 48. sayfadaki elektriksel sapma formülünde görülen parametrelerin birleşimiyle bir farkla tamamıyla aynıdır, yalnızca pay ve payda yer değiştirmiştir. Böylece, ilke olarak, elektriksel kuvvetlerin doğuracağı sapmanın güç olan ölçümü yerine, katot ve anot arasındaki gerilimin ölçümü konabilir.

Bu ikinci yöntem, 1896-98'de Berlin Fizik Enstitüsü'nden Walter Kaufmann (1871-1947) tarafından, katot ışınlarının

* Bu tür bir deneye doğal olarak uyarlanabilen bir enerji birimi vardır: elektron-volt, bir voltluk bir elektriksel-potansiyel farkını geçen bir elektron (ya da aynı yükü taşıyan herhangi bir başka parçacık) tarafından kazanılan ya da kaybedilen enerji. Örneğin, Thomson'un ya da Kaufmann'ın deneyindeki katot ışını tüpünün katot ve anodu, 300 voltluk bir bataryanın eksi ve artı uçlarına bağlanırsa, katottan anota ivmelendirilen her elektron 300 elektron-voltluk bir kinetik enerji kazanır. Ne yazık ki, elektronun yükünü bilmeden elektron-voltu, jul ya da erg gibi sıradan enerji birimlerine bağlamak olası değildir. Voltun tanınından biliyoruz ki, jul cinsinden iş, gerilimle coulomb cinsinden yükün çarpımına eşittir; buna göre jul cinsinden elektron-volt, tam olarak coulomb cinsinden elektronik yüke eşittir. Milikan'ın çalışmasından (3. Bölüm'de tartışılacak) beri biliyoruz ki, elektronik yük $1,6 \times 10^{-19}$ coulombdur; dolayısıyla elektron-volt $1,6 \times 10^{-19}$ (daha kesin olarak, $1,602 \times 10^{-19}$ juldür). Temel parçacık enerjileri için istediğimiz her birimi kullanabiliriz; fakat elektron-volt (kısaca eV) geleneksel enerji birimi haline gelmiştir. Tüm fizikçiler hidrojen atomundan elektronu çekip koparmak için gerekli enerjinin 13,6 elektron-volt olduğunu bilir, bir protonu ya da nötronu tipik orta ağırlıklı bir çekirdekten çekip ayırmak için ise yaklaşık 8 milyon elektron-volt (MeV) enerji gerekir. 1890'ların katot ışını tüpleri yüzlerce eV'luk kinetik enerjili elektron demetleri yarattılar. 1930'larda Cockcroft ile Walton'un Cavendish Laboratuvarı'nda ve E. O. Lawrence'in Berkeley'de geliştirdikleri ilk hızlandırıcılar, 10^5 - 10^6 eV düzeyinde kinetik enerjiye sahip protonlar üretiler. 10^8 eV'un üzerindeki enerjilere 1940'ların sonlarında ulaşıldı; 10^9 eV'a (GeV) ise 1950'lerde varıldı. Bugün dünyada 10^{11} eV'un üzerinde enerjiye sahip proton demetleri üreten iki hızlandırıcı var. Bununla birlikte, kozmik ışınlarda bulunmuş en yüksek enerjilerle boy ölçüşecek insan yapımı hiçbir hızlandırıcı yok. Kozmik ışınlar, yıldızlararası belki de galaksilerarası uzaydan gelip atmosferimize çarpan ve 10^{21} eV'lara kadar enerji taşıyan proton ve diğer parçacıklardan oluşur. Ne yazık ki, yüksek enerjili kozmik ışınlar çok seyrek ve Yer'in atmosferiyle çok karmaşık biçimde etkileşirler; dolayısıyla insan yapımı hızlandırıcıların yerini tutamazlar.

kütle/yük oranını ölçmek için kullanılmıştı. Kütle/yük oranı için Kaufmann'ın sonucu $0,54 \times 10^{-11}$ kilogram/coulombdu $-0,5687 \times 10^{-11}$ kg/C'lik bugünkü değer göz önüne alındığında oldukça iyi bir sonuç! Ancak bu bölümün sonunda göreceğimiz gibi Kaufmann katot ışını parçacıklarının doğasına ilişkin sonuçlar çıkarmaktan kaçındı.

Son olarak, Thomson'un 1897'de en güvenilir kütle/yük oranını elde etmek için kullandığı yöntemle gelelim. Bu yöntemde, katot ışını küçük metal bir toplayıcıya yönlendirilmişti; bu toplayıcı ışın parçacıklarının elektrik yükünü yakalayacak ve kinetik enerjilerini alıp ısıya dönüştürecek. Böylece bu toplayıcıda depolanan ısı enerjisinin toplam elektrik yüküne oranı, *her* ışın parçacığının kinetik enerji/yük oranını verecekti:

$$\frac{\text{Depolanan ısı enerjisi}}{\text{Depolanan yük}} = \frac{\frac{1}{2} \times \text{Parçacıkların kütlesi} \times \left(\text{Parçacıkların hızı} \right)^2}{\text{Parçacıkların elektrik yükü}}$$

Sağ tarafta ışın parametrelerinin birleşimi, bir kez daha 48. sayfadaki elektriksel sapma formülünde yer alan birleşimle (pay ve payda yer değiştirmek koşuluyla) tam olarak aynıdır. Böylece elektrik alanlarının yol açtığı sapmayı ya da katot ve anot arasındaki gerilimi ölçmek yerine, ısıнын yüke oranını ölçerek parametrelerin bu birleşimi saptanabilir. Bu da, enerjinin korunumu ilkesinin gücünü gösteren bir başka örnektir. Katot ışını metal toplayıcıya çarptığında meydana gelen ayrıntılı fiziksel olaylar hakkında Thomson'un hiçbir fikri yoktu; fakat toplayıcının ısı enerjisindeki artışın kesinlikle, toplayıcı tarafından durdurulan katot ışını parçacıklarının kinetik enerjisine eşit olduğundan emindi.

Üç farklı katot ışını tüpü için Thomson'un sonuçları Tablo 2.2'de görülebilir. İkinci sütun, katot ışınının salındığı süre (yaklaşık bir saniye) boyunca ölçülen ısı enerjisinin toplayıcıda biriken elektrik yüküne oranını verir. Üçüncü sütunda, kütleyle hızın çarpımının katot ışını parçacıklarının yüküne bölünmesi sonucunda çıkacak değer yer alır; bu değer, 59. sayfadaki

Tablo 2.2 Katot ışını tarafından depolanan ısıнын yükü oranı ve ışının manyetik sapması konusunda Thomson'un yaptığı deneylerin¹⁷ sonuçları

Katot ışını tüpündeki gaz	Ölçülen ısı enerjisinin depolanmış yükü oranı (J/C)	Kütle × Hız Elektrik yükü (kg.m/s. C, manyetik sapma ile ölçülmüş)	Hesaplanan hız (m/s)	Hesaplanan kütle/yük oranı (kg/C)
<i>Tüp 1 :</i>				
Hava	$4,6 \times 10^3$	$2,3 \times 10^{-4}$	4×10^7	$0,57 \times 10^{-11}$
Hava	$1,8 \times 10^4$	$3,5 \times 10^{-4}$	10^8	$0,34 \times 10^{-11}$
Hava	$6,1 \times 10^3$	$2,3 \times 10^{-4}$	$5,4 \times 10^7$	$0,43 \times 10^{-11}$
Hava	$2,5 \times 10^4$	$4,0 \times 10^{-4}$	$1,2 \times 10^8$	$0,32 \times 10^{-11}$
Hava	$5,5 \times 10^3$	$2,3 \times 10^{-4}$	$4,8 \times 10^7$	$0,48 \times 10^{-11}$
Hava	10^4	$2,85 \times 10^{-4}$	7×10^7	$0,4 \times 10^{-11}$
Hava	10^4	$2,85 \times 10^{-4}$	7×10^7	$0,4 \times 10^{-11}$
Hidrojen	6×10^4	$2,05 \times 10^{-4}$	6×10^7	$0,35 \times 10^{-11}$
Hidrojen	$2,1 \times 10^4$	$4,6 \times 10^{-4}$	$9,2 \times 10^7$	$0,5 \times 10^{-11}$
Karbon dioksit	$8,4 \times 10^3$	$2,6 \times 10^{-4}$	$7,5 \times 10^7$	$0,4 \times 10^{-11}$
Karbon dioksit	$1,47 \times 10^4$	$3,4 \times 10^{-4}$	$8,5 \times 10^7$	$0,4 \times 10^{-11}$
Karbon dioksit	3×10^4	$4,8 \times 10^{-4}$	$1,3 \times 10^8$	$0,39 \times 10^{-11}$
<i>Tüp 2 :</i>				
Hava	$2,8 \times 10^3$	$1,75 \times 10^{-4}$	$3,3 \times 10^7$	$0,53 \times 10^{-11}$
Hava	$4,4 \times 10^3$	$1,95 \times 10^{-4}$	$4,1 \times 10^7$	$0,47 \times 10^{-11}$
Hava	$3,5 \times 10^3$	$1,81 \times 10^{-4}$	$3,8 \times 10^7$	$0,47 \times 10^{-11}$
Hidrojen	$2,8 \times 10^3$	$1,75 \times 10^{-4}$	$3,3 \times 10^7$	$0,53 \times 10^{-11}$
Hava	$2,5 \times 10^3$	$1,60 \times 10^{-4}$	$3,1 \times 10^7$	$0,51 \times 10^{-11}$
Karbon dioksit	2×10^3	$1,48 \times 10^{-4}$	$2,5 \times 10^7$	$0,54 \times 10^{-11}$
Hava	$1,8 \times 10^3$	$1,51 \times 10^{-4}$	$2,3 \times 10^7$	$0,63 \times 10^{-11}$
Hidrojen	$2,8 \times 10^3$	$1,75 \times 10^{-4}$	$3,3 \times 10^7$	$0,53 \times 10^{-11}$
Hidrojen	$4,4 \times 10^3$	$2,01 \times 10^{-4}$	$4,4 \times 10^7$	$0,46 \times 10^{-11}$
Hava	$2,5 \times 10^3$	$1,76 \times 10^{-4}$	$2,8 \times 10^7$	$0,61 \times 10^{-11}$
Hava	$4,2 \times 10^3$	2×10^{-4}	$4,1 \times 10^7$	$0,48 \times 10^{-11}$
<i>Tüp 3 :</i>				
Hava	$2,5 \times 10^3$	$2,2 \times 10^{-4}$	$2,4 \times 10^7$	$0,9 \times 10^{-11}$
Hava	$3,5 \times 10^3$	$2,25 \times 10^{-4}$	$3,2 \times 10^7$	$0,7 \times 10^{-11}$
Hidrojen	3×10^3	$2,5 \times 10^{-4}$	$2,5 \times 10^7$	$1,0 \times 10^{-11}$

denkleme göre, bir manyetik alan tarafından saptırılan katot ışınının ölçülen sapmasından bulunur. Son iki sütun ise, önceki sütunlardaki ölçülmüş niceliklerden hesaplanan hız değerlerini ve katot ışını parçacıklarının kütle/yük oranlarını verir. Kütle/yük oranını ve hızı hesaplamaya yarayan formüllerin nasıl çıkarıldığı Ek E’de gösteriliyor. Şimdilik sadece bir sonucun doğruluğunu sınavalım: Tablo 2.2’nin ilk satırında verilen hesaplanmış hız değeriyle kütle/yük oranını kullanırsak, 73. sayfadaki formül ısı enerjisinin yükü oranını

$$\frac{1}{2} \times (0,57 \times 10^{-11} \text{ kg/C}) \times (4 \times 10^7 \text{ m/s})^2 = 4,6 \times 10^3 \text{ J/C}$$

olarak verir; ki bu gerçekten de Thomson'un ölçtüğü değerdir. (Tesadüfe bakın ki, bu deneyde toplayıcıda biriken yük, beklediği gibi, saniyede bir coulombun birkaç yüz binde biri kaddı; yani bir amperin birkaç yüz binde biri kadar. Bu durumda biriken ısı enerjisi saniyede bir julün birkaç yüzde biriydi -bu da, küçük toplayıcının sıcaklığını saniyede birkaç derece Celsius yükseltmeye yeterliydi.)

Bu yöntem, besbelli ki, hem elektriksel hem de manyetik sapmayı ölçmeye dayanan yöntemden çok daha iyi işliyordu. İlk iki katot ışını tüpüne ait sonuçlar, büyük bir benzerlik göstermektedir ve kütle/yük oranı için $0,49 \times 10^{-11} \text{ kg/C}$ 'lik ortalama değerler verirler $-0,5687 \times 10^{-11} \text{ kg/C}$ olan bugünkü değerden pek uzak değil. Işın tuhafı Thomson, neredeyse iki kat büyük bir değer veren üçüncü tüpüyle elde edilen sonuçları yeğlemişti. Thomson belki de elektriksel ve manyetik sapma ölçümüyle bulunan sonuç ile daha iyi uyduğu için kütle/yük oranının büyük değerini yeğlemişti. Bu doğru olabilir; çünkü Thomson uzun yıllar kütle/yük oranını, coulomb başına 10^{-11} kilogram olarak söyleme alışkanlığını sürdürmüştü.

Katot ışını parçacıklarının yük ve kütesinin ayrı ayrı nasıl ölçüldüğü öyküsüne 3. Bölüm'de geri döneceğiz.

Temel Parçacıklar Olarak Elektronlar

Buraya kadar Thomson'un tüm yaptığı, katot ışınlarını oluşturan parçacıklar her ne ise, onların kütle/yük oranını ölçmektir. Gene de "bu parçacıklar, tüm olağan maddenin temel yapıtaşlarıdır" sonucunun üzerine atladı. Kendi sözleriyle şöyle diyordu:

... Katot ışınlarında maddenin yeni bir haliyle karşı karşıyayız, öyle bir hal ki, bu haldeki maddenin alt parçası olağan gaz halindekinden çok daha ötelere taşınır: öyle bir hal

ki, bu halde her madde -yani hidrojen, oksijen ve benzeri farklı kaynaklardan türemiş madde- bir ve aynı cinstendir; bu madde kimyasal elementlerin yapıldığı öz"dür.¹⁷

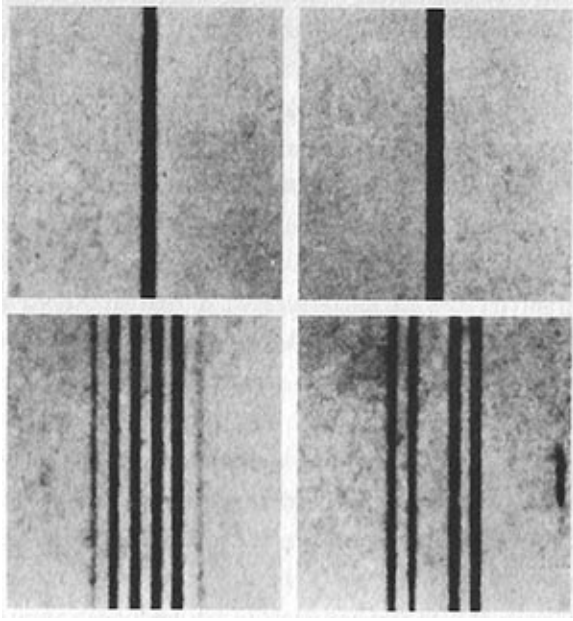
Bu çok ileri gitmekti. Thomson çok daha sonraları şunları hatırlayacaktı:

Başlangıçta atomlardan daha küçük olan bu cisimlerin varlığına inanan çok az kişi vardı. Kraliyet Enstitüsü'ndeki konuşmamı [1897] dinleyen seçkin bir fizikçi çok sonraları, "onların ayaklarının altındaki zemini çekiyor"muşum gibi hissettiğini söylemişti¹⁸.

Gerçekten de Thomson'un 1897'de yaptığı deneylerin temelinde, atomun içinde daha küçük parçacıkların olduğunu doğrulayabilecek hiçbir şey yoktu. Thomson da zaten bunu kanıtladığını iddia etmedi; fakat Thomson'u çok ötelere uzanan bu sonuçlara yönelten birçok ipucu vardı.

Bu ipuçlarından biri, ölçülen kütle/yük oranının genelliğiydi. Katot ışını parçacıklarının kütle/yük oranının değeri, ölçülme koşullarının hiçbirine bağlı görünmüyordu. Örneğin, önceki bölümde gördüğümüz gibi, ışın hızları çok farklı olduğu halde, bu oranın değeri, alüminyum katotlu karbon dioksit dolu bir tüp ile platin katotlu hava dolu bir tüp için neredeyse aynıydı (Tablo 2.1'de sırasıyla beşinci ve altıncı değerler). Thomson, ayrıca Hollandalı spektroskop uzmanı Pieter Zeeman'ın (1865-1943) atomlarda ışığın salınmasından ve soğurulmasından sorumlu elektrik akımlarını tanımlayan benzer bir kütle/yük oranına işaret eden bir sonucunu da aktarmıştı.

(Zeeman, bir manyetik alan içinde sodyum elementinin spektrumunu incelemişti. Her elementin spektrumu, o elementin atomları tarafından salınabilen ya da soğurulabilen ışığın belirli frekanslarının bir desenidir. Örneğin, belirli bir elementi içeren bir bileşik bir aleve tutulduğunda ve alevden çıkan ışık bir priz-



Zeeman etkisi. Bir manyetik alan, sodyumun spektrum çizgilerini birçok gruba ayırır.

ma ya da kırınım ağı ile bileşen renklerine ayrıştırıldığında, renk şeridi, belirli özel renklerde parlak çizgilerle çizilmiş olarak görülecektir -bu özel renkler, söz konusu elementin atomları tarafından salınan ışığın frekanslarına karşılık gelir. Değişik renkli ışıkların arasındaki fark, sadece frekans farkıdır; mor ışığın frekansı, kırmızı ışığın frekansının yaklaşık iki katıdır ve diğer renklerin frekansları bunların arasındadır. Aynı şekilde, katışksız bir alevden çıkan ışık eğer söz konusu elementin atomlarını içeren bir soğuk buhardan geçirilir ve bileşen renklerine ayrıştırılırsa; renk şeridi, önceki parlak çizgilerle tamamıyla aynı renklerde fakat bu kez karanlık çizgilerle çizilir. Bu karanlık çizgiler, alev ışığının gaz atomları tarafından hangi frekanslarda soğrulduğunu gösterir. Sodyumun spektrumu, turuncu renkli ışıpta birbirine yakın frekanslarda, D çizgileri diye bilinen belirgin bir çizgi çifti içerir. Otoyollarını aydınlatmada kullanılan sodyum lambalarından süzülen ışığın turuncu renginden sorumlu olan iş-

te bu D çizgileridir! Zeeman, normalde çok ince olan bu D çizgilerinin kuvvetli bir manyetik alanda genişlediklerini ve frekanstaki bu genişlemenin manyetik alan ile orantılı olduğunu gözledi. Bu orantılılık bağıntısındaki sayısal çarpanı kullanarak, 1896'da, atomlardaki elektrik yükü taşıyıcılarının kütle/yük oranı için bir değer hesaplayan kişi ise Hollandalı kuramcı Hendrick Antoon Lorentz'di (1853-1928). Lorentz'in bu hesabı, Thomson'un elektronu keşfetmesinden bir yıl önce, Rutherford'un atomları, çevrelerinde elektronların dolandığı bir çekirdek biçiminde modellemesinden on beş yıl önce ve Bohr'un atomlar tarafından salınan ya da soğurulan ışığın frekanslarının dolanan elektronların enerjilerine nasıl bağlı olduğunu ifade etmesinden on yedi yıl önce yapmış olması gerçekten de dikkat çekicidir. Lorentz, Sir Joseph Larmor tarafından ortaya koyulan bir teoremden yararlanmıştı: Tümü aynı kütle/yük oranına sahip bir yüklü parçacıklar sistemi üzerine bir manyetik alanın etkisi, belirli bir frekansla dönen bir koordinat sisteminden bu yüklü parçacıklar sisteminin gözlenmesi durumunda ortaya çıkacak etkiyle tam olarak aynıdır. Günümüzde Larmor frekansı adı verilen bu frekans, manyetik alan ile doğru ve kütle/yük oranıyla ise ters orantılıdır; fakat bunun dışında parçacıkların doğasından, hareket durumundan ya da üzerlerine uygulanabilecek diğer kuvvetlerden bağımsızdır. Örneğin, sadece manyetik kuvvetlere maruz kalan bir parçacık, manyetik alan çizgileri boyunca Larmor frekansı ile bir spiral çizer. Parçacığın üzerine hiçbir kuvvet uygulanmasaydı, parçacık bir doğru boyunca sabit hızla hareket etseydi ve bir gözlemci manyetik alan çizgilerinin doğrultusu etrafında Larmor frekansı ile dönen bir referans çerçevesinden parçacığı gözleseydi, göreceği hareket tam olarak bu spiral hareketi olurdu. Bir parçacık, bir manyetik alan yokken, onu doğal bir frekans ile periyodik olarak hareket ettiren başka kuvvetlerin etkisindeyse; manyetik alanın da uygulanmasıyla parçacığın hareketi, doğal frekansa veya doğal frekans artı Larmor frekansına ya da doğal frekans eksi Larmor frekansına eşit üç periyo-

dik hareketin üst üste gelmesi şeklinde olacaktır; buna göre frekansların ayrılması Larmor frekansının iki katı olacaktır. Lorentz, atomlar tarafından salınan ya da soğrulan ışığın frekanslarının bu hareketlerin frekansları olduğunu varsaydı; bu durumda bir manyetik alanda frekansların ayrılması, bu alan için Larmor frekansının iki katı olacak ve dolayısıyla bunu atomlarda elektrik akımı taşıyıcılarının kütle/yük oranını hesaplamada kullanabilecekti. Aslında, atomlar tarafından salınan ya da soğrulan ışığın frekanslarına ilişkin bu yorum doğru değildir; ancak sodyumun D çizgilerini içermeyen bazı özel durumlarda işler. Lorentz şanslıydı; sodyumun iki D çizgisinin frekansları bir manyetik alanda aslında her biri iki frekansa ayrılmayıp sırasıyla dört ve altı frekansa ayrıldığı ve bu frekanslar arasındaki ayrılmalar Lorentz kuramıyla verilmediği halde; Zeeman bu ayrık frekansları çözememişti, fakat şans eseri tümünün frekans yayılması yaklaşık olarak Larmor frekansının iki katıydı!)

Zeeman'ın ölçümleri, atomlarda elektrik akımlarını taşıyan her ne ise onun kütle/yük oranının kaba bir kestirimini sağlamıştı. Thomson'un katot ışınlarıyla ilgili çalışması ise bu yük taşıyıcıların sadece atomun mimarisinin bir parçası olmadıklarını, aynı zamanda atomun içinde olduğu kadar dışında da kendi başına bir varlığa sahip olduklarını gösterdi. Böylece olağan maddede başka neler içerirse içersin, en azından bir ortak yapıtaşı içeriyor gibi görünüyordu; bu da metallerden katot ışını olarak salınıyordu. Kısa süre sonra, radyoaktif maddeler tarafından salındığı gözlenen ve beta ışınları adı verilen ışınların da katot ışını parçacıklarıyla aynı kütle/yük oranına sahip olduklarının (Thomson'un kine benzer yöntemlerle) bulunmasıyla, bu parçacıkların evrenselliği doğrulanmış olacaktı. Thomson 1899'da, fotoelektrik olayda salınan ya da akkor haline getirilmiş metal yüzeylerden çıkan eksi yüklü parçacıkların da katot ışınlarıyla aynı kütle/yük oranına sahip olduğunu gösterdi.

Thomson deneyinde bu parçacıkların kütlelerinin küçük çıkması, bunların atomaltı parçacıklar olduğu düşüncesini de des-

tekledi. Çözeltilerde, örneğin tuzlu suda elektrik akımını taşıyan iyonların farklı kütle/yük oranlarına sahip oldukları Thomson'un zamanında zaten biliniyordu; fakat 10^{-8} kilogram/coulombdan daha küçük orana asla rastlanmamıştı. (Bu, gelecek bölümde biraz daha ayrıntılı olarak tartışılacak.) Katot ışınlardaki oran için Thomson'un bulduğu sonuç, bu değerle karşılaştırıldığında, hemen göze çarpacak kadar küçüktü. Bu, kuşkusuz, ne katot ışını parçacıklarının kütesinin iyonların kütesinden daha küçük olduğu ne de yüklerinin daha büyük olduğu anlamına geliyordu ve bir süre için Thomson'un düşüncesi her ikisinin de doğru olduğu yolundaydı. Bununla birlikte, iyonları birkaç birimlik elektrik yükü kaybederek ya da kazanarak yüklü hale gelen olağan atomlar ya da moleküller olarak düşünmek daha doğal gibi görünüyordu ve ayrıca bu yük birimleri katot ışını parçacıklarıyla özdeş sayılacak olursa, iyonların yükü katot ışını parçacıklarının yüküyle karşılaştırılabilir büyüklükte demektir. Bu durumda, katot ışını parçacıklarının kütlesi, iyonların kütesinden (ve dolayısıyla olağan atomlarınkinden)

$$\frac{10^{-11} \text{ kg/C}}{10^{-18} \text{ kg/C}} = 10^7$$

çarpanı kadar daha küçük olurdu. Thomson, katot ışını parçacıklarının çok hafif oldukları düşüncesinin Phillip Lenard'ın (1862-1947) gözlemleriyle çok iyi uyduğunu fark etmişti. Lenard, 1894'te (Goldstein'in daha önce yaptığı gibi) katot ışını parçacıklarının gazların içinde olağan atom ya da moleküllerden binlerce kez daha uzağa gittiklerini gözlemişti. Madem ki katot ışını parçacıkları atomlardan çok daha hafiftirler; öyleyse onların, atomların yapıtaşları olmaları olasılığı vardı.

Thomson, ta Leukippos, Demokritos ve Dalton'a kadar uzanarak, gözlemlerini, atomcu gelenek çerçevesinde temel parçacıklar cinsinden yorumlamaya da eğilim göstermişti. 1897 tarihli makalesinde İngiliz kimyacı William Prout'un (1785-1850) kuramsal düşüncelerinden alıntılar yapmıştı. Prout 1815'te, bili-

nen kimyasal bileşikleri oluşturdıklarına inanılan birkaç düzine atom türünün bir tek temel atomdan (ona göre hidrojen atomundan) meydana geldiklerini öne sürmüştü. Thomson'un görüşüne göre, Prout haklıydı; fakat temel "atom", hidrojen atomu değil; çok hafif olan katot ışını parçacığıydı. Prout ve başkaları temel parçacıkları saygın hale getirmeselerdi, Thomson bu sonuca ulaşabilir miydi? Daha önce de değindiğimiz gibi, Thomson kütle/yük oranını ölçerken Berlin'de de Walter Kaufmann tarafından benzer bir deney yapılmıştı. Şimdi biliyoruz ki, Kaufmann'ın sonuçları gerçekten de Thomson'unkilerden daha doğrudurmuş. Fakat Kaufmann bir temel parçacık keşfettiği iddiasında bulunmamıştı; çünkü Hertz ve Almanya ile Avusturya'daki öbür fizikçiler gibi, Kaufmann da, "atom gibi doğrudan gözlenemeyen varsayımsal varlıklarla ilgilenilmesi bilim dışıdır" diyen Viyanalı fizikçi ve felsefeci Ernst Mach (1836-1916) ve çevresinin bilimsel felsefesinden şiddetle etkilenmişti. Günümüzde elektron adını verdiğimiz katot ışını parçacığını Thomson'un keşfettiğini söylemekten kaçınmak zordur; çünkü o, Mach ve Kaufmann'ın tersine, temel parçacıkların keşfedilmesini fiziğin bir parçası olarak görmüştü.

Thomson, varsaydığı temel parçacıklar için herhangi bir özel isim kullanmamıştı. Daha önceki yıllarda, İngiliz-İrlandalı fizikçi ve gökbilimci George Johnstone Stoney (1826-1911), "atomlar elektrikçe yüklü iyonlar haline geldikleri zaman kazandıkları ya da kaybettikleri elektrik birimine *elektron* denmeli" önerisinde bulunmuştu.¹⁹ Thomson'un 1897 deneyinden yaklaşık on yıl kadar sonra, onun temel parçacıklarının gerçekliği yaygın olarak benimsenir hale geldi ve her yerde fizikçiler onlara "elektronlar" demeye başladı.

1. J. J. Thomson, "Cathode Rays", *Proceedings of the Royal Institution* 15 (1897), 419; "Cathode Rays", *Philosophical Magazine* 44 (1897), 295; "Cathode Rays", *Nature* 55 (1897), 453.
2. Plato, *Timaeus*, R. G. Bury tarafından çevrilmiş (Harvard University Press, 1929), s. 215.
3. Bede, *A History of the English Church and People*, L. Sherley-Price tarafından çevrilmiş (Penguin Books, 1955), s. 38.
4. W. Gilbert, *De magnete magnetisque corporibus, et de magno magnete telluro* (London, 1600).
5. S. Gray, "A Letter ... Containing Several Experiments Concerning Electricity", *Philosophical Transactions of the Royal Society* 37 (1731-32), 18.
6. N. Cabeo, *Philosophia magnetica in qua magnetis natura penitus explicatur* (Ferrara, 1629).
7. C. F. Du Fay, Richmond ve Lenox Düküne elektrikle ilgili mektup, 27 Aralık 1733; *Philosophical Transactions of the Royal Society* (1734)'de İngilizce olarak basılmış.
8. F. U. T. Aepinus, *Testamen theoriae electricitatus et magnetismi* (St. Petersburg, 1759).
9. B. Franklin, *Experiments and Observations on Electricity, made at Philadelphia in America* (London, 1751).
10. Örneğin, A. D. Moore, ed., *Electrostatics and its Applications* (Wiley, New York, 1973)'e bakınız.
11. Isaac Newton, *Philosophiae Naturalis Principia Mathematica*, Andrew Motte tarafından çevrilmiş ve F. Cajori tarafından gözden geçirilmiş ve notlar eklenmiş (University of California Press, 1966).
12. Joseph Needham, *The Grand Titration: Science and Society in East and West* (Allen & Unwin, London, 1969).
13. *Epistola Petri Peregrini de Maricourt ad Sygerum de Foucaucourt, Militem, De Magnete* ("Letter on the Magnet of Peter the Pilgrim of Maricourt to Sygerus of Foucaucourt, Soldier").
14. H. C. Oersted, *Experimenta circa effectum conflictus electricitatis in acum magneticum* (Manyetik Pusulaya bir Elektriksel Akımın Etkileri üzerine Deneyler), Kopenhag, 21 Temmuz 1820. İngilizce çevirisi için, R. Dübner, *Oersted and the Discovery of Electromagnetism* (Blaisdell, New York, 1962)'de tekrar basılmış olan *Annals of Philosophy* 16 (1820) makalesine bakınız.
15. J. J. Thomson, "Cathode Rays", *Philosophical Magazine* 44 (1897), 295.
16. W. H. Brock, "The Man Who Played With Fire" [Rumford Kontu Benjamin Thompson hakkında Samborn Brown tarafından yazılmış makale], *New Scientist*, March 27, 1980.
17. J. J. Thomson, "Cathode Rays", *Philosophical Magazine* 44 (1897), 295.
18. J. J. Thomson, *Recollections and Reflections* (G. Bell and Sons, London, 1936), s. 341.
19. G. J. Stoney, "Of the 'Electron' or Atom of Electricity", *Philosophical Magazine* 38 (1894), 418.

III. Bölüm

Atomik Ölçek

Thomson tarafından elektronun kütle/yük oranı ölçüldükten sonra, geriye büyük problem olarak kütle ve yükün ayrı ayrı saptanması kalmıştı. Burada sadece elektronun özelliklerini öğrenmek değil, en az onun kadar önemli olan çok daha fazla bilgi söz konusuydu. On dokuzuncu yüzyılın fizikçileri ve kimyacıları atomun özelliklerinin çok sayıda başka oranlarını ölçmüşlerdi. Bir sonraki bölümde göreceğimiz gibi, John Dalton ve ardıllarının kimyasal tepkimeler üzerine yaptıkları çalışmalar, farklı elementlerin atomlarının kütle oranları için değerler vermişti; örneğin karbon atomunun hidrojen atomundan 12 kez, oksijen atomunun hidrojen atomundan 16 kez daha ağır olduğu biliniyordu. Ayrıca, bu bölümde daha ileride göreceğimiz gibi, Michael Faraday ve diğerlerinin elektro-

liz üzerine yaptıkları çalışmalar, atomların kütlelerinin iyonların elektrik yüklerine ve sonuçta elektronun elektrik yüküne oranları için oldukça kesin değerler vermişti; hidrojen atomunun kütlesinin elektronun yüküne oranı $1,035 \times 10^{-8}$ kilogram/coulomb olarak bulunmuştu. Ayrıca, atomların katılarda sıkışık biçimde bir araya paketlenindikleri varsayılıyordu; böylece katı malzemelerin yoğunluk ölçümleri, atomların yoğunlukları, yani kütlelerinin hacme oranı için değerler veriyordu. Örneğin altın, metreküp başına $1,93 \times 10^4$ kilogramlık bir yoğunluğa sahiptir; dolayısıyla bir altın atomunun kütlesinin hacmine oranı, metreküp başına 2×10^4 kilogram civarında olmalıydı. Gerekli olan sadece, ya elektronun yükünün, elektronun kütlesinin ya da herhangi bir tek atomun kütlesinin veya hacminin iyi bir ölçümüydü. Tüm bu oranlar derhal elektronun kütlesi ve elektronun yükü ve her tür atomun kütlesi ve hacmi için değerlere dönüştürülebilirdi. Kısacası, o zaman tüm atom olaylarının ölçeği bilinebilirdi.

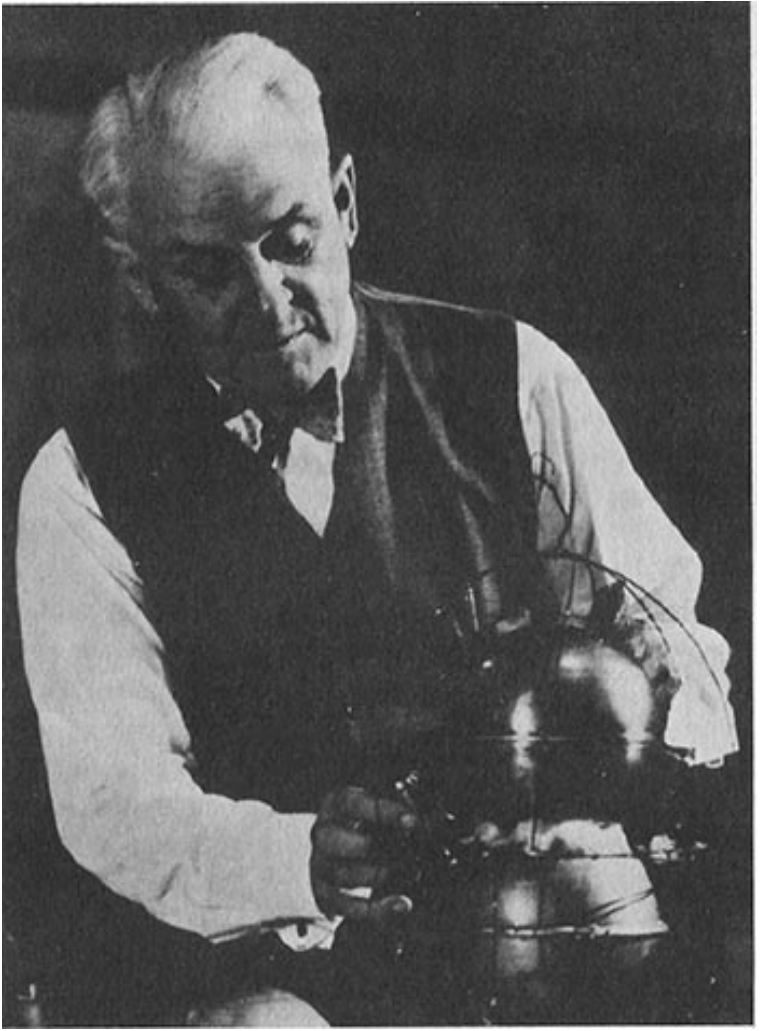
Yirminci yüzyılın ilk yıllarında, atomların kütlelerini tahmin etmek için zaten çok sayıda kaba yöntem vardı. Bu yöntemler çok çeşitli fiziksel olaylara dayanıyordu: gazlarda yayılma, ısıl ışıınım, göğün maviliği, yağ filmlerinin yayılması, radyoaktif maddelerin ısıldamaları, polen zerrelere gibi küçük parçacıkların moleküllerle çarpışmaları sonucunda ortaya çıkan "Brown" hareketi, moleküllerin sonlu hacminin gaz özellikleri üzerine etkileri ve benzeri olaylar. Daha 1874'te G. J. Stoney elektron yükünü tahmin etmek için, elektrolizden yararlanılarak bulunmuş 10^{-8} kilogram/coulombluk kütle/yük oranı ile birlikte bir hidrojen atomunun 10^{-28} kilogramlık kütlesine eşdeğer gaz özelliklerine dayanan kaba bir tahmin kullanmış; böylece 10^{-28} kilogramı 10^{-8} kilogram/coulomba bölerek elektronun yükünü yaklaşık 10^{-20} coulomb bulmuştu. 1910'larda (daha çok Jean Perrin'in Brown hareketiyle ilgili çalışmaları aracılığıyla) ölçümlerin hassasiyeti, hidrojen atomunun kütlesinin yaklaşık $1,5 \times 10^{-27}$ kilogram olduğu saptanacak kadar geliştirilmiş ve

bunun sonucunda da elektronik yük $1,5 \times 10^{-19}$ coulomb olarak bulunmuştu. (Radyoaktif parçalanma sayımlarına dayanan bir başka yöntem de 4. Bölüm’de tartışılacaktır.)

Atom kütlelerinin çeşitli kestirimleriyle ilgilenmek bizi konudan çok fazla uzaklaştırabilir. Ne olursa olsun, bu kütlelerin gerçekten de ilk kez kesin olarak saptanması, 1906 ile 1914 yılları arasında Amerikalı fizikçi Robert Andrews Millikan (1868-1953) tarafından elektronik yükün doğrudan ölçülmesine dayanmaktaydı. Millikan Iowa’da doğdu ve orada büyüdü; Oberlin College’ında lisans öğrencisiyken fiziğe ilgi duydu. 1893’te doktora için Columbia Üniversitesi’ne gitti ve orada kendisini tek lisansüstü fizik öğrencisi olarak buldu. Eğitimi için Avrupa’ya gitmesi kaçınılmazdı; böylece 1895’te Paris, Berlin ve Göttingen’de çalışmak üzere Amerika’dan ayrıldı. Ama 1896’da A. A. Michelson ona o dönemde Rockefeller’ın büyük miktar-daki bağışlarıyla gelişen Chicago Üniversitesi’nde, bir asistanlık önerdi. Bu iş, yarı zamanını araştırmaya harcamasına izin veriyordu ve Millikan işi istekle kabul etti. Bununla birlikte, sonraki on yıl boyunca neredeyse tüm zamanını ders anlatmaya ve ders kitapları yazmaya harcadı; araştırmaya çok az zaman ayırabildi. 1906’da 38 yaşındayken ancak doçentliğe yükseltilmişti. Neredeyse ümitsizlik içerisinde elektrik yükünün ölçülmesi problemini ele aldı ve onu ünlü yapan araştırmaya başladı.

Tanınması birden ve muhteşem oldu -bilim akademilerinde üyelikler, 1916’da Amerikan Fizik Derneği’nin başkanlığı ve 1923’te Nobel Ödülü. Millikan Birinci Dünya Savaşı’nda askeri araştırma ve geliştirmede etkin rol aldı; daha sonra 1921’de Kaliforniya Teknoloji Enstitüsü’ne (Cal Tech) yönetim kurulu başkanı olarak gitti.

Millikan para bulmakta ve değerli amaçların reklamını yapmakta ustaydı; Cal Tech onun önderliğinde Amerika’nın önde gelen bilimsel araştırma merkezlerinden biri haline geldi. Millikan birinci sınıf bir başka deneysel çalışma daha yaptı; fotoelektrik olayda salınan elektronların enerjilerini dikkatlice ölçerek,



Robert A. Millikan kozmik ışın düzeneğiyle

Einstein'ın "ışık, her birinin enerjisi frekansla orantılı olan paketler ya da kuantumlar halindedir" şeklindeki tanımını doğruladı. Cal Tech'te daha sonra yaptığı çalışma daha az başarılıydı. Bilim ile dini uzlaştırma işiyle çok ilgilendi; kozmik ışınların ve elektromanyetik ışıının maddenin kökeninden arta kaldığı yolundaki yanlış görüşü kısmen dinsel temellere dayandırarak kanıtlamaya uğraştı durdu.

Millikan'ın elektronik yük ölçümü, elektrolizden saptanan kütle/yük oranı ile birlikte, yıllarca atom kütleleri için en iyi değerleri verdi. Yöntemi, Cavendish Laboratuvarı'ndaki Thomson ve arkadaşlarının ancak kaba bir elektronik yük tahmini veren çalışmasına dayanıyordu. Bu bölümün son kısmında, ilkin bu öncü çalışmayı ele alacağız, daha sonra Millikan tarafından yapılan ölçüme döneceğiz.

Geriye Dönüş: Atom Ağırlıkları

Atomların varlığı genelde kabul edilir hale gelmeden çok önce, değişik elementlerin kütlelerinin oranları biliniyordu. Bu oranların ölçümü, on dokuzuncu yüzyılın başında John Dalton'un (1766-1844) çalışmalarıyla başladı. Fakir bir Cumberland doku macısının oğlu olan Dalton, köyünün Quaker (bir mezhep) okulunda öğrenim görmüş ve sonra 1793'te Manchester'a taşınıp okul müdürü ve özel öğretmen olarak çalışmıştı. Manchester'ın pamuk fabrikaları o zamanlar endüstri devriminin odağındaydı ve kasaba bilimdeki gelişmeleri coşku içinde izleyen genelde üniversitede okumamış insanlarla dolmuş gibiydi. Dalton 1794'te Manchester Edebiyat ve Felsefe Derneği'ne seçildi ve renk körlüğünden (Dalton'un kendisinin de mustarip olduğu ve günümüzde Daltonizm denen bir renk körlüğü türünden) gaz dinamiğine kadar uzanan konular üzerine dernek için makaleler yazmaya başladı.

Dalton'un atom ağırlıklarıyla ilgili çalışmalarının ilk kaydı, 1802-1804 yıllarındaki laboratuvar defterlerinde yer almaktadır. Dalton, belirli bir kimyasal bileşiği oluşturmak için gereken

kimyasal elementlerin ağırlıklarının (kesin olarak söylersek, kütlelerinin) daima aynı oranda olduğunu gözlemişti. Örneğin, su oluşturmak için oksijen içinde hidrojen yakıldığında, her gram hidrojen için 5,5 gramlık oksijen kullanılması gerektiğini bulmuştu. (Bir uyarı: Bu Dalton'un değeridir. Gerçek oran bir gramlık hidrojene 8 gramlık oksijendir. Dalton'un ölçümleri, kendi zamanının standartlarına göre bile oldukça yetersizdi.) Bu, bildiğimiz aşılığa hiç benzemez. Bir kek pişirirken, yarım kiloluk una biraz fazla ya da biraz az tereyağı katabilirsiniz, gene de bir kek elde edersiniz -belki birazcık fazla yağlı ya da birazcık fazla kuru olur, ama gene de bir kektir. Oysa, her bir gram hidrojen için 8 gramlık oksijenden biraz daha fazlası ya da biraz daha azı kullanılırsa, oksijeni biraz bol ya da oksijeni biraz kıt su elde edilemez; gene bildiğimiz su elde edilir ve biraz oksijen ya da hidrojen arta kalır.

Dalton'un çalışmalarının en önemli yanı, epeyce hatalı olan ölçümleri değil; fakat onları atomlar cinsinden yorumlayışydı. Dalton şöyle düşünüyordu: Eğer su, her biri bir hidrojen atomu ve bir oksijen atomu içeren parçacıklardan (daha sonra bunlara *molekül* adı verilecekti) oluşuyorsa, o zaman "su için hidrojenin her bir gramına karşılık 5,5 gram oksijen" reçetesi ancak, oksijen atomunun hidrojen atomundan 5,5 kez daha ağır olması halinde açıklanmış olurdu. Bu yaklaşımla Dalton, atom ağırlıklarını Tablo 3.1'de görüldüğü gibi hesaplamıştı. Onun söyleminde *atom ağırlığı*, bir atomun hidrojeninkine göre ağırlığı ya da kütlesi demekti. Kuşkusuz, Dalton herhangi bir atomun ağırlığının gram ya da kilogram gibi olağan birimler cinsinden ne olabileceği konusunda hiçbir düşünceye sahip değildi.

Tablo 3.1. Atom ağırlıkları için Dalton'un 1803 değerleri

Element	Atom ağırlığı
Hidrojen	1 (tanım olarak)
Nitrojen ("Azot")	4,2
Karbon	4,3
Oksijen	5,5
Sülfür	14,4

Dalton'un tablosundaki atom ağırlıklarının tümü gerçekte yanlıştı; bu, biraz onun ölçümlerindeki hatadan, ama esas olarak kimyasal bileşiklerin moleküllerindeki atomların doğru oranlarını bilmemesinden kaynaklanıyordu. Örneğin, Dalton su molekülünün bir oksijen atomu ile bir hidrojen atomundan oluştuğunu varsaymıştı; oysa bugün herkes biliyor ki, suyun doğru formülü H_2O 'dur -yani her su molekülünde *iki* hidrojen atomu ve *bir* oksijen atomu vardır. (Altındaki sayılar moleküldeki her bir elementin atomlarının sayısını gösterir, altta sayı yoksa 1 anlaşılır). Suyu oluştururken Dalton'un her bir gram hidrojen için 5,5 gramlık oksijen tüketildiğini ölçmesi, bir oksijen atomunun iki hidrojen atomundan 5,5 kez ya da bir hidrojen atomundan 11 kez daha ağır olması anlamına geliyordu. Bu, oksijenin günümüzde yaklaşık 16 olduğu bilinen gerçek atom ağırlığına yakındır. Kendi atom ağırlıkları tablosunu hazırlarken Dalton'un kullandığı çeşitli bileşiklerin kimyasal formülleri, gerçek formüllerle birlikte, Tablo 3.2'de verilmektedir. Tablo 3.3 ise, günümüzdeki halleriyle kesin atom ağırlıklarını, Dalton tarafından bulunmuş değerlerle ve Tablo 3.2'de listelenen doğru kimyasal formülleri bilmesi halinde bulacağı değerlerle birlikte vermektedir.

Tablo 3.2. Dalton tarafından kullanılan ve bugün bilinen halleriyle, çeşitli bileşiklerin kimyasal formülleri

Bileşik	Dalton'un formülleri	Gerçek formüller
Su	HO	H_2O
Karbon dioksit ("karbonik asit")	CO_2	CO_2
Amonyak	NH	NH_3
Sülfirik asit	SO_2	H_2SO_4

C karbon, H hidrojen, N azot, O oksijen ve S sülfürdür.

Kimyasal bileşiklerin doğru formülleri, atom kuramının daha sonraki bir gelişmesi sayesinde çıkarıldı. 31 Aralık 1808'de Sorbonne'da profesör olan Joseph Louis Gay-Lussac (1778-

ELEMENTS

	Hydrogen.	<i>Wt</i> 1		Strontian	<i>Wt</i> 46
	Azote	5		Barytes	68
	Carbon	54		Iron	56
	Oxygen	7		Zinc	56
	Phosphorus.	9		Copper	56
	Sulphur	13		Lead	90
	Magnesia	20		Silver	190
	Lime	24		Gold	190
	Soda	28		Platina	190
	Potash	42		Mercury	167

Kimyasal elementler için Dalton'un kullandığı simgeler. Bunların bazılarının, element değil, bileşik olduğu artık biliniyor.

1850) Societ -Philomathique'e sunduğu bildiride, tüm elementlerin belirli ağırlık oranlarıyla birleŐmesine karşın gazların belirli hacim oranlarında bir araya geldiğini belirtmiŐti. Örneğin, iki hacim hidrojen artı bir hacim oksijen, iki hacim su buharı, bir hacim azot artı    hacim hidrojen iki hacim amonyak verir (burada "hacim" ile herhangi bir hacim biriminin kastedildiği anlaşılmalıdır -bir litre, yarım litre, bir metre küp ya da neye sahipseniz o).

Tablo 3.3 Dalton'un elde ettiği değerler ve doğru formülleri bilseydi elde edebileceği değerler ile birlikte, beş elementin atom ağırlıklarının günümüzde bilinen değerleri

Element	Günümüzde bilinen atom ağırlıkları	Dalton'un (1803) atom ağırlıkları	Doğru kimyasal formüllerle Dalton'un atom ağırlıkları
Hidrojen	1,0080	1	1
Karbon	12,0111	4,3	8,6
Azot	14,0067	4,2	12,6
Oksijen	15,9994	5,5	11
Sülfür	32,06	14,4	57,6

Günümüzde bilinen atom ağırlıkları, karbon atomunun (ya da daha kesin olarak karbonun en bol izotopu olan ¹²C'nin) ağırlığının 1/12'sine göre olan ağırlıklardır; fakat bu, hidrojen atomunun ağırlığına çok çok yakındır. Bu ağırlıklar hidrojene göre alınsaydı, ancak binde 8 kadar daha küçük olurlardı.

Hacimleri birleştirme yasasının açıklaması, Turin  niversitesi fizik profesörü Quaregna kontu Amadeo Avogadro (1776-1856) tarafından 1811'de ileri sürüldü. Avogadro Şu varsayım da bulundu: *Belirli bir sıcaklık ve basınçta her gazın eşit hacmi daima eşit sayıda gaz par acacığı içerir*. Avogadro bu parçacıklara *molekül* adını verdi. Örneğin, su oluştururken iki litrelik hidrojenin daima (aynı sıcaklık ve basınçta) bir litrelik oksijen ile birleŐmesi gerçeği, hemen akla bir su molekülünde hidrojen atomu sayısının oksijen atomu sayısından iki kat fazla olacağını getirir; suyun H₂O olduğunu bu yolla biliyoruz. Burada kolayca görülebilen bir güçlük var: Her su molekülü bir oksijen ve iki hidrojen atomu içeriyorsa, bir litre oksijen ve iki litre hidrojen neden sadece bir litre değil de, iki litre su buharı verir?

Avogadro'nun düşündüğü yanıt şuydu: Olağan koşullar altında, oksijen molekülü ve hidrojen molekülü (Avogadro bunlara "temel moleküller" diyor) birer değil ikiye atom içerir. Bu, litredeki hidrojen ve oksijen atomlarının sayısını iki katına çıkarır ve dolayısıyla belli hacimlerdeki hidrojen ve oksijenden üretilen su moleküllerinin sayısını ve su buharının hacmini de iki katına çıkarır. Buna göre, su ve amonyak üretimi için kimyasal tepkimeler $2\text{H}_2 + \text{O}_2 \rightarrow 2\text{H}_2\text{O}$ ve $\text{N}_2 + 3\text{H}_2 \rightarrow 2\text{NH}_3$ şeklinde olur. Her molekül için kimyasal sembolün önündeki sayı, o kimyasal bileşiğin kaç molekülünün tepkimeye katılacağını gösterir; böylece Avogadro varsayımına göre, bu sayılar, tepkimelerde gerekli olan gazların bağıl hacimlerini de verirler.

Avogadro varsayımı çok parlak bir tahmindir. Bugün bu varsayımı gazların kinetik kuramı bağlamında anlıyoruz: Bir gazın bir duvara uyguladığı basınç, iyi bir yaklaşımla sıcaklığın, litredeki gaz moleküllerinin sayısının ve Boltzmann sabiti adı verilen evrensel bir sabitin çarpımına eşittir; burada gaz moleküllerinin doğası hiç önemli değildir (Ek F'ye bakın). Dolayısıyla, belirli sıcaklık ve basınçta, litre başına daima aynı sayıda moleküle sahibiz demektir. Avogadro'nun zamanında varsayımının, tamamıyla deneysel olarak, yani işlediği gösterilerek doğrulanması gerekiyordu. Başka bir deyişle, Avogadro varsayımını benimseyerek, suyun H_2O olduğu sonucuna vardığımız gibi, farklı gaz bileşiklerinin kimyasal formüllerini de bulmamız gerekiyordu. O zaman, değişik tepkimelere katılan elementlerin ve bileşiklerin ağırlık oranlarından, tıpkı Dalton'un yaptığı gibi, atom ağırlıkları (diyelim ki hidrojene göre) saptanabilirdi. Belirli bir elementin atom ağırlığının tüm tepkimelerde aynı çıkması varsayımın doğruluğunu denetlemenin bir yolu olabilir. Avogadro varsayımı yanlış olsaydı, değişik bileşikler için yanlış kimyasal formüller ve dolayısıyla farklı tepkimeler için tutarsız atom ağırlıkları ortaya çıkardı.

Terminoloji için de birkaç söz söyleyelim: Bir kimyasal bileşiğin *molekül ağırlığı*, bileşiğin bir molekülünü oluşturan atom-

ların atom ağırlıklarının toplamına eşittir. Örneğin, bir su molekülünün molekül ağırlığı $2 + 16 = 18$ 'dir. Molekülleri bir tek atomdan oluşan bir elementin, örneğin helyumun molekül ağırlığı atom ağırlığıyla aynıdır. DNA gibi bazı moleküller ise, milyonlarla ifade edilen molekül ağırlıklarına sahiptir. Bazen kimyacılar, molekül ağırlığına eşit sayıda gram olarak tanımlanan *mol* kütle birimini kullanırlar, örneğin bir mol hidrojen gazı 2 gram, bir mol su 18 gramdır. Mol çok yararlı bir birimdir; çünkü herhangi bir maddenin bir molü daima aynı sayıda molekül içerir. Bu sayı, yani mol başına molekül sayısı *Avogadro sayısı* olarak bilinir. Avogadro'nun, ne yazık ki Avogadro sayısını hesaplaması mümkün değildi, bunun için aşağıda anlatılan gelişmeleri beklemeliydi.

Avogadro, çok sayıda atom ağırlığını oldukça doğru biçimde saptarken kendi varsayımına dayanarak çıkarılan kimyasal formülleri kullandı. Bu çalışmalar daha sonra başkaları, özellikle Stockholm Üniversitesi kimya profesörü Jöns Jakob Berzelius (1779-1848) tarafından sürdürüldü. Berzelius 1814, 1818 ve 1826 yıllarında birçok elementin atom ağırlıkları için oldukça güzel değerler veren tablolar yayımladı. On dokuzuncu yüzyılın sonlarında, tüm fizikçiler ve kimyacılar atomların varlığına inanmasa da, günlük çalışmalarında atom ağırlığı tablolarını kullanmaya alışmışlardı.

Atomların gerçekliğine inanmış olan on dokuzuncu yüzyıl fizikçileri için bile, atom ağırlıklarının yorumunda gene de büyük bir belirsizlik vardı. Bir element şu atom ağırlığına sahiptir dediğimizde, bu, elementin (diyelim ki hidrojene göre) tüm atomlarının ağırlığı mıdır, yoksa sadece bu atomların ortalama ağırlığı mıdır? Gaz boşalmaları üzerine çalışan ilk kişilerden biri olan Sir William Crookes, 1886'da, kimyacılar tarafından ölçülen atom ağırlıklarının gerçekte aynı elementin farklı atomlarının ağırlıklarının ortalamaları olduğunu savunmuştu. Bunun doğru olduğunu şimdi biliyoruz. Neredeyse tüm elementler, *izotop* adı verilen farklı şekillerde ortaya çıkarlar. Aynı elemen-

tin farklı izotoplarının atomları kimyasal olarak neredeyse ayırt edilemezler, fakat farklı atom ağırlıklarına sahiptirler.

İzotopların keşfedilme öyküsü, bizi yirminci yüzyıl fiziğinin içine alıp götürür. Bu bir “geriye dönüş” bölümü olsa da, izotoplarla ilgili çağdaş anlayışımızın nasıl geliştiğini biraz anlatmadan atom ağırlıklarının tartışılması tam olamaz.

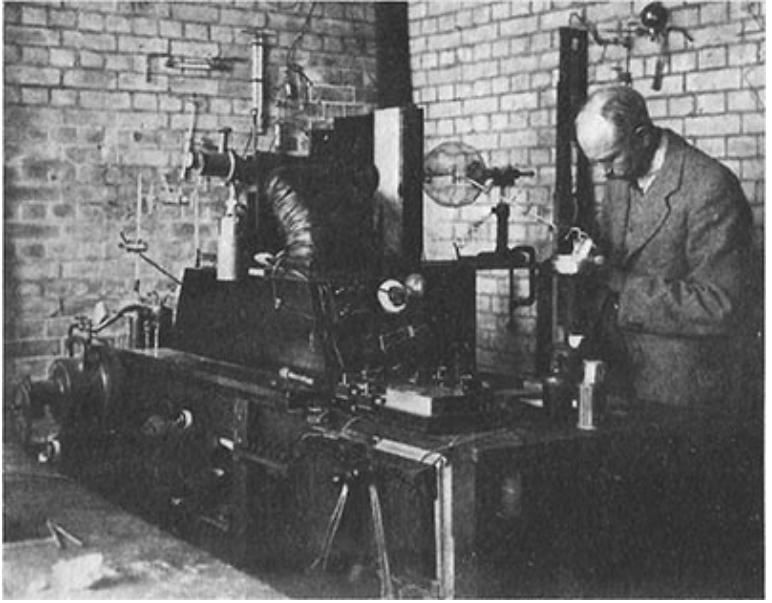
1897’de radyoaktivitenin keşfinden hemen sonra anlaşıldı ki, bazı kimyasal elementlerin kimyasal davranış bakımından özdeş, fakat radyoaktif davranış bakımından çok farklı değişik biçimleri vardır. Örneğin, kurşun genelde radyoaktif değildir; fakat uranyum-taşıyan minerallerle birlikte bulunan kurşunun kendisi radyoaktivite gösterir ve kurşundan kimyasal olarak ayrılabilen tüm elementler ayrılrsa bile, bu radyoaktivite devam eder. Bir elementin farklı radyoaktif davranış gösteren bu türlerinin farklı ağırlıklı atomlardan oluştuğu kısa sürede anlaşıldı. 1910’da Frederick Soddy aynı elementin türlerine *izotop* adını verdi; çünkü bunlar kimyasal elementler listesinde aynı yerdediler (*iso* aynı, *tope* ise yer demektir). Bununla birlikte, radyoaktivite hâlâ biraz gizemliydi ve izotop olgusu sanki ağır radyoaktif elementlerin bir özelliği gibi görünüyordu.

Radyoaktif olmayan, sıradan hafif elementlerin de izotoplara sahip olduğuna ilişkin keşif J. J. Thomson’a aittir. Onun kullandığı yöntem, bir katot ışını tüpünde üretilen ışınların -elektronlardan oluşan sıradan katot ışını değil, fakat artı yüklü ağır parçacıklardan oluşan ışınlar- elektrik ve manyetik sapmasına dayanıyordu, ki bu hiç de şaşırtıcı değil! Katot ışınlarının isim babası Eugen Goldstein 1886’da, katotunda bir delik açılmış olan bir katot ışını tüpünde, delikten ortaya çıkan bir ışının tüpün içindeki seyreltilmiş gazda bir görünür ışık çizgisi oluşturarak anottan *uzaklaştığını* görmüştü ve bu ışınlara *kanal ışınları* (*Kanalstrahlen*) adını vermişti. 1897’de Wilhelm Wien (1864-1928) kanal ışınlarını elektrik ve manyetik alanlarla saptırmayı başarmış; bu sapmanın yönü ve miktarından bu ışınların artı yüklü parçacıklardan oluştuğu sonucunu çıkarmıştı. Ayrıca bu

parçacıkların kütle/yük oranlarının, Thomson'un katot ışınlarınınkinden binlerce kez daha büyük ve elektrolizde ölçülmüş olan (birazdan ele alınacak) elektrikçe yüklü atomların kütle/yük oranlarına yakın olduğunu bulmuştu. Buradan da şu sonuca varmıştı: Bu kanal ışınlarının parçacıkları, tüpün içindeki gaz atomları ve molekülleridir; katottan anota doğru giden katot ışınları onlardan elektronlar kopararak onları artı yüklü hâle getiriyorlar; böylece de artı yüklü anot tarafından itilip, eksi yüklü katota doğru çekiliyorlardı. İvmelenen bu artı yüklü parçacıkların (iyonların) çoğu katota çarpar; fakat belirli bir kısmı katottaki deliğe denk gelip geçer ve diğer tarafta kanal ışınları olarak görünürler.

Kanal ışınlarının incelenmesi zordu; çünkü bazı kanal ışını parçacıkları katottaki delikten geçtikten sonra bir gaz molekülüne çarpıp fazladan bir elektron kazanabilir ya da kaybedebilirdi. Wien tarafından ölçülen kütle/yük oranları, aslında elektrik yükünde meydana gelen bu beklenmedik değişimlerin önce-
sindeki ve sonrasındaki değerlerin ortalamalarıydı. Thomson, (ışın parçacıklarıyla gaz moleküllerinin çarpışma olasılığını en aza indirmek için) katotun anota zıt tarafındaki gaz basıncının çok düşük tutulduğu bir tüp kullanarak bu güçlüğü yenmişti. Böylece, farklı artı yüklü atomların ve moleküllerin kütle/yük oranını oldukça iyi bir kesinlikle ölçebilmişti.

1913'te Thomson, neon gazında oluşan kanal ışınlarının iki farklı kütle/yük oranına sahip olduğunu gözlemledi; biri tek yüklü hidrojen atomlarındaki oranın 20 katı ve diğeri 22 katıydı. Elektrik yükleri tümünün aynıydı; böylece Thomson, neonun atom ağırlıkları 20 ve 22 olan iki farklı izotopu bulunduğuna sonucuna vardı. Neonun atom ağırlığı daha önce 20,2 olarak ölçülmüştü. Bu, ortalama atom ağırlığı olduğuna göre, sıradan (yani atmosferimizde bulunan) neon bu iki izotopun karışımıdır: Yüzde 10'u daha ağır olan ^{22}Ne izotopu ve yüzde 90'ı ^{20}Ne izotopu. (Dikkat ederseniz, 20'nin yüzde 90'ı artı 22'nin yüzde 10'u gözlenen atom ağırlığına, yani 20,2'ye eşittir.) Neonun izo-



Francis Aston, Cambridge'deki Cavendish Laboratuvarı'nda kendi kütle spektrografisinin başında.

toplarının hiçbirisi radyoaktif değildir; böylece izotopların ortaya çıkışının, radyoaktivitenin varlığından bağımsız olduğu gösterilmiş oluyordu.

Thomson'un çalışmaları I. Dünya Savaşı'ndan sonra Cavendish Laboratuvarı'nda bir başka fizikçi, savaştan önce Thomson'un asistanlığını yapan Francis William Aston (1877-1945) tarafından sürdürüldü. Aston, o sıralarda bilinen bir yöntemi, yani ışınları elektriksel ve manyetik alanlarla sapırma yöntemini, kütle spektrografı denen çok gelişkin yeni bir düzenele birleştirdi. Bu düzenele sadece Thomson'un neon izotoplarıyla ilgili sonucunu doğrulamakla kalmadı; aynı zamanda klorun iki izotopu (^{35}Cl ve ^{37}Cl), silikonun üç izotopu (^{28}Si , ^{29}Si ve ^{30}Si), sülfürün üç izotopu (^{32}S , ^{33}S ve ^{34}S) ve neonun üçüncü izotopu (^{21}Ne) da dahil, yeni bir izotoplar ordusu keşfetmeyi başardı. Gerçekten de, hafif elementlerin çoğu radyoaktif olmayan çeşitli izotoplara sahiptir.

Aston tarafından izotopların atom ağırlıkları üzerine yapılan hassas ölçümler çarpıcı bir ortak özelliği açığa çıkardı. Aston bunu 1919'da bir *tamsayı kuralı* olarak ifade etti: Atom ağırlıkları, ^{16}O izotopunun ağırlığının $1/16$ 'sına (ya da, bugünkü haliyle, ^{12}C 'nin ağırlığının $1/12$ 'sine) göre ifade edilirler; bu durumda saf izotopların tüm atom ağırlıkları tamsayılara çok yakın çıkar. Bu, Dalton'un çalışmasının hemen ardından yaklaşık bir hesap olarak dikkati çekmiş ve 1815'te William Prout (1785-1850), tüm kimyasal elementlerin atomlarının, hidrojen atomu olduğunu tahmin ettiği bir temel parçacığın tam katlarından oluştuğunu yolunda doğal bir sonuca ulaşmıştı. Bununla birlikte, bazı elementlerin atom ağırlıklarının tamsayılara hiç de yakın olmaması, bu düşünceye uzun bir süre engel gibi görünmüştü. En kötü örnek de, atom ağırlığı 35,45 olan klordu. Aston bu atom ağırlığının, gerçekten de klorun iki izotopunun (^{35}Cl ve ^{37}Cl) atom ağırlıklarının (sırasıyla yüzde 77,5 ve yüzde 22,5 oranında) ortalaması olduğunu gösterebilmişti. Tablo 3.4'te, birkaç yaygın elementin bazı izotoplarının atom ağırlıklarının günümüzde bilinen değerlerini bulabilirsiniz. Prout'un varsayımının ve Aston'un tamsayılar kuramının, özellikle orta atom ağırlıklı atomlar için gerçekten de çok iyi işlediği besbellidir.

Tablo 3.4. Birkaç Elementin Bazı İzotoplarının Atom Ağırlıkları

Element	İzotop	Atom Ağırlığı
Hidrojen	^1H	1,007825
	^2H	2,01410
Helyum	^4He	4,0026
Karbon	^{12}C	12 (tanım olarak)
	^{13}C	13,00335
Oksijen	^{16}O	15,99491
	^{17}O	16,9991
Neon	^{20}Ne	19,99244
	^{21}Ne	20,99395
	^{22}Ne	21,99138
Klor	^{35}Cl	34,96885
	^{37}Cl	36,9659
Uranyum	^{235}U	235,0439
	^{238}U	238,0508

Bugün biliyoruz ki, izotopların ortaya çıkış nedeni, atom çekirdeklerinin artı yüklü protonlarla birlikte yüksüz parçacıklardan -yani nötronlardan- oluşmuş olmasıdır. Protonların yükünü nötralle edeceğine göre, atomdaki elektron sayısını belirleyen çekirdekteki proton sayısıdır. Dolayısıyla bir elementin kimyasal doğası, temelde çekirdeğindeki proton sayısı ile belirlenir. Tüm hidrojen atomları çekirdekte bir protona, tüm helyum atomları iki protona sahiptir; 103 protonlu lavrensiyuma kadar bu böyle sürüp gider. Aynı elementin tüm izotoplarının atomları aynı sayıda proton ve elektrona sahiptir; fakat bunların nötron sayıları ve dolayısıyla atom ağırlıkları farklıdır. Nötronlar ve protonlar yaklaşık olarak aynı kütleyle (yaklaşık bir ^1H atomunun kütlesine) sahiptir; elektronlar ise çok daha hafiftir. Bu nedenle bir izotopun atom ağırlığı, çekirdeğinde bulunan proton ve nötronların toplam sayısına (ki bu kuşkusuz bir tamsayıdır) neredeyse eşittir. Bununla birlikte, çekirdek fiziğinde yeni ilerlemeler olmadan, bunların hiçbirini bilinemezdi. 4. Bölüm'de bu gelişmelere baktıktan sonra, Aston'un tamsayı kuralının küçük istisnalarının yol açtığı sonuçları da anlayabileceğiz -ki bu istisnalar kuralın kendisi kadar önemlidir.

Son ek: Aynı elementin farklı izotopları kimyasal olarak neredeyse ayırt edilemediklerine göre, sıradan kimyasal yollarla ayrılamazlar. I. Dünya Savaşı'ndan hemen önce, Aston, hafif atomların ince beyaz kil gibi gözenekli malzemeler içine daha hızlı yayılmalarına (difüzyon) dayanan bir ayırma yöntemi geliştirmişti. Bir neon gazı örneğini birçok kez böyle malzemelerden geçirerek, gaz örneğinin hafif izotopça (^{20}Ne) bir miktar zenginleştiğini görmüştü. Bununla birlikte, bir elementin bir izotopunun diğerlerinden hemen hemen tam olarak ayrılması 1932'ye kadar, yani Harold Urey (1893-1981) ve diğerlerinin neredeyse saf ağır su (^2H 'in oksidi) örneğini hazırlamayı başardıkları zamana kadar gerçekleştirilmemişti.

II. Dünya Savaşı sırasında Amerika Birleşik Devletleri, nükleer silah yapımında kullanmak için uranyumun ^{235}U izotopunu

çok bol olan ^{238}U izotopundan ayırmaya şiddetle gereksinim duydular. Manhattan Projesi'nce benimsenen yöntemler, tam tamına Cavendish Laboratuvarı'nda geliştirilmiş olanlardı: Wi-en, Thomson ve Aston'un elektromanyetik saptırma yöntemi ve Aston'un gaz-yayınım yöntemi. Sonunda gaz-yayınım yönteminin daha uygun olduğu kanıtlandı ve Hiroshima'da patlatılan ^{235}U böyle sağlandı. (Nagasaki bombasında bir başka element, plutonyum kullanıldı.) Şimdi daha kolay yöntemler var ve plutonyumu olduğu kadar ^{235}U izotopunu da kolayca elde edebilen birçok ülkenin var olduğu bir dünyada yaşamın korkutucu yüzüyle karşı karşıyayız.

Geriye Dönüş: Elektroliz

Atomların öykümüzde önemli olan bir başka sayısal özelliği, elektronların ya da atom çekirdeğinin keşfinden çok önce, on dokuzuncu yüzyılın başlarında ölçülmüştü. Doğrusunu söylemek gerekirse, bu keşif sadece atomlarla değil iyonlarla, yani pek çok iletken sıvıda elektrik akımını taşıyan elektrikçe yüklü moleküllerle de ilgilidir. Bu özellik, atom kütlelerinin iyonik yüklere oranıdır ve Thomson'un yaptığı gibi, elektrik akımını elektrik ya da manyetik alanlarla saptırarak değil de, basitçe elektroliz olarak bilinen elektrokimyasal süreçte üretilen malzemeyi tartarak ölçülmüştür.

Elektroliz Nisan 1800'de William Nicholson (1753-1815) ve Anthony Carlisle (1768-1840) tarafından neredeyse tesadüfen keşfedilmiştir. Nicholson ve Carlisle, elektrik bataryalarının işleyişini incelerken, elektriksel teması iyileştirmek için tel ile batarya arasındaki bağlantı üzerine bir su damlası koydular. Telin suya değdiği yerde gaz kabarcıklarının olduğu dikkatlerini çekti. Olayı daha ayrıntılı incelemek için bir bataryanın uçlarından çıkan telleri su dolu bir tüpe daldırdıklarında, eksi uca bağlı telde hidrojen gazı ve artı telde oksijen gazı üretildiğini gözlediler. Kısa sürede diğer maddelerin de bu şekilde kimyasal olarak ayrıştırılabildiği bulundu. En kapsamlı deney-

ler, Rumford'un yeni kurulan Kraliyet Enstitüsü'nde kimya profesörü olan Sir Humphry Davy'nin (1778-1829) yaptığı deneylerdi. Davy, erimiş tuzlardan ya da bu tuzların sudaki çözeltilerinden elektrik akımı geçirilerek çeşitli tuzların ayrıştırılabildiğini görmüştü; öyle ki tuzun ayrışan elementleri çoğu kez bataryanın eksi ve artı uçlarına bağlanıp çözeltiye daldırılmış olan iletkenler (ki bunlara elektrot deniyor) üzerinde sırasıyla, bir metal kaplama ve kabarcıklar halinde bir gaz şeklinde ortaya çıkıyordu. Örneğin, erimiş sofra tuzunun elektrolizinde eksi elektrotta sodyum metali ve artı elektrotta klor gazı ortaya çıkar. Davy, sodyum ve potasyum elementlerini bu elektroliz deneyleri aracılığıyla keşfetmişti; birçok sıradan bileşikte bulunmakla birlikte, bu iki element kimyasal olarak öylesine tepkindir ki, hiçbir zaman serbest element olarak bulunmazlar.

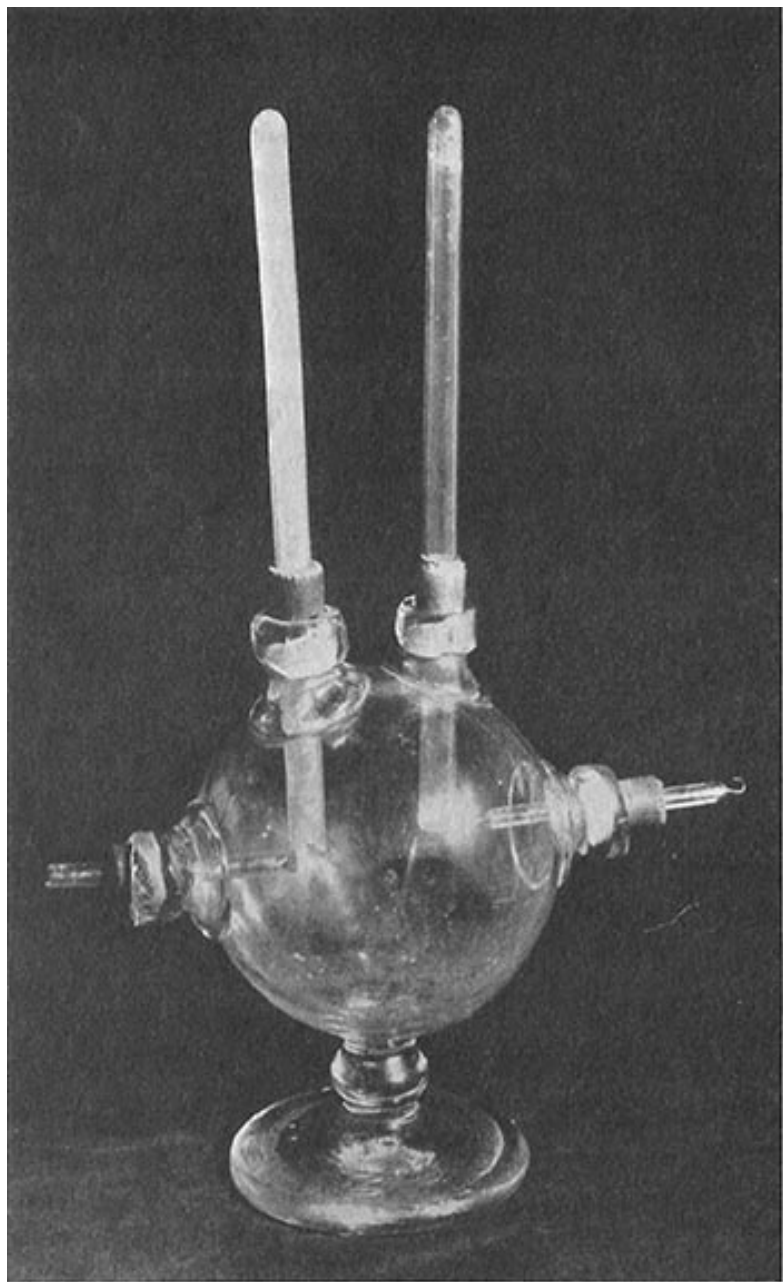
Bu olayların ayrıntılı olarak anlaşılması belirli bir süre aldı -bu bir bakıma, on dokuzuncu yüzyıl başlarında kimyacıların atomlar ya da moleküller hakkında çok az şey bilmelerinden ve elektronlar hakkında hiçbir şey bilmemelerinden, ayrıca elektroliz sürecinin çok karmaşık olmasından kaynaklanmıştı. Sonunda esas olarak doğru bir kuram, 1830'larda Michael Faraday (1791-1867) tarafından geliştirildi. Faraday gündelikle çalışan bir ciltçi olarak hayata atıldı ve ciltlediği kitapları okuyarak kendisini eğitti. Bir laboratuvar işi ararken, bir mülakatta Davy'yi çok etkiledi ve 1812'de kimya deneylerinde çalışmak üzere asistan olarak işe alındı. 1831'de Kraliyet Enstitüsü laboratuvarlarının müdürü olarak Davy'nin yerine geçti ve elektrik üzerine olan çalışmalarına başladı. Faraday'ın elektrik alanı çizgilerinin yararlılığını 2. Bölüm'de görmüştük. Manyetik alandaki değişimlerin elektrik alanı yarattığını gösteren indüksiyon olgusunu keşfeden de gene Faraday'dı.

Esas olarak Faraday tarafından geliştirilmiş haliyle elektroliz, şöyle özetlenebilir: Bir sıvının, örneğin suyun elektrikçe yüksüz moleküllerinin belirli bir kısmı normalde artı ve eksi

yüklü alt-moleküllere ayrılır; Faraday bunları *iyon** olarak adlandırmıştır. Örneğin, normal koşullarda saf sudaki moleküllerin yaklaşık $1,8 \times 10^{-9}$ 'u bir artı hidrojen iyonu (H^+) ile bir eksi hidroksil iyonuna (OH^-) (karmaşık nedenlerden dolayı) ayrılır. Elektronun keşfinden beri biliyoruz ki, H^+ gibi artı iyonlar, bir ya da daha çok elektronunu (H^+ için sadece bir) kaybetmiş moleküllerdir (H^+ örneğinde, tek atom) ve OH^- gibi eksi yüklü iyonlar ise bir ya da daha çok elektron kazanmış moleküllerdir. Bununla birlikte, Faraday'ın kuramında bu bilgiye gerek yoktur.

Şimdi, bir elektrik bataryasının artı ve eksi uçlarına bağlanmış iletkenlerin (Faraday bunları *elektrot* olarak adlandırmıştı) bir sıvı içine daldırıldıklarını varsayalım. Eksi elektrotun hemen yakınındaki artı iyonlar bu elektrotta doğru çekilecektir. Değdiklerinde bataryadan eksi elektrik yükü alacaklar (artık yükün elektronlar tarafından taşındığını biliyoruz) ve yüksüz moleküller olarak maddeleşeceklerdir. Örneğin, suyun elektrolizinde, bu tepkime $2H^+ + 2e^- \rightarrow H_2$ biçiminde gösterilir. Burada iki elektron ve iki hidrojen iyonu işe karışır; çünkü, Avagadro'nun keşfettiği gibi, normal hidrojen molekülü iki hidrojen atomundan oluşmaktadır. Benzer şekilde, artı elektrotta eksi iyonlar bataryaya eksi yüklerini (elektronlarını) verecekler ve onlar da sıradan moleküller olarak ortaya çıkacaklardır. Suyun elektrolizinde, bu tepkime $4OH^- \rightarrow 2H_2O + O_2 + 4e^-$ şeklindedir ve oksijen de, hidrojen gibi, elektrotta kabarcıklar olarak görünür. Bu tepkimeler, eksi elektrotta bir artı iyon eksikliği ve artı elektrotta bir eksi iyon eksikliği yaratacak, böylece elektrotların yakınına yeni iyonlar çekilecek ve süreç devam edecektir. Artı uçta bataryaya verilen ve eksi uçta ondan geri alınan eksi yük, teller ve batarya boyunca sıradan bir elektrik akımı olarak akar; bu akı-

* Faraday *iyon* ve *elektrot* terimlerinden başka, artı ve eksi iyonlar için *anyon* ve *kation*; artı ve eksi elektrotlar için de *anot* ve *katot* terimlerini ortaya atmıştı, ama bunları kendisi bulmamıştı. Bunlar, Faraday'ın isteği üzerine Cambridge'deki Trinity College'in müdürü Dr. William Whewell tarafından Yunanca köklerden türetilmiş ve daha sonra Faraday tarafından yazılarında kullanılmıştı.



Faraday'ın elektroliz aygıtı

mın şiddeti kolayca ölçülebilir (örneğin, sıradan bir ampermetrede olduğu gibi, akımın yarattığı manyetik kuvvet ölçülerek).

Aynı şey diğer maddelerin elektrolizinde de geçerlidir. Örneğin, gümüş klorürün elektrolizinde AgCl molekülü Ag^+ ve Cl^- iyonlarına (Ag gümüş, Cl ise klordur) ayrılır; eksi ve artı elektrotlardaki tepkimeler sırasıyla $\text{Ag}^+ + \text{e}^- \rightarrow \text{Ag}$ ve $2 \text{Cl}^- \rightarrow 2 \text{e}^- + \text{Cl}_2$ 'dir. Klor gaz olarak çıkar ve her bir molekülü iki atom içerir; gümüş ise eksi elektrotta tek-atomlu bir kaplama olarak görülür.

Tüm bu tepkimelerde, tellerden ve bataryadan belli miktarda bir elektrik akımı geçtiği zaman, her türden belli sayıda molekül üretilir. Kolaylık olsun diye, gümüş klorürün elektrolizinde bir gümüş atomu üretmek için gerekli olan miktarı bir yük birimi olarak alalım. Bu durumda, her bir klor molekülünü üretmek için iki birim yüke gerek duyulur; suyun elektrolizinde üretilcek her hidrojen ve her oksijen molekülü (atomu değil) için, sırasıyla iki ve dört birim yük gerekir. Burada kullanılan birimin, bir elektronun yükü olduğu artık biliniyor. Bu, Faraday için sadece belirli bir indirgenemez yük birimiydi, elektrolizde iyonlar ve elektrotlar arasında bu birimin katları aktarılırdı. Stoney 1874'te *elektron* terimini, elektrolizde temel elektrik birimi olarak, işte bu anlamda ortaya atmıştı.

Üretilen çeşitli malzemelerin göreceli miktarlarının ölçümü, Faraday'ın aklına yukarıda anlatılan elektroliz tablosunu getirmişti. Örneğin, suyun elektrolizinde, elektrik akımı daima hidrojen kütlesinin sekiz katı kadarlık bir oksijen kütlesi üretecektir. Faraday'ın kuramını temel alarak beklememiz gereken de şudur: Her bir oksijen molekülünün üretimi, dört birim elektrik gerektirir; oysa her bir hidrojen molekülünün üretimi için sadece iki birim gerekir. Demek ki belirli bir akım, hidrojen moleküllerinin yarısı oranında oksijen molekülü açığa çıkaracaktır. Bununla birlikte, önceki bölümde gördüğümüz gibi, her bir oksijen molekülünün kütlesi hidrojeninkinin 16 katıdır; o halde her bir gram hidrojen için $\frac{1}{2} \times 16 = 8$ gramlık oksijen üretilcektir.

Dalton'un kendi atom ağırlığı biriminin büyüklüğünü olağan birimler, örneğin gram cinsinden bilememesi gibi, Faraday'ın da kendi elektrolit yük biriminin büyüklüğünü olağan birimler, örneğin coulomb cinsinden bilmesinin bir yolu yoktu. Bununla birlikte, bu birimlerin oranı artık kolayca saptanabilirdi. Tuzların, örneğin gümüş klorürün elektrolizinde eksi elektrotlarda biriken gümüş miktarı ölçülerek, bir saniyede bir amperlik bir akım geçtiğinde 10^{-6} kilogram kadar, daha şiddetli akımlar ve daha uzun zamanlar için orantılı olarak da daha çok gümüş üretildiği görüldü. Her birim yük için bir gümüş atomu üretilir; dolayısıyla 10^{-6} kilogramlık gümüşteki gümüş atomlarının sayısı, bir amperlik akımda bir saniyede aktarılan yük birimlerinin sayısına (ki bu da, bir coulombluk yükün tanımıdır) eşit olmalıdır. Buradan, gümüş atomunun kütlesinin elektrik yük birimine oranı, coulomb başına yaklaşık 10^{-6} kilogram kadar çıkar. Gümüşün atom ağırlığı hidrojeninkinin 108 katı kadardır; böylece hidrojenin kütlesinin elektrik yükü birimine oranı, gümüşünkünden 108 kat daha küçük, yani yaklaşık 10^{-8} kilogram/coulombdur.

Bu, genelde biraz daha farklı terimlerle ifade edilir. Her maddenin bir molü daima aynı sayıda molekül içerdiğinden (93. sayfaya bakın), herhangi bir maddenin bir molünü üretmek için gereken elektrik yükü miktarı tam olarak, molekül başına gereken elektrik birimiyle (gümüş için bir, hidrojen ve klor için iki, oksijen için dört) *faraday* olarak bilinen evrensel bir sabitin çarpımına eşittir. Elektrolit elektrik birimi başına elektrik yükü çarpı Avogadro sayısına (mol başına molekül sayısı) eşit olan faraday, on dokuzuncu yüzyılın sonlarında 96.850 coulomb/mol olarak belli bir kesinlikle bilinmekteydi. Hidrojen atomu 1,008'lik bir atom ağırlığına sahiptir; dolayısıyla hidrojen atomlarının bir molü 1,008 gram ya da $1,008 \times 10^{-3}$ kilogramdır. Buna göre, bir hidrojen atomu kütlesinin elektrik yükü birimine oranı

$$1,008 \times 10^{-3} / 96.580 = 1,044 \times 10^{-8} \text{ kg/C}$$

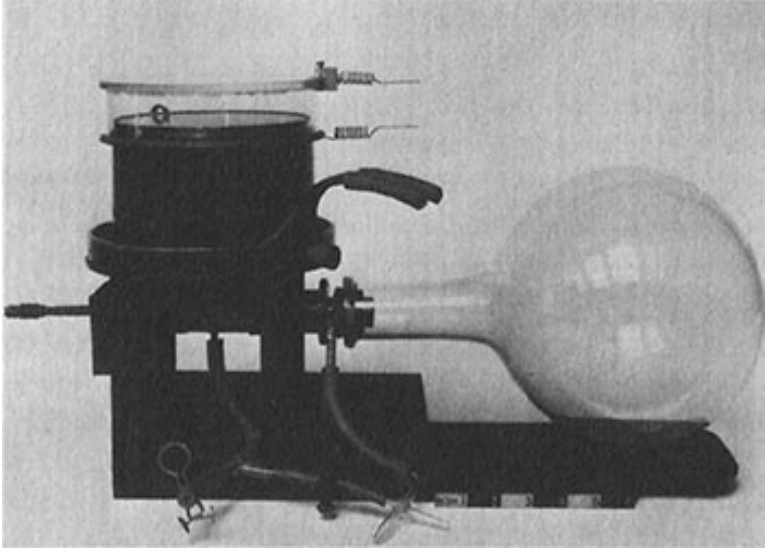
olarak biliniyordu.

Thomson'un elektronu keşfetmesinden sonra, elektrolit yük birimini basitçe elektron yükü olarak belirlemek doğaldı. Buradan hareketle hidrojen atomu kütesinin elektron yüküne oranı $1,044 \times 10^{-8}$ kilogram/coulomb olarak bilinmekteydi. Elektroliz işleminden sabırla derlenen bu bilgi, Thomson'un elektronlar için yaklaşık 10^{-11} kilogram/coulomb gibi bir kütle/yük oranı ölçmesiyle birlikte Thomson'u şu sonuca götürdü: Atomlar, içerdikleri elektronlardan binlerce kez daha ağırdırlar.

Elektron Yükünün Ölçümü

Elektronun yükü, ilk kez Thomson ile meslektaşları J. S. E. Townsend (1868-1957) ve H. A. Wilson (1874-1964) tarafından Cavendish Labvratuvarı'nda yapılan bir dizi deneyde ölçülmüştü. Yöntemleri, Thomson'un öğrencisi Charles Thomson Rees Wilson (1869-1959) tarafından Cavendish'te kısa süre önce keşfedilen şu olguya dayanıyordu: İyonlar, nemli havada su damlacıklarının büyümesini başlatmaya yarayabilirler -genelde toz taneciklerinin oynadığı bir rol. Wilson'un çalışması, sis odasının geliştirilmesine yol açtı; sis odasından geçen yüklü parçacıklar, içerdeki nemli ortam birdenbire genişletildiğinde, sudan oluşan görünür izler meydana getirirler. Sis odası, herkesi atomaltı parçacıkların gerçek olduklarına inandırmak için çok işe yaradı. Bununla birlikte, şimdi bizi ilgilendiren, tek iyonların etrafında bile su damlacıklarının oluşabileceği olgusudur; öyle ki bu damlacıkların yük/kütle oranının ölçümü, boyutlarının da ayrıca ölçülmesiyle birlikte, bir iyonun yükü için bir değer ve çıkarsama yoluyla da elektron yükü için bir değer verebilirdi.

Townsend'in yöntemi, elektroliz aracılığıyla üretilen gazlarda doğal olarak var olan iyonları kullandı. Bu iyonların etrafında oluşan su damlacıklarının boyutları doğrudan ölçülemeyecek kadar küçüktü; bu nedenle Townsend düşen damlacıkların hızına dayanan bir yönteme başvurdu (bu, elektron yükünün çok daha sonraki ölçümlerinde tekrarlanacak olan bir yöntemdi).



C. T. R. Wilson'un sis odası. Bu cihaz, iyonlaştırıcı parçacıkların izlerini görünür kılar.

Bir su damlacığı, yerçekiminin etkisi altında, havanın ağırlık (viskozluk) direnci yerçekimi kuvvetini tam olarak yok edinceye kadar ivmelenecek ve bu noktadan sonra sabit bir hızla düşecektir. Newton'un İkinci Yasası'na göre, damlacık üzerindeki yerçekimi kuvveti, damlacığın kütlesiyle (başka kuvvetlerle desteklenmezlerse, cisimlerin düşeceği) 9,8 metre/saniye²'lik ivmenin çarpımına eşittir:

$$\text{Damlacık üzerindeki yerçekimi kuvveti} = \text{Damlacığın kütlesi} \times 9,8 \text{ m/s}^2$$

Diğer taraftan, havanın ağırlık direnci hem damlacığın yarıçapına hem de hızına bağlıdır. Sir George Stokes'un (1819-1903) 1851'deki kuramsal çalışmasından, bu kuvvetin

$$\text{Damlacık üzerindeki direnç kuvveti} = 6 \pi \eta \times \text{Damlacığın yarıçapı} \times \text{Damlacığın hızı}$$

formülüyle verildiği bilinmektedir; burada η havanın ağırlıklı ya da "yapışkanlığını" veren bir sayısal niceliktir ve çeşitli ölçümlerden (örneğin, boyutu bilinen büyükçe cisimlerin düşme

hızının ölçümünden) yaklaşık $1,82 \times 10^{-5}$ newton.s/m² olduğu saptanmıştır. Kuşkusuz ağdalık direnci damlacığın hareketine karşı koyacak yönde etkimektedir; dolayısıyla hız belirli bir değere ulaştığında, bu iki kuvvet birbirini yok eder. Olan şudur: Damlacık yerçekiminin etkisi altında hızlanır; bu hızlanma, ağdalık direncinin yerçekimini yok etme noktasına kadar sürer ve ondan sonra sabit bir hızla düşmeye devam eder. Sabit düşme hızında, yukarıdaki iki denklemin sağ tarafları eşit olmalıdır:

$$\text{Damlacığın kütlesi} \times 9,8 \text{ m/s}^2 = 6 \pi \eta \times \text{Damlacığın yarıçapı} \times \text{Sabit düşme hızı}$$

Damlacığın hızını ölçerek, Townsend, damlacığın kütlesi ve yarıçapı arasında bir bağıntı elde etmiş oldu. Damlacığın kütlesi hacmi ile suyun bilinen yoğunluğunun (10^3 kg/m^3) çarpımına eşit olduğuna göre; ikinci bağıntı, kürenin hacmiyle ilgili meşhur formülü kullanarak, aşağıdaki gibi bulunur:

$$\text{Damlacığın kütlesi} = \frac{4\pi}{3} \times (\text{Damlacığın yarıçapı})^3 \times \text{Suyun yoğunluğu.}$$

Artık kütle ve damlacığın yarıçapı gibi iki bilinmeyeni birbirine bağlayan iki denkleme sahibiz; dolayısıyla her ikisini de kolayca çözebiliriz. (Bu işlem, Ek G'de veriliyor.) Townsend bu yolla, düşen su buharı bulutundaki damlacıkların ortalama kütlesini hesaplayabilmişti.

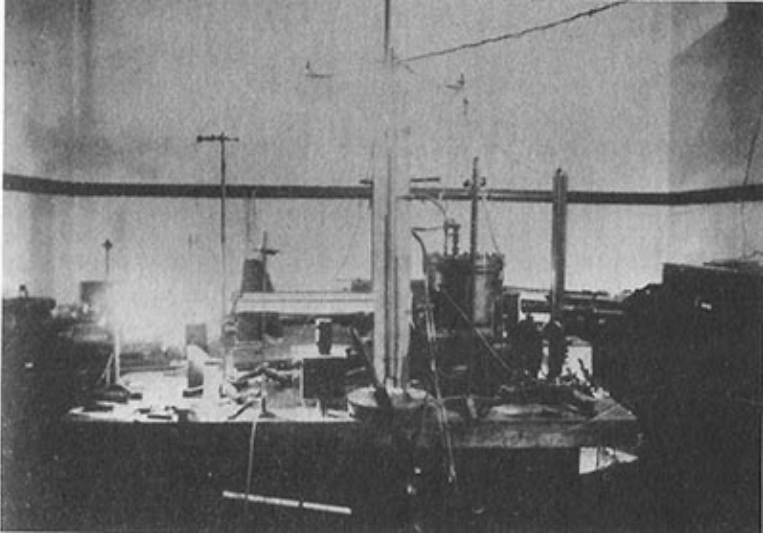
Daha sonra damlacıklar bulutu sülfürik asitten geçirilmiş; sülfürik asit suyu soğurmuş ve Townsend asit tarafından toplanan elektrik yükünü ve soğurduğu su nedeniyle ağırlığındaki artışı ölçmüştü. Bunların birbirine bölünmesi damlacıkların yük/kütle oranını vermiş ve bu oranı da bir damlacığın daha önce saptanan kütlesiyle çarparak bir damlacık üzerindeki yükü bulmuştu. Townsend'in 1897 sonuçları şöyleydi: Yük, artı iyonlar için $0,9 \times 10^{-19}$ coulomb ve eksi iyonlar için $1,0 \times 10^{-19}$ coulombdu; yüzde 10'luk uyuşmazlık kolayca deneysel belirsizliklere yorulabilirdi.

Thomson'un elektronik yükü ölçme yönteminde iyonlar, havanın X ışınlarına maruz bırakılmasıyla üretilmişti. Su damla-

cıklarını sülfürik asitte soğurmak yerine, Thomson damlacıkların toplam kütesini ve elektrik yükünü, havanın elektriksel iletkenliğinin ve su damlacıklarını meydana getiren genişleme süresince sıcaklık değişiminin ölçümlerini içeren çok dolaylı yollarla ölçmüştü. Tek bir damlacığın boyutu, (Townsend deneyindeki gibi) bulutun düşme hızı ölçülerek bulunmuştu. Thomson'un 1898'de ulaştığı sonuç, iyonik yükün yaklaşık 2×10^{-19} coulomb olduğu yolundaydı. 1901'e gelindiğindeyse yönteminde iyileştirmelerle, $1,1 \times 10^{-19}$ coulomb gibi bir değere ulaşmıştı.

H. A. Wilson'un yönteminde, Thomson'un ki gibi, X ışınlarıyla üretilen iyonlar kullanılmış; fakat oluşan su damlacıkları bulutu kuvvetli bir düşey elektrik alanına maruz bırakılmıştı. Alan yokken, damlacıkların boyutu ve kütesi, Townsend ve Thomson'un deneylerindeki gibi, bulutun düşme hızından ölçülebilirdi. Alan uygulandığında, damlacıklar üç kuvvetin etkisindedir: yerçekimi kuvveti (bu, daha önce ölçülmüş olan damlacık kütesine bağlıdır), havanın ağırlık direnci (daha önce ölçülmüş olan damlacıkların yarıçapına ve onların gözlenmiş hızına bağlıdır) ve damlacık üzerindeki elektrik kuvveti (damlacığın elektrik yükü ile elektrik alanının çarpımıdır). Bu üç kuvvetin dengelenmesi sonucunda hızın sabit bir değere ulaşmasıyla bilinmeyen tek nicelik, yani damlacıkların taşıdığı elektrik yükü bulunabilir. (Bu hesaplama da Ek G'de yapılmaktadır). 1903'te Wilson $1,03 \times 10^{-19}$ coulombluk bir yük bildirmişti.

Bu sonuçlar birbirleriyle yeterince uyumluydu, fakat çok hassas oldukları sanılmıyordu ve aslında çok hassas da değildiler (göreceğimiz gibi, elektronun gerçek yükü %60 kadar daha büyüktür). Bununla birlikte, elektriğin atomlarla ilişkili olduğuna dair kanıt, atomların gerçekliği hakkında kuşku duyanları, örneğin Mach'ı inandırmak için yeterince iyiydi. Hem I. B. Cohen hem de G. Holton, önde gelen bir atomculuk karşıtı olan Wilhelm Ostwald'ın (1853-1932) *Genel Kimyanın Ana Hatları* adlı kitabının 1908 baskısındaki itirafını alıntılamışlardı: "Atomların varlığına ilişkin varsayımın yüzlerce ve binlerce yıl-



Yağ damlası deneylerinde Millikan tarafından kullanılan aygıt

dır aradığı, maddenin kesikli ya da taneli doğasının deneysel kanıtına ancak şu sıralarda sahip olduğumuza artık inanıyorum.” Ostwald’ın değindiği kanıt, Perrin’in Brown hareketleri üzerine olan deneyleri ve Thomson’un elektron yükü ölçümüydü.

Nihayet Millikan’a geldik. Millikan’ın elektron yükünü Cavendish’te yapılandan çok daha kesin olarak ölçmeye girişmesi 1906’ya rastlar. Millikan, ilk önce sadece H. A. Wilson’un yöntemini tekrarlamış; fakat bir süre sonra çok önemli bir iyileştirme gerçekleştirmişti.* Nemli bir ortamdan yoğunlaşan su damlacıkları yerine, bir püskürteçle aygıtının içine püskürttüğü mineral yağı (“en ince saat yağı”) damlacıklarını kullanmıştı. Bu,

* Bu kitap yazıldıktan sonra, Millikan’ın bu deneylerdeki öncü rolü üzerine kuşku düşüren ilginç bir anı ortaya çıktı. Chicago Üniversitesi’nde lisansüstü öğrencisi olan Harvey Fletcher (1884-1981), Millikan’ın önerisi üzerine doktora tezi için elektron yükünün ölçümü konusunda çalışmış ve bu konuda Millikan ile birkaç ön makale kaleme almıştı. Fletcher ölümünden sonra yayımlanması isteğiyle bir arkadaşına bir elyazması bırakmış; bu yazı *Physics Today*, Haziran 1982, sayfa 43’te basılmıştı. Yazıda, Fletcher, yağ damlalarıyla bu deneyi ilk yapanın ve tek damlacıklar üzerindeki yükü ilk ölçenin kendisi olduğunu, hatta yağ damlası kullanımını da ilk kez kendisinin önerdiğini iddia ediyordu. Fletcher’e göre, elektron yükünün ölçümünü duyuran ilk önemli makalede Millikan ile ortak yazar olmayı beklemiş, fakat Millikan onu isminin olmaması konusunda ikna etmişti.

damlacıkların yüzeyinden buharlaşmayı azaltıyor; dolayısıyla deney boyunca damlacıkların kütleleri sabit kalıyordu. Daha önemlisi, Millikan, bir bulutu değil de bir tek damlacığı, düşey elektrik alanını açıp kapatarak birçok kez yukarıya ve aşağıya sürüklenirken gözleyebileceğini anlamıştı. Damlacığın birbirini izleyen yükselip düşmeleri boyunca, tıpkı Wilson'un yaptığı gibi, yükselme ve düşme hızlarından elektrik yükü hesaplanabilirdi (Ayrıntılar için Ek G'ye bakın).

Bir örneğe ayrıntılı olarak bakalım: Millikan'ın 1911 makalesinden 6 numaralı damla.¹ Elektrik alanının kapatılmasıyla, damla, 11,88 saniyelik bir ortalama sürede 0,01021 metre düşmüştü; dolayısıyla düşme hızı 0,01021 m/11,88 s, yani $8,59 \times 10^{-4}$ m/s'ydı. Havanın viskozluğu Millikan tarafından $1,825 \times 10^{-6}$ newton.s/m² olarak alınmıştı ve yağın yoğunluğu $0,9199 \times 10^3$ kg/m³tü. Bu verilerden, Millikan bu damlanın yarıçapının $2,76 \times 10^{-6}$ m ve dolayısıyla kütesinin $0,9199 \times 10^3$ çarpı $4\pi/3$ çarpı $(2,76 \times 10^{-6} \text{ m})^3$, yani $8,10 \times 10^{-14}$ kilograma eşit olduğunu hesaplamıştı. Millikan'ın damla yarıçapı hesabını kontrol etmek için, önce kütle çekim kuvvetinin kütle çarpı 9,8 m/s²'lik olağan ivmeye eşit, yani

$$8,10 \times 10^{-14} \text{ kg} \times 9,8 \text{ m/s}^2 = 7,9 \times 10^{-13} \text{ N}$$

olduğuna ve ağırlık direncinin Stokes formülüyle

$$6\pi \times (1,825 \times 10^{-6} \text{ N.s/m}^2) \times (2,76 \times 10^{-6} \text{ m}) \times (8,59 \times 10^{-4} \text{ m/s}) = 8,1 \times 10^{-13} \text{ N}$$

şeklinde verildiğine dikkat edin. Buradaki küçük uyumsuzluk daha çok, Millikan'ın aslında Stokes Yasası'nın düzeltilmiş biçimini kullanmış olmasından ileri gelir; düzeltme (Ek G'de tartışılıyor) gerekliydi; çünkü çok küçük bir damlacığın çevresindeki hava akışı, tam olarak homojen bir sıvıdaki gibi bir davranış göstermez.

$3,18 \times 10^6$ volt/metrelik bir elektrik alanında, bu damlacığın ilk yükselişte 80,708 saniyede 0,01021 metre yukarı çıktığı görülmüştü yani $1,26 \times 10^{-4}$ m/s'lik bir hız. Hâlâ aynı damla oldu-

ğuna göre, direnç kuvveti şimdi öncekinden tamı tamına hızla-
rın oranı kadar daha azdır:

$$\begin{aligned} \text{Direnç kuvveti} &= \left(\frac{1,26 \times 10^{-4} \text{ m/s}}{8,59 \times 10^{-4} \text{ m/s}} \right) \times (8,1 \times 10^{-3} \text{ N}) \\ &= 1,2 \times 10^{-13} \text{ N}, \end{aligned}$$

Fakat damla yükselmekte olduğundan, bu kuvvet şimdi yerçekimiyle aynı yönde, yani aşağıya doğru etkimektedir. Bu durumda yerçekimi ve direnç kuvvetlerinin toplamı $(7,9 + 1,2) \times 10^{-13}$ newton, yani $9,1 \times 10^{-13}$ nevtondu. Bu tam olarak, yukarı doğru yönelmiş, bilinmeyen yük çarpı $3,18 \times 10^5$ volt/metrelik elektrik alanına eşit olan elektrik kuvvetiyle dengelenmelidir. Dolayısıyla, yağ damlası üzerindeki yük

$$\frac{9,1 \times 10^{-13}}{3,18 \times 10^5} = 29 \times 10^{-19} \text{ C}$$

olarak hesaplanabilirdi. Yuvarlanmamış sayıları kullanarak ve tüm düzeltmeleri hesaba katarak, Millikan, bu yükselme sırasında damlanın yükünü $29,87 \times 10^{-19}$ coulomb olarak (daha doğru bir değer) bulmuştu.*

İşte elektrik alanı varken bu damlacık için art arda yükselişlerde Millikan'ın, 10^{-19} coulomb cinsinden, bulduğu elektrik yüklerinin listesi: 29,87, 39,86, 28,25, 29,91, 34,91, 36,59, 28,28, 34,95, 39,97, 26,65, 41,74, 30,00, 33,55. Bu yükler, elektron yükünün oldukça büyük katlarıdır ve bunların tümünün, aynı temel yükün tamsayı katları olduğunu görmek öyle pek kolay değildir. Bununla birlikte, bir yükselişten diğerine

* Burada Millikan'ın sonuçlarını, daha açık olacağını düşündüğüm şekilde sunma konusunda kendimi biraz özgür bıraktım. Bir kere, Millikan yükleri elektrostatik birim (statcoulomb) cinsinden ifade etmişti; ben ise, bu kitabın diğer kısımlarında kullanılan birim olduğu için, onları coulomba çevirdim. Ayrıca Millikan yağ damlasının elektrik alanı içindeki her yukarı doğru yükselişinde ölçülen elektrik yükü için gerçekte bir hesaplama vermemişti. Bunun yerine, yükün hesabında ortaya çıkan ve bir yükselişten diğerine değişen belirli niceliklerin değerlerini vermiş, özel bir damla için sabit kalan ortak çarpanları bir yana bırakmıştı. Onları hesaplasaydı kendi verilerinden bulabileceği gerçek yük değerlerini elde etmek için, ben bu çarpanları da işin içine soktum. Millikan havanın kaldırmasıyla ilgili küçük bir düzeltmeyi de hesaba katmıştı; ben ise burada bu düzeltmeyi ihmal ettim.

elektrik yükündeki değişimler daha küçüktür. Her bir yük ile bir önceki yükselişteki yük arasındaki farkları alarak, gene 10^{-19} coulomb cinsinden, aşağıdaki yük değişimlerini buluruz: 9,91, -11,61, 1,66, 5,00, 1,68, -8,31, 6,67, 5,02, -13,32, 15,09, -11,74, 3,35. Şimdi bu yük değişimlerinin yaklaşık $1,665 \times 10^{-19}$ coulombluk bir en düşük yükün tamsayı katları oldukları neredeyse apaçıktır. Bu en düşük yük cinsinden, yağ damlasının yükünde bir yükselişten diğerine ortaya çıkan değişimler 5,95, -6,97, 1,00, 3,00, 1,01, -4,99, 4,01, 3,02, 8,00, 9,06, -7,05 ve 2,01'dir. Bunun yorumu şöyledir: Elektron yaklaşık $1,665 \times 10^{-19}$ coulombluk bir yüke sahiptir ve damla art arda yükselmelerde önce altı tane elektron ya da altı tane eksi iyon kaybetmiş, sonra yedi kazanmış, sonra bir kaybetmiş, sonra üç kaybetmiş, sonra bir kaybetmiş, sonra beş kazanmış ve böylece sürmüştür.

Bu deneyi birçok yağ damlası için yineleyerek, Millikan elektronik yük için $0,003 \times 10^{-19}$ hata ile $1,592 \times 10^{-19}$ coulombluk bir ortalama değer elde etti. Bu, o zamana kadar elektron yükünün doğrudan ya da dolaylı yapılmış en kesin ölçümüydü. Belki daha da önemlisi, deneyin yapılma yoluydu: Yağ damlasının pek çok yükselişini ve düşüşünü izleyerek, Millikan damlanın az sayıda elektron kazanmasını ya da kaybetmesini gözleyebiliyordu. Cavendish Laboratuvarı'nda Townsend, Thomson ve Wilson'ın ölçümleri, gerçekte su buharı bulutundaki damlacıklar için sadece ortalama iyonik yükü saptamış, tek tek iyonlar ya da elektronlar için oldukça geniş bir yük bölgesi olasılığını açık bırakmıştı. Millikan'ın deneyinden sonra, artık bu bir olasılık değildi; bir yağ damlası her defasında daima aynı temel yükün (yüzde bir ya da ikilik hata ile) bir tamsayı katı kadarlık bir elektrik yükü kazanıyor ya da kaybediyordu.*

* Millikan'ın defterlerini inceleyen Holton'a göre, Millikan basılan çalışmasına alacağı damlaların seçiminde oldukça tedbirli davranmıştı. Bir başka deneyci, Viyana Üniversitesi'nden Felix Ehrenhaft, ısrarla anormal küçük yüklere sahip bazı damlalar bulmuştu. Ehrenhaft ölümüne dek kuşkusunu sürdürmüştü de, zaman Millikan'ın kararını haklı çıkarmıştı.

Millikan kendi elektrik yükü değerini kullanarak atomla ilgili diğer parametreleri hesaplama konusunda aceleliydi. Özellikle, elektrolizde faraday (Avogadro sayısı çarpı elektronik yük) 96.500 coulomb/mol olarak ölçülmüştü. Bunu elektronik yüke bölerek, Millikan, Avogadro sayısını, $96.500 \div 1,592 \times 10^{-19}$ yani $6,062 \times 10^{23}$ molekül/mol olarak hesapladı. Özdeş ve biraz daha az soyut olarak şunu diyebilirdik: Elektroliz, hidrojen iyonunun kütle/yük oranı için $1,045 \times 10^{-8}$ kilogram/coulombluk bir değer vermişti. İyonun elektrik yükü $1,592 \times 10^{-19}$ coulomb olarak bilindiğine göre, hidrojen iyonunun kütlesi ürün olarak hesaplanabilirdi: $1,663 \times 10^{-27}$ kg. Elektronun kütle/yük oranı için bilinen $0,54 \times 10^{-11}$ kilogram/coulomb değerinden, elektronun kütlesi de $0,54 \times 10^{-11}$ kg/C çarpı $1,592 \times 10^{-19}$ C, yani 9×10^{-31} kilogram olarak hesaplanabilirdi.

Artık atomların boyutunu kestirmek kolaydı. Örneğin, altının atom ağırlığı 197 ve hidrojenin atom ağırlığı 1,008'di; dolayısıyla altın atomu, $197/1,008$ çarpı hidrojen atomunun kütlesi, yani $3,250 \times 10^{-26}$ kilogramlık bir kütleyle sahiptir. Altının yoğunluğu metreküp başına $1,93 \times 10^4$ kilogramdır; dolayısıyla metreküpte $1,93 \times 10^4 / 3,250 \times 10^{-26} = 5,94 \times 10^{28}$ altın atomu olmalıdır. Yani her bir altın atomu $1 \div 5,94 \times 10^{28} = 1,68 \times 10^{-29}$ metreküplük bir hacim işgal eder. Bunun küp kökünü alarak anlarız ki, eğer altın atomları sıkıca bir araya toplanmışlarsa, çapları $2,6 \times 10^{-10}$ metre olmalıdır.

Millikan'ın elektron yükü ölçümü uzun yıllar atomik ölçek için en doğru temeli oluşturdu. En büyük değişme, 1930'larda havanın ağırlığının ölçümünden kaynaklandı. Şu anda elektron yükünün en iyi değeri, son iki basamakta 46'lık bir belirsizlikle, $1,6021892 \times 10^{-19}$ coulombdur. Bu, 1913'te Millikan tarafından elde edilen değerden yüzde 1'den bile daha az yüksektir.

Notlar

1. R. A. Millikan, "On the Elementary Electrical Charge and the Avogadro Constant", *Physical Review* 32 (1911), 349.

IV. Bölüm

Çekirdek

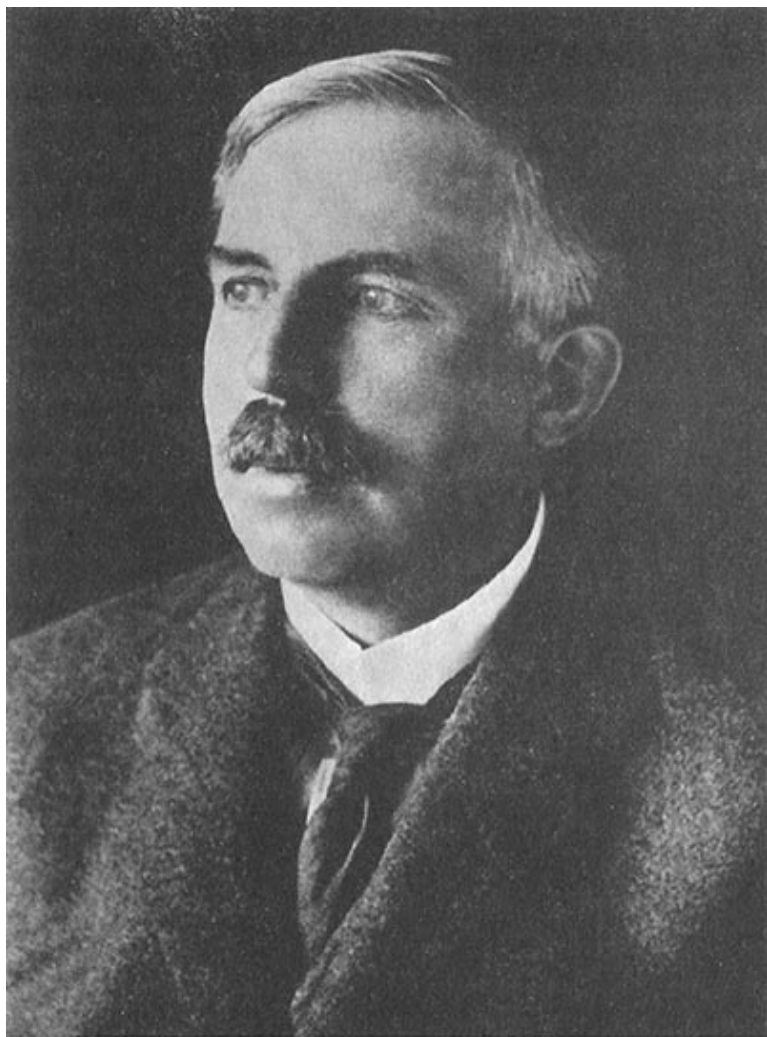
Atomlar elektriksel açıdan yüksüzdür, fakat Thomson tarafından keşfedilen elektronlar bir eksi yük taşırlar. Atomlar elektronları içeriyorlarsa, o zaman elektronların eksi yükünü yok etmek için artı yük taşıyan bir başka madde de içermelidirler. Elektronun keşfinden sonra, en önemli iş, bu artı yüklü maddeyi saptamak ve onunla elektronların atom içinde nasıl düzenlendiklerini tanımlamaktır.

Thomson, 1903'te Yale'deki Silliman Konferansları'nda elektronların, bir kek içindeki kuru üzüm taneleri gibi, artı yüklü maddenin sürekli yapısı içine saplanmış olduklarını öne sürmüştü. Neredeyse aynı zamanda, Tokyo'da Hantaro Nagaoka (1865-1950) "Satürnsel bir model" öneriyordu; buna göre, aynı Satürn'ün etrafındaki halkalar ya da Güneş'in etrafındaki geze-

genler gibi, elektronlar da merkezi bir artı yüklü cismin etrafında yörüngelerde dolanıyordu. Bugün biliyoruz ki Nagaoka gerçeğe daha yakındı: Atomun artı yükü gerçekten de küçük yoğun bir çekirdekte toplanmıştır ve elektronlar onun etrafında dönerler. Fakat bu, deneylerle bulunmalıydı.

Atom çekirdeği, Ernest Rutherford'un önderliğinde 1909-11 yılları arasında Manchester Üniversitesi'nde yapılan deneylerde keşfedildi. Rutherford, Yeni Zelanda'da Brightwater'da biraz keten ve çok sayıda çocuk yetiştirilen güzel bir vadiye yerleşmiş Britanya'dan ilk gelen göçmen ailelerden birinin oğlu olarak 1871'de doğdu. Yeni Zelanda'da Nelson College'ında okudu; kolejin Öğrenci Temsilcisi oldu ve Christchurch'de Cantenbury College'ında lisans öğrencisiyken fizik ve matematikte şeref listesine girdi. Elektromanyetizma üzerine araştırmalara orada başladı; bu araştırmaların tek tarihsel önemi, ona yılda 150 İngiliz sterlinlik bir burs kazandırmasıydı; bu sayede 1895'te Cavendish Laboratuvarı'na gelebildi.

Rutherford Cambridge'deyken, fizik dünyası, 1897'de Thomson'un elektronu keşfiyle doruğa ulaşan bir dizi hızlı devrimsel gelişme ile canlandı. Bu gelişmelerin ilki, Würzburg'da Kasım 1895'te Wilhelm Konrad Röntgen (1845-1923) tarafından X ışınlarının keşfiydi. Kısaca anlatmak gerekirse, Röntgen katot ışınlarının, bir katot ışını tüpünün cam çeperine çarptığında oradan esrarengiz ve nüfuz edici ışınlar (Röntgen bunlara X ışınları adını verdi) yaydığını, bu ışınların fotoğraf plakalarını puslandırdığını ve çeşitli malzemeleri flüorışıl hale getirdiğini buldu. Şimdi, X ışınlarının sadece çok kısa (görünür ışığın dalga boyundan binlerce kez daha küçük) dalga boylu ışık olduğunu ve katot ışını tarafından atomun yörüngelerinden sökülen elektronların yerini doldurmak için, atomun dış kısımlarındaki elektronların iç yörüngelere düşmesiyle salındıklarını biliyoruz. X ışınlarının keşfi, öykümüzün ana çizgisinin biraz dışındadır; ama bu keşif o zamanki tüm fizikçileri, keşfedilmemiş başka ışınım biçimlerinin de var olabileceği konusunda uyanık olmaya yöneltmişti.

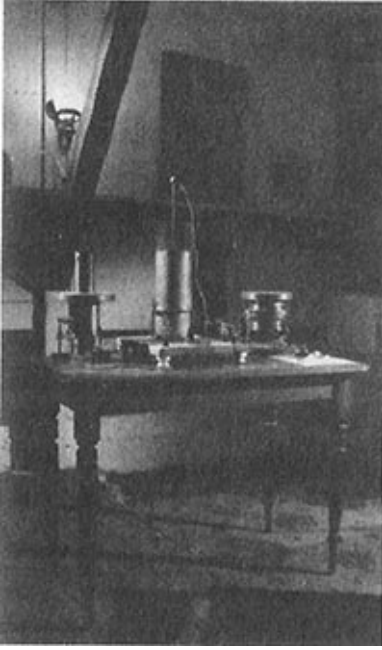


Sir Ernest Rutherford

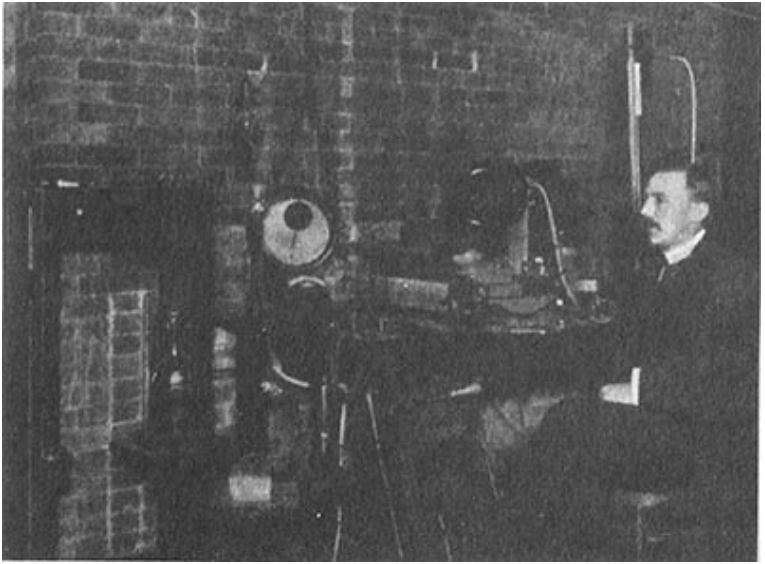
Bu dönemin olağanüstü keşiflerinden biri Rutherford için can alıcıydı: 1896'nın başlarında Henri Becquerel (1852-1908) tarafından Paris'te radyoaktivitenin keşfi duyurulmuştu. Bu keşfin ayrıntılarına ve radyoaktivitenin doğası üzerine ilk çalışmalara gelecek kısımda değineceğiz; burada radyoaktif madde atomlarının, olağan kimyasal tepkimelere katılan atomların saldıdığı enerjilerden milyonlarca kez daha yüksek enerjili değişik türde parçacıklar saldıgını söylemek yeterlidir.

Thomson'un laboratuvarında çalışan birinden beklenebileceği gibi, Rutherford, önce radyoaktivitenin ve X ışınlarının gazlarda elektrik iletimi üzerine etkileriyle ilgilenmişti. Radyoaktif atomlardan çıkan yüksek enerjili parçacıklar, atomlardan elektronları söker; daha sonra bu elektronlar elektrik akımlarının taşıyıcısı olma görevini üstlenebilir. X ışınlarının gazlarda elektrik iletimine etkisi üzerine Thomson ile birlikte çalıştıktan sonra, Rutherford, 1898'de X ışınlarının ve radyoaktivitenin esas olarak aynı şekilde davrandığını gösterdi. Ayrıca, en azından iki tür radyoaktivite olduğunun ayırdına vardı ve bunlara alfa ve beta ışınları adını verdi.

Bu çalışma Rutherford'a, Montreal'de McGill Üniversitesi'ne yeni bağışlanan Mcdonald Fizik Laboratuvarı'nda bir araştırmacı kadrosu kazandırdı. Eylül 1898'de gemiyle Kanada'ya doğru yola çıktı; ayrılmadan önce Montreal'e, görev yapacağı laboratuvara gönderilecek bazı toryum ve uranyum radyoaktif tuzlarıyla ilgilendi. McGill'de Oxford'dan gelme genç bir kimyacı olan Frederick Soddy (1877-1956) ile ortak çalıştı. McGill'deki yılları boyunca, Rutherford ve Soddy, farklı radyoaktivite türlerinin doğasını incelediler. (Bir sonraki kısımda bu araştırma özetlenecek.) Rutherford 1900'de evlenmek üzere Yeni Zelanda'ya dönmek, 1903'te Londra'da Royal Society'deki Bakerian Konferansı'nı vermek ve 1905'te Yale'de Silliman Konferansı konuşmacısı olan Thomson'u izlemek için zaman da buldu. McGill'deki çalışması beklediğinden de iyi gittiği halde, Rutherford kendisini Avrupa'daki fizik araştırma merkezlerinden so-



Yeni Zelanda'da Canterbury
College'ın zemin katında
Rutherford'un ilk laboratuvarı



Rutherford 1905'te McGill Üniversitesi'ndeki laboratuvarında

yutlanmış gibi hissetmekteydi ve 1906'da Manchester Üniversitesi'nde öğretim görevlisi olması önerilince, İngiltere'ye dönme şansını yakalamış oldu. O sıralarda Manchester ve Cambridge İngiltere'de önde gelen iki fizik araştırma merkeziydi.

Rutherford 1907'de Manchester'da yeni bir yaşama başladı; orada çalışmalarının yönü, radyoaktivitenin doğasından, bu bölümün başında ortaya atılan soruyu, atomun içinde madde ve yük dağılımı sorusunu çözme aracı olarak radyoaktiviteyi kullanmaya doğru kaydı. Rutherford ile Manchester'daki meslektaşlarının bu soruya yaklaşımı, o günden bu güne fiziğin vazgeçilmez bir parçası haline gelmiştir: Enerjili parçacıklardan oluşan bir demeti ince bir metal levhaya gönderdiler ve bu parçacıkların levha tarafından çeşitli açılarda saçılma olasılıklarına bakarak, atomların içindeki elektrik yükü dağılımını çıkardılar. (Bu deneyleri, bu bölümde daha sonra inceleyeceğiz). Günümüzde böyle deneylerde sonda olarak kullanılan yüksek enerjili parçacıklar, Batavia (Chicago yakınlarında), Cenevre, Hamburg, Stanford ve başka yerlerde bulunan dev hızlandırıcılar aracılığıyla elde ediliyor. Bu makinelerin boyutları kilometrelerle ifade edilmektedir ve büyükçe bir kentin kullandığı kadar elektrik gücü kullanırlar. Bu tür deneylerin amaçları da, artık atomun yapısının incelenmesinden öteye, atomun içindeki parçacıkların hatta bu parçacıkların da içindeki parçacıkların yapısının incelenmesine doğru kaymıştır. Bununla birlikte, iç yapının araştırılması amacıyla saçılmayı incelememizin ardındaki temel düşünceler, Rutherford'un düşünceleriyle neredeyse aynıdır. Kuşkusuz, Rutherford'un zamanında büyük hızlandırıcılar yoktu; Rutherford sonda olarak doğal radyoaktif cevherlerden salınan enerjili parçacıkları kullanmak durumundaydı. Ama bununla atomun içinde yüklerin düzenlenişi sorusunu çözmüştü: Artı yük küçük bir çekirdekte toplanmıştır ve elektronlar bunun etrafında dönerler.

Rutherford'un çalışması, yanıtladıkları kadar zor yeni sorular ortaya çıkarmıştı. Atomda elektronların yörüngelerinin bo-

yutlarını ve enerjilerini ne belirliyordu? Neden yörüngelerinde dönen elektronlar düzenli olarak elektromanyetik dalga yayınlamıyorlardı? Eğer artı yüklü çekirdeğin etrafındaki yörüngede eksi yüklü elektronları, zıt yükler arasındaki olağan elektrik çekimi tutuyorsa, çekirdeğin kendisini dağılmaktan alıkoyan neydi? Bu sorular o zamanın klasik kuramsal fizik çerçevesi içinde yanıtlanamazdı; fakat bunun çözümüne doğru ilk adım, genç Danimarkalı kuramcı Niels Hendrik David Bohr (1885-1962) tarafından atıldı. Bohr, Manchester'da bulunan Rutherford'u 1912'de ziyaret etti ve daha sonra 1914'te fizik okutmanı olarak Manchester'a çağırıldı. Bohr'un çalışması, doğrudan doğruya kuantum mekaniğinin 1920'lerdeki gelişmesine (ki bu, kitabımızın alanı dışındadır) önayak olmuştu. Rutherford, ne yazık ki, incelediği deneysel gerçekliklerden çok uzak, aşırı kuramsal bulduğu için, kuantum mekaniği kuramının gelişmesine yakınlık göstermemişti. Sir Mark Oliphant, Bohr, Cavendish Laboratuvarı'nda belirsizlik ilkesi üzerine Scott Konferansları'nı verdikten sonra, Rutherford'un "Bak Bohr, senin sonuçların, onların dayandığı önermeler kadar belirsizmiş gibi geliyor bana." dediğini anımsatıyor. Ve Sir Nevill Mott şöyle bir hikâye anlatıyor: 1920'lerde kuantum mekaniğinin geliştiği heyecanlı dönemde bir meslektaş "Rutherford dostum, bugünlerde fizik nasıl?" diye sormuş, Rutherford da şöyle yanıtlamış: "Fizik hakkında söylenecek bir tek şey var; kuramcıların ayakları yere basmıyor, onları aşağı indirmek gene bize düşüyor." Bir kuramcı olarak, benim bu tür kuram karşıtı duyguları üzüntüyle karşılamam doğaldır. Fakat gerçekte kuramcılar ve deneyciler birbirleriyle genellikle oldukça iyi geçinirler ve biri olmadan diğeri olamaz. Rutherford'un tutumu herhalde şu nedene dayanıyor: Rutherford en büyük çalışmasını, çekirdek hakkında öylesine az şey bilindiği bir dönemde yapmıştı ki, özenle hazırlanmış matematiksel bir kurama yer yoktu; gereken kuram neyse, onu Rutherford'un kendisi de sağlayabilirdi.

Rutherford 1919'da, seçim günü telgrafla başvurdu ve Cambridge'de Deneyisel Fizik Cavendish Profesörü seçildi, böylece Thomson'un yerine geçti. Cambridge'de gençlerden oluşan bir grubu yönetti; bu grup 1930'larda, özellikle James Chadwick tarafından nötronun keşfi ve John D. Cockcroft (1897-1967) ile E. T. S. Walton (1903-1995) tarafından yapay şekilde hızlandırılmış parçacıklarla çekirdeklerin parçalanmasıyla yeni nükleer fizik çağını açtı. Rutherford bir bilim adamının kazanabileceği tüm onurları elde etti. Radyoaktivite üzerine çalışmalarıyla 1908'de Kimya Nobel Ödülü; sayısız onursal dereceler; 1914'te şövalyelik; 1925'te Royal Society'nin başkanlığı; 1930'da lordlar sınıfına yükselme... Köklerini anımsayarak, "Nelson'un Baron Rutherford'u" unvanını seçti ve armasına bir kivi kuşu ekledi. (Hanedan ambleminde "Renklerin tacında bir kaya üzerinde bir kivi soylusu" yazıyordu). Ölümüne dek (1937) Cavendish'in liderliğini sürdürdü.

Rutherford, kendisini kişisel olarak tanımayan benim de içinde bulunduğum fizikçi kuşağı üzerinde sert, enerji dolu ve tutumlu bir izlenim bırakmıştı. Emredici değildi, ama kararlarında acımasız olabiliyordu. 1962'de Cambridge'i ziyaret ettiğimde, bana bir duvara oyulmuş bir timsah figürü gösterdiler ve bunun Rutherford'u simgelediğini söylediler.* "Çocukları" ile çok gurur duyuyordu ve onların sürekli koruyucusuydu; bu "çocuklar", Chadwick, Cockcroft ve Walton'la birlikte Blackett, Feather, Kapitsa ve Oliphant dahil Cavendish'teki genç deneycilerin oluşturduğu parlak gruptu. Rutherford aralıksız çalıştı; McGill, Manchester ve Cavendish'teki çalışmaları, üç farklı kişiye bölünseydi; bu kişilerin her birinin bilimde olağanüstü üretken ol-

* Kitabın başında yer alan fotoğrafta bu timsah figürü görülebilir. Bu figür, Kapitsa'nın isteğiyle Eric Gill tarafından oyulmuştur; bu sanatçı, oymalarıyla olduğu kadar cinsel sorunlarıyla da 1930'larda çok meşhurdur. Bu timsahın Rutherford ile ilişkilendirilmesi hakkında çeşitli varsayımlar duymuştum. Gerald Holton bana George Gamow'un bir yorumunu anlatmıştı: *Peter Pan*'da bir timsah tarafından yutulan saatin tik taklarının Kaptan Hook'u timsahın onu izlediği konusunda uyarmaya yaraması gibi; Rutherford'un yüksek ve belirgin sesi de, öğrencilerine ve asistanlarına benzer bir uyarı hizmeti görüyordu. Diğer taraftan, I. Bernard Cohen timsahın ortaçağlarda simyanın sim-

duğu söylenebilirdi. Fiziğin “ip ve mühür mumu” gibi sınırlı kaynaklarla yapılması gerektiği düşüncesini taşıyordu. Bir kere-
sinde ihtiyacı olan düzeneği alamamaktan yakınan bir genç fi-
zikçiye “Neden yakınyorsun,” demişti Rutherford, “ben Kuzey
Kutbu’nda bile araştırma yapabilirim.” Bununla birlikte, Rut-
herford fonlara olan gereksinimin tamamıyla ayırdındaydı;
1919’da Cavendish’e geldiğinde, yeni aletler için 200.000 sterlin
toplama konusunda başarısız da olsa çok uğraşmıştı. Daha son-
raki yıllarda da parçacıkları gitgide daha yüksek enerjilere hız-
landıracak makinelerin yapılmasını ısrarla istemişti.

“Nükleer Fiziğin Geçmişine Bakış” konulu sempozyumda
Maurice Goldhaber, çekirdek fiziği deneylerinin ölçeğindeki
büyümeye değinmişti: “Çekirdeği parçalayan ilk kişi Ruther-
ford’du; kucığında bu iş için kullandığı aygıtla çekilmiş bir fo-
toğrafi var. Sonraları Berkeley’de ünlü siklotronlardan biri
kurulduğunda çekilmiş bir başka fotoğraf daha hatırlıyorum;
bu kez büyük bir deneyci grubu bu siklotronun kucığında
oturuyordu.” Günümüzde temel parçacıklar fiziğinin ölçeği
ise bundan çok daha büyük. Fermilab’daki hızlandırıcı, Illino-
is’te üzerinde bir bizon sürüsünün sakın sakın otladığı büyük-
çe bir çayırılığın altında, çevre uzunluğu yaklaşık 6 kilometre
olan bir halkadır. Bazen şu soruluyor: Rutherford bir masa
üzerinde bu kadar çok şey başardığı halde, bugün fizikçiler
neden yüz milyonlarca dolarlık dev hızlandırıcılara gereksi-
nim duyuyor? Sanırım bunun yanıtı, maddenin temel doğası-
na ilişkin, ip ve mühür mumuyla yapılabilecek keşiflerin nere-
deyse tümünün, büyük bir kısmı Rutherford tarafından olmak
üzere, yapılip bitirilmiş olmasıdır.

gesi olduğuna ve Rutherford’un da kendisini simyacılarla karşılaştırmaktan hoşlandığı-
na işaret etmektedir; kitaplarından birinin adı “Yeni Simya”dır ve Cavendish’teki oda-
sında, simya düzeneğinin üzerinde asılı doldurulmuş bir timsah ile bir simya laboratuva-
rının resmedildiği bir ağaçbaskı asılıdır. Rutherford timsahına değinen bulabildiğim tek
basılı şey, A. S. Eve tarafından yazılan kitaptır. Eve’e göre bu, belki de Rutherford’un
çabuk kavrayışını ve meslek hayatını simgelemektedir; çünkü timsah asla geri dönmaz.
Brian Pippard başka bir düşünce ortaya atıyor: Kapitsa’nın anadili Rusçada *krokodil*
(timsah) argoda “patron” demektir. Constance gölündeki bir toplantıda beraberken,
Kapitsa’ya timsahın anlamını sorma fırsatım olmuştu. Sadece, o bir sırdır, demişti.

Buraya kadar, atomdaki elektrik yükünün dağılımı problemi ne değindik; fakat Manchester'da Rutherford grubunun çalışmaları, Thomson'un elektronu keşfetmesiyle ortaya çıkan atomda kütle dağılımının nasıl olduğuna ilişkin bir başka soruyu da yanıtlamıştı. 3. Bölüm'de gördüğümüz gibi, on dokuzuncu yüzyılın başlarında John Dalton ve diğer kimyacıların çalışmalarıyla, farklı elementlerin atomlarının *görelî* kütleleri de saptanmıştı: Örneğin karbon atomu hidrojen atomundan 12 kez daha ağır; oksijen atomu ise hidrojenden 16 kez daha ağırdır. Ayrıca Faraday ve diğerleri tarafından elektroliz üzerine yapılan çalışmalar, asit ya da tuz çözeltilerinde elektrik akımlarını taşıyan elektrikçe yüklü atomların (iyonların), hidrojen için yaklaşık 10^{-8} kilogram/coulomb ve daha ağır atomların iyonları için orantılı olarak daha büyük bir kütle/yük oranına sahip olduğunu gösterdi. Elektronun keşfinden sonra, bu iyonların bir veya daha fazla elektron kazanmış (eksi yüklü iyonlar için) ya da bir veya daha fazla elektron yitirmiş (artı yüklü iyonlar için) atomlardan başka bir şey olmadığı epeyce açık hale gelmişti. Buna dayanarak, hidrojen iyonunun elektrik yükü, büyüklükçe tam tamına elektron yüküne eşit olmalıdır denebilir. Böylece elektronun kütle/yük oranı hidrojen iyonlarınıninkinin 2000'de biri ve yükler eşit olduğuna göre, hidrojen iyonunun (ve atomunun) kütlesi, elektronun kütlesinden 2000 kez daha büyük olmalıdır. Bu, atomların binlerce elektrondan oluştuğu anlamını mı taşır? Yoksa atomun kütlesinin büyük kısmı, artı elektrik yüküyle ilişkili başka bir yerde midir?

Daha sonra göreceğimiz gibi, 1909-11 döneminde yapılan Manchester deneyleri, sadece atomun artı elektrik yükünün küçük bir çekirdekte toplandığını göstermekle kalmadı; aynı zamanda atomun hemen hemen tüm kütlesini de bu çekirdeğin içerdiğini kanıtladı. Bu durumda çekirdek nelerden oluşmaktadır? Dalton, atomların genelde hidrojen atomunun kütlesinin katlarına yakın kütlelere sahip olduklarını göstermişti; buna göre, atom çekirdeklerinin, hidrojen çekirdeğiyle özdeşleştirilebi-

lecek ağır ve artı yüklü parçacıklardan (Rutherford 1920’de bunlara *proton* adını vermişti) oluştukları düşünülebilirdi. Bununla birlikte, Rutherford’ın kendi sonuçları, bunun doğru olmadığını göstermişti. Örneğin, helyum çekirdeğinin kütlesi, hidrojeninkinin dört katıdır; oysa Rutherford helyumun elektrik yükünü, hidrojenin çekirdek yükünün iki katı olarak bulmuştu. Moseley 1913’te diğer çekirdek yüklerini ölçmüş ve aynı sonucu elde etmişti -örneğin kalsiyum, hidrojenin 40 katı olan bir atom ağırlığına sahiptir, fakat çekirdek yükü hidrojeninkinden sadece 20 kat daha büyüktür. 1910’lar ve 1920’ler boyunca, birçok fizikçi çekirdeğin elektronları da içerdiğini düşünmüştü; örneğin helyum çekirdeği, dört proton (kütleyi açıklayan) ve iki elektron (iki yük birimini yok eden) içerebilir. Bu yanlıştı ve doğru yanıt, son atomaltı parçacık olan nötronun 1932’deki keşfine kadar bulunamadı.

Radyoaktivitenin Keşfi ve Yorumlanması

Rastlantıyla yapılmış olan bilimsel keşiflerin oranı, çoğu kişinin sandığı kadar yüksek değildir. Bununla birlikte, yirminci yüzyıl fiziğinin kapılarını açan büyük keşiflerden birinin rastlantısal olduğuna dair hiçbir kuşku yoktur: radyoaktivitenin keşfi.

1896 Şubatında Politeknik Okulu fizik profesörü Antoine Henri Becquerel (1852-1908) güneş ışığının kristallerden, birkaç ay önce Röntgen tarafından keşfedilen X ışınlarına benzer nüfuz edici ışınlar yayınlanmasına yol açma olasılığını araştırıyordu. Becquerel’in yöntemi basitti: Siyah bir kâğıtla sardığı fotoğraf filmlerinin yakınına çeşitli kristaller koyuyor ve film ile kristal arasına bakır telden yapılmış bir ağ yerleştiriyordu. Güneş ışığı kristalin X ışınlarına benzer ışınlar yaymasına neden olursa, bu ışınlar filmlerin sarılı olduğu siyah kâğıttan geçer, fakat ağın bakır tellerinden geçemez ve dolayısıyla filmler banyo edildiklerinde bakır ağın silüeti dışında filmlerin yanmış oldukları görülürdü.

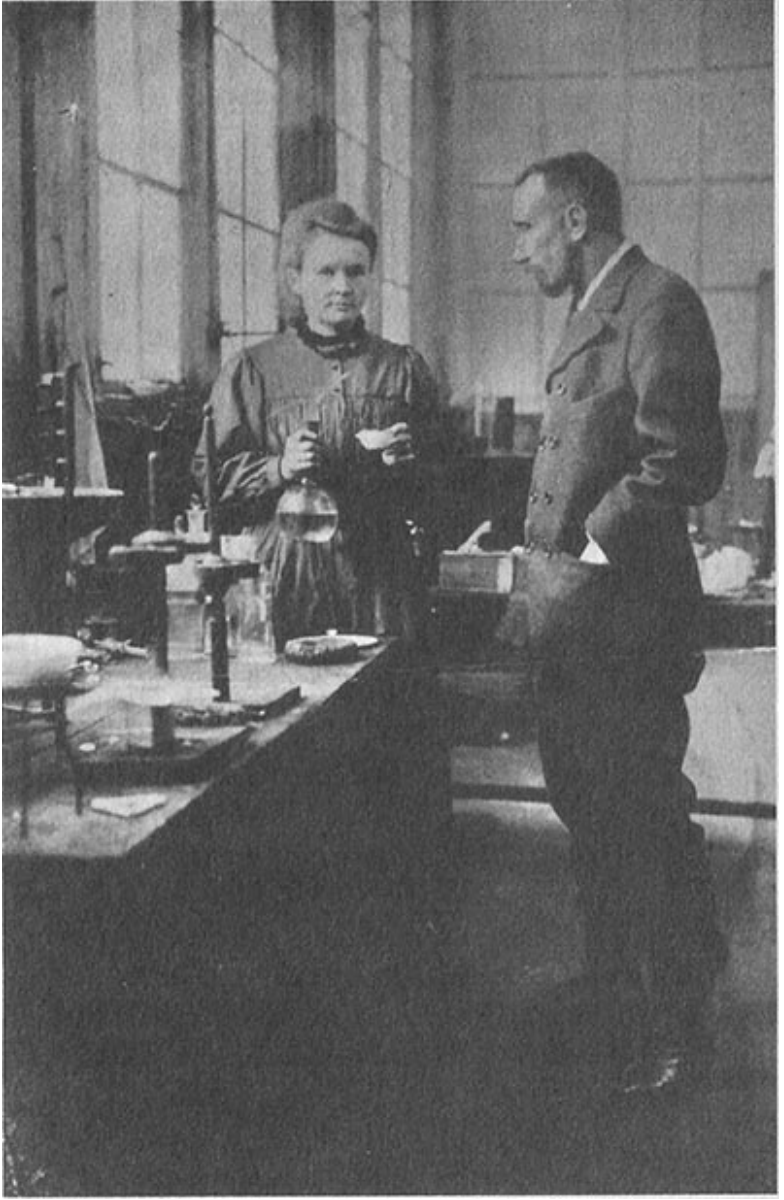
Şans eseri, Becquerel'in incelediği kristallerden biri, bir uranyum tuzundan, uranyum-potasyum bisülfattan, oluşmuştu. (Becquerel, aradığı etkinin fosforışıma ile ilişkili olabileceğini tahmin etmişti ve bu uranyum tuzları fosforışır olarak biliniyordu.) Üstelik, gene şansına, tam o sıralarda hava hiç de iyi değildi. İşte olanlar hakkında Becquerel'in tuttuğu (ve daha sonra aynı yıl açıkladığı) notlar:

[26 ve 27 Şubat'ta] güneş sadece ara ara göründü, [bu nedenle] tüm deneyleri durdurdum; uranyum tuzları yerinde, her şey hazır vaziyette kaldı; sadece kaplanmamış filmleri bir dolabın çekmecesine yerleştirdim. Bunu izleyen günlerde güneş görünmedi. 3 Mart'ta filmleri banyo ettim; sadece silik şekiller bulmayı bekliyordum. Ama tersine, silüetler çok keskin görünüyordu...

İki ay sonra, Becquerel şu notları düşmüştü:

3 Mart'tan 3 Mayıs'a kadar tuzlar, karanlıkta tutulan kurşun duvarlı bir kutuda durdu... Bu koşullarda, tuzlar etkin ışıınım salmaya devam etti... İncelediğim tüm uranyum tuzları, fosforışır olsun ya da olmasın, ışık altında ya da çözeltide, bana hep bu sonuçları verdi. Böyle olunca ben de şu sonuca vardım: Söz konusu etki, bu tuzlarda uranyum elementinin varlığıyla ilgilidir.

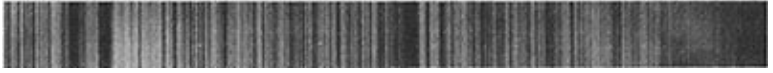
Becquerel bu ışınları uranyumla ilişkilendirmekte haklıydı ve sonraki birkaç yıl boyunca bu ışınlar Fransa'da *rayons uranique* (uranyum ışınları) olarak bilindi. Bununla birlikte, diğer elementler de böyle ışınlar üretebilirdi. 1898'de Paris'te Marie Sklodowska Curie (1867-1934) toryum elementinin benzer ışınlar yaydığını keşfetti. Bunun ardından, o ve eşi Pierre Curie (1859-1906), uranyumdan milyonlarca kez daha aktif olan bir elementi, radyum elementini, keşfettiler. O yıl Curieler bu olgunun günümüzdeki adını koydular: *radioaktivite*.



Marie ve Pierre Curie laboratuvarlarında

Peki radyoaktivite neydi? Bu problemle uğraşırken büyük bir karışıklık söz konusuydu: Radyoaktif atomlar tarafından üç farklı tür ışın salınıyordu. Yukarıda değinildiği gibi, Rutherford'un 1895 ile 1898 arasında Cavendish Laboratuvarı'nda radyoaktivite üzerine yaptığı araştırma, alfa ve beta ışınları adını verdiği en az iki farklı ışınım türünün var olduğunu göstermişti. Beta ışınları neredeyse X ışınları kadar nüfuz ediciydi, fakat alfa ışınlarının nüfuz etme gücü çok azdı. Çoğu 0,0025 santimetre kalınlığındaki bir alüminyum levha tarafından durduruluyordu. Becquerel (ve bağımsız olarak, F. Giesel) 1899'da uranyumun yayınladığı ışınımın bir kısmının (Rutherford'un beta ışınımı dediği türün) manyetik alan tarafından katot ışınlarıyla aynı yönde saptırıldığına dikkat çekti. Becquerel, Thomson'un kine benzeyen bir yöntemi kullanarak, beta ışınlarının kütle/yük oranını ölçmüş ve bu oranı, Thomson'un elektronlar için ölçtüğü orana yakın bulmuştu. (Bu ölçüm 1907'de Kaufmann tarafından daha hassas bir şekilde yapıldı.) Beta ışınlarının tastamam elektronlar olduğu açıktı; ancak bu elektronlar, katot ışını elektronlarına göre çok yüksek hızlıydılar.

Alfa ışınlarının elektrik ya da manyetik alanlarla saptırılmaları çok daha zordu; fakat 1903'te Rutherford (o zaman McGill'deydi) bu sapmayı ölçmeyi başardı ve bunu kullanarak alfa parçacıklarının kütle/yük oranını, elektrolizde hidrojen iyonu için bulunan orana kabaca eşit gibi buldu. Bu deneyler 1906'da daha hassas olarak tekrarlandıklarında Rutherford, alfa parçacıklarının kütle/yük oranının gerçekte hidrojen iyonunununkinin yaklaşık iki katı olduğunu gördü. Bu şu anlama gelebilirdi: Alfa parçacıkları, hidrojen iyonunununkine eşit yüklü ve atom ağırlığı 2 (hidrojeninkinin 2 katı) olan iyonlardır. Bununla birlikte, atom ağırlığı 2 olan bir kimyasal element bilinmiyordu. Rutherford çok geçmeden şu kestirimde bulundu: Öyleyse alfa parçacıkları, hidrojenden sonra en hafif element olan 4 atom ağırlıklı helyum iyonlarıdır; bu durumda kütle/yük oranı hidrojen iyonlarının 2 katı ve kütle 4 kez büyük olduğuna göre,



Güneş spektrumunun 3900 angström ve 4600 angström dalga boyları arasındaki karanlık soğurma çizgileri

yük, hidrojen iyonunun yükünün iki katına eşit olmalıdır -büyüklükçe iki elektron yüküne eşit, ama işaretçe zıt. Rutherford, daha sonraları *atom numarası* adını alan niceliğin ilk saptamasını yapmıştı: Alfa ışınımında salınan helyum iyonu, hidrojen-iyon-yükü birimi cinsinden +2'lik bir elektrik yüküne sahiptir, çünkü bu, helyum çekirdeğinin yüküdür ve radyoaktif maddelerden salınan alfa parçacıkları tam olarak, normal tamamlayıcıları olan iki elektronu yitirilmiş helyum çekirdekleridir.

Alfa ışınlarının helyum iyonlarıyla özdeşleştirilmesini Rutherford'un aklına düşüren, en azından kısmen, helyumun radyoaktif maddelerle ilgili olduğunun bilinmesiydi. Aslında helyumu Dünya'da ilk olarak 1895'te İngiliz kimyacı William Ramsay (1852-1916) keşfetmişti. Ramsay helyumu kristalleşmiş uranyum mineralinde bulmuştu. "Dünya üzerinde" diyorum, çünkü helyum aslında ilk kez Güneş'te bulunmuştu. Güneş'ten gelen ince bir ışık demeti bir prizmadan geçtiğinde ve bir teleskopla gözleendiğinde, çok sayıda parlak ve karanlık çizgiyle bezenmiş bir spektrum görülür; Güneş'in yüzeyindeki atomlar belirli dalga boylarında ışık yayınladığı ya da soğurduğu zaman, bu parlak ve karanlık çizgiler meydana gelir. Bu çizgilerin çoğu, dünyadaki laboratuvarlarda çeşitli elementler tarafından meydana getirilen benzer çizgilerle özdeşleştirilebilirdi; fakat 1868'de ilk kez tutulma düzleminde gözlenen bir spektrum çizgisi gizemli kalmıştı. Gökbilimci J. Norman Lockyer (1836-1920), bunun yeni bir elemente ait olduğuna karar verdi; bu element Yunanca "güneş" anlamına gelen "helios" kelimesinden *helyum* olarak adlandırıldı. Aslında helyum güneşte çok boldur ve genelde Evren'deki yıldızların çoğunun kütlelerinin dörtte biri helyumdan oluşur. Helyum atomu çok hafif ve kimyasal açı-

dan çok etkisiz olduğundan Dünya'da çok az bulunur. Atmosferimizdeki helyum atomları hava molekülleriyle çarpışmalar sonucunda dünyanın çekiminden kurtulmaya yetecek kadar büyük hızlar kazanabilir ve hidrojen suda tutulduğu halde, helyum görece ağır moleküllerde tutulamaz.

Ramsay ve Soddy 1903'te McGill'de helyumu radyum tuzlarından çıkan bir madde olarak gözlediğinde, artık helyumun radyoaktiviteyle ilişkili olduğu sonucunu çıkarmak kaçınılmaz olmuştu. Sonunda Rutherford, 1907-1908'de Manchester'da T. D. Royds ile birlikte, bir radyum örneğinden yayınlanan alfa parçacıklarından yeterli miktarda toplayabilmişti; bunlarda, Güneş'teki helyumun saptandığı spektrum çizgilerini gözlemiş ve böylece alfa parçacıklarının helyum iyonları olduğunu kesin olarak doğrulamıştı. Rutherford o zaman, alfa parçacıklarının genellikle radyoaktif atomlar tarafından yayınlanmasının nedeni ile, Evren'de helyumun yaygın olmasının nedeninin aynı olduğunu bilmiyordu: Helyum çekirdeği, en hafif atom çekirdekleri içinde, büyük bir farkla, en sıkı bağlı olanıdır.

Üç cins radyoaktiviteden üçüncüsü, oldukça nüfuz edici (beta ışınları ya da X ışınları gibi), fakat manyetik alan ile kolayca saptırılamayan (alfa ışınları ya da X ışınları gibi) ışınlardı. İlk kez 1900 yılında Fransa'da P. Villard tarafından gözlemlendiler ve 1903'te Rutherford tarafından *gamma ışınları* olarak adlandırıldılar. Rutherford gamma ışınlarının, X ışınları gibi, çok kısa dalga boylu ışık olduğunu tahmin etti; fakat bu, 1914 yılında Rutherford, E. N. da Costa Andrade (1887-1971) ile birlikte, gamma ışınlarının kristallerden saçılmalarını gözleyerek dalga boylarını ölçmeyi başarınca kadar kanıtlanamadı. (Gamma ışınları, radyoaktivitenin başlardaki öyküsünde alfa ya da beta ışınlarına göre çok az önemliydi; bu nedenle burada onlar hakkında söyleyecek fazla sözüm yok.)

Demek ki alfa ışınları +2 yüklü helyum iyonları (gerçekte, helyum çekirdekleri), beta ışınları elektronlar ve gamma ışınları da ışık atımlarıdır. Fakat atomların bu ışınları yayınlamasına

yol açan nedir? Rutherford 1899'da McGill'e varışından hemen sonra önemli bir ipucu buldu. Bundan bir yıl kadar önce toryumdan gelen radyoaktivitenin, özellikle toryum hava akımı içindeyken, bazen azalıp çoğalıyor gibi göründüğünü gözlemlemişti. Toryum örneğinin yüzeyi üzerinden ince boyunlu bir şişeye doğru hava üfleyerek toryum emanasyonu (salgısı) dediği bir gaz toplayabilmişti. (Radyumdan da benzer bir gazın çıktığını Rutherford'dan bir süre önce Friedrich Ernst Dorn gözlemişti.) Bu gaz şiddetli bir şekilde radyoaktif ve toryuma atfedilen radyoaktivitenin bir kısmından sorumlu olduğu açıktı. (Sırası gelmişken, McGill'deki bu deneylerin tümünde radyoaktivite miktarı, gazlar tarafından gerçekleştirilen elektrik iletimi üzerindeki etkisi aracılığıyla ölçülmüştü -Cambridge'de Rutherford ve Thomson'un birlikte üzerinde çalıştıkları olgu.)

Bu keşfin önemli yanı, radyoaktivite olayının karmaşıklığı hakkında açıkladığı şeyde yatar. Toryum ya da uranyum gibi elementlerle ilgili radyoaktivitenin çoğu, bu ana elementin (ya da ana elementin radyoaktivitesiyle üretilen diğer maddelerin) radyoaktivitesi sonucunda oluşan toryum emanasyonu ya da uranyum emanasyonu gibi çok küçük madde miktarlarına aittir. Örneğin, 1903'te Rutherford ve Soddy'nin bulduğu gibi, toryumun radyoaktivitesinin yüzde 54'ü (ve toryum emanasyonunun tüm üretimi), "toryum X" adını verdikleri oldukça radyoaktif bir maddeye aittir. Toryum X bir toryum tuzunun (toryum nitrat) bir çözeltisinde, çözeltiye amonyak eklenerek derişik hale getirilebilir; toryum, bir çökelti (toryum hidroksit) olarak çözeltiden ayrılacak ve sıvıda geriye toryum X kalacaktır. Toryum X'in bu şekilde ayrılmasıyla kalan toryum çökeltisi çok daha az radyoaktif ve artık toryum emanasyonu vermez. Bununla birlikte, toryum X'i alınmış bir toryum örneği 1901 Noel tatili boyunca bekletmeye bırakılmış ve üç hafta sonra laboratuvara döndüklerinde Rutherford ve Soddy, toryum X'in gene normal bolluğuna geri geldiğini görmüşlerdi. Örnek hem radyoaktivitesine kavuşmuş hem de toryum emanasyonu üretimine

geçmişti. Buradan şu sonuca varıldı: Toryum X yalnızca doğal toryuma eşlik eden bir safsızlık değildi; aslında toryum tarafından üretilmekteydi; toryum emanasyonu da toryum X tarafından üretiliyordu.

Radyoaktivitenin karmaşıklığının bu şekilde çözülmesinden de daha önemli olan, radyoaktivite tarafından üretilen çeşitli maddelerin aslında özgün radyoaktif elementten farklı elementler olmalarıydı. 1902’de Rutherford ve Soddy toryum emanasyonunun yeni bir “soy gaz” olduğunu gösterdi, yani Ramsay tarafından kısa süre önce bulunan kimyasal olarak etkisiz elementler sınıfının bir üyesi (bu sınıf, helyum, neon, argon, kripton ve ksenon elementlerini de içerir). Bu yeni elemente önce “niton” adı verildi; fakat daha sonra *radon* adını aldı. Radyum emanasyonu da radonun bir şekli olarak bulundu (Günümüzde kullanılan terimlerle toryum emanasyonu ve radyum emanasyonu, radonun iki farklı izotopudur: ^{220}Rn ve ^{222}Rn . Radonun bilinen yirmi kadar izotopu vardır). Ayrıca, toryum X de açıkça toryumdan farklı bir kimyasal elementtir; onun da radyum elementinin ayrı bir radyoaktif şekli olduğu daha sonra saptandı. (Toryum X, ^{224}Ra ’dur; sıradan radyum ise ^{226}Ra ’dur.) Demek ki toryum radyumun bir şekline dönüşür; sonra o da radonun bir şekline döner.

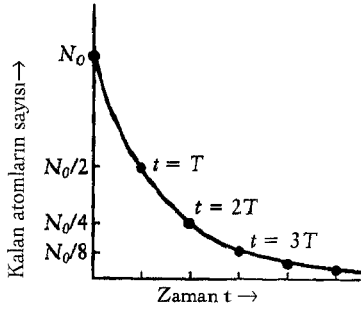
1903 tarihli “Radyoaktivitenin Nedeni ve Doğası” adlı bir çift klasik makalesinde Rutherford ve Soddy, radyoaktiviteyi, gerçekte, bir kimyasal elementin yüklü bir alfa ya da beta parçacığı salarak bir başka elemente dönüşmesi şeklinde yorumladılar. Bu çok iddialı bir yorumdu -elementlerin değişmemesi kimyanın bir aksiyomu olmuştu. Bunu izleyen yıl Rutherford, Londra’da Royal Society’de kuşkucu bir dinleyici kitlesi önünde Rutherford-Soddy “parçalanma kuramı”nı anlattı. Dinleyiciler arasında, daha sonra radyoaktivite üzerine bizzat bir inceleme yazısı hazırlayan Pierre Curie de vardı. Curie, bu yazısında, Rutherford ve Soddy’nin parçalanma kuramına değinmemiştir bile.

Toryum emanasyonu, radyoaktivitenin doğasına ilişkin bir başka can alıcı kavrayış daha sağladı. Rutherford, toryum emanasyonunun ürettiği radyoaktivite şiddetinin hızla azaldığına dikkat etmişti: Gazın belirli bir miktarı, bir dakika kadar sonra başlangıçtaki radyoaktivitenin sadece yarısına sahipti; iki dakika sonra sadece dörtte birine; üç dakika sonra sadece sekizde birine ve bu böylece sürüyordu. Rutherford'un yorumu, Soddy ile yazdığı makalelerde izah ettiği gibi şöyleydi: Toryum emanasyonunun her bir atomu, ne zamandan beri var olduğuna ve atom miktarına bağlı olmaksızın, her bir dakika içinde (aslında, her 54,5 saniyede) yüzde elli olasılıkla bir alfa parçacığı salar ve bir alfa parçacığı saldığı zaman, artık toryum emanasyonunun bir atomu olmaktan çıkar. (Kuşkusuz, alfa parçacığı salımı sadece 54,5 saniyelik aralıklarla meydana gelmez, her an olabilir.) Belirli miktarda toryum emanasyonu ile başlanırsa, 54,5 saniye sonra bunun yarısı gider; böylece örneğinizin radyoaktivitesi başlangıçtaki şiddetin yarısına inmiş olur. İkinci 54,5 saniyenin sonunda kalan toryum emanasyonunun gene yarısı yitmiştir; böylece radyoaktivite başlangıçtaki şiddetin yarısının yarısına, yani dörtte birine düşer ve bu böylece sürüp gider. Önemli noktalar şunlardı: Toryum emanasyonunun atomlarının alfa parçacıkları salma hızı diğer atomların varlığına bağlı olmadığına göre, bu, sıradan bir kimyasal tepkimeden farklı olarak tek-atom süreci olmalıdır ve bu hız atomun geçmişine bağlı olmadığına göre, alfa parçacığı salımı, yazı-tura oyunu gibi, olasılıkla ilgili bir süreç olmalıdır. Bir madeni para birçok kez atılır ve hep yazı gelirse, bir sonraki atışta tura gelmesi daha olasıdır düşüncesi yanlış bir inanıştır. Bu böyle değildir - para kusursuz biçimde simetrikse, yazı gelme olasılığı her atışta yüzde ellidir; iki atışta da yazı gelme olasılığı yüzde 25, üç atışta yüzde 12,5 ... ve bu da böylece sürüp gider. Bir toryum emanasyonu atomunun radyoaktif bozunumunda, sanki her 54,5 saniyede bir yazı-tura atılıyormuş ve sadece yazı geldiği sürece atom var olmaya devam ediyormuş gibidir. (Fakat radyoaktif bozunma, yazı-tu-

ra atmaktan farklı olarak, her an meydana gelebilir.) Bu rastlantısal davranışın nedeni, kuantum mekaniğinin nükleer fiziğe uygulandığı 1920'lerin sonlarıyla 1930'ların başlarına dek tam anlaşılamadı.

Benzer bir bozunma yasası izleyen diğer radyoaktif elementler de kısa sürede bulundu. Her biri için, kendisine özgü bir *yarı-ömür* vardır; bu, bir atomun yüzde 50 olasılıkla radyoaktif dönüşüme uğradığı süredir, ya da eşdeğer olarak, bir element örneğinin radyoaktivitesinin yarısını yitirdiği süre.* Toryum emanasyonu için yarı-ömür, gördüğümüz gibi, 54,5 saniyedir; radyum emanasyonu için bu süre 3,823 gün, toryum X için ise 3,64 gündür. (Bu yarı-ömrler, 3. Bölüm'de tartıştığımız izotopların keşfine yol açan ipuçlarından birini sağlamıştır. Toryum emanasyonu ve radyum emanasyonu aynı elementtir; yani her ikisi de radondur; fakat çok farklı yarı-ömrümlere sahiptirler.) Toryum, uranyum ya da radyumda radyoaktivitenin azalmasının gözlenememe nedeni, bu elementlerin (ya da, daha kesin ifadeyle, onların en yaygın izotoplarının) aşırı uzun-ömürlü olmalarıdır: Radyumun (^{226}Ra) yarı-ömrü 1600 yıl, toryumunki (^{232}Th) $1,41 \times 10^{10}$ yıl ve uranyumunki (^{238}U) $4,51 \times 10^9$ yıldır. Radyum, toryum ya da uranyum örneklerinde gözlenen radyoaktivitenin, büyük oranda toryum X gibi çok kısa-ömürlü ve

* İlle de yarı ya da yüzde 50 demek gerekmiyor; pekâlâ "üçte bir-ömür" de denebilirdi: Belirli bir element örneğinin radyoaktivitesinin, ilk şiddetin $\frac{1}{3}$ 'üne düştüğü zaman aralığı ya da eşdeğer olarak bir tek atomun yüzde $66\frac{2}{3}$ olasılıkla radyoaktif parçalanmaya uğradığı süre $\frac{1}{3} = \left(\frac{1}{2}\right)^{1,58}$ olduğundan, "üçte bir-ömür", 1,58 yarı-ömürdür. Aslında, radyoaktif parçalanmayı yarı-ömrler (ya da üçte bir-ömrler) cinsinden tanımlamak çok yaygın değildir; ortalama ömrler daha yaygındır. Ortalama ömür, her atomun radyoaktif parçalanmaya uğramadan önce var olduğu zaman aralığıdır. Ek H'de gösterildiği gibi, atomun kısa bir zaman aralığında parçalanmaya uğrama olasılığı, bu zaman aralığının ortalama ömre oranıdır. Ayrıca, ortalama ömür, 1,443 yarı-ömürdür. Örneğin, radyum 1600 yıllık bir yarı-ömre sahiptir; dolayısıyla ortalama ömrü $1,443 \times 1600$ yıl, yani 2310 yıldır. Öyleyse bir radyum atomunun 1 yılda bozunma olasılığı, 1 yıl/2310 yıl, yani yüzde 0,04'tür.



Yarı-ömür bozunum eğrisi. Her T zaman aralığından sonra, kalan atomların yarısı bozunmuştur.

çok aktif küçük miktarlardaki elementlerden kaynaklandığı doğrudur; fakat hızla bozunan bu elementler, ana elementlerin radyoaktivitesi vasıtasıyla sürekli türetilirler; dolayısıyla değişmeyen toryum veya radyum ya da uranyum örneğinde gözlenen yarı-ömür, ana elementin uzun yarı-ömrüdür. Rutherford ve Soddy olağan toryum örneğinden toryum X'i ayırdıkları zaman, radyoaktivite önce büyük oranda düşmüştü; fakat birkaç gün içinde toryumun bozunması yeniden toryum X türetince, radyoaktivite yeniden yükseldi. Bu yükselme, toryumun bozunumuyla üretilen toryum X miktarı bir dengeye ulaşınca, yani her bir saniyede üretilen toryum X miktarıyla alfa parçacığı salarak bozunanlar eşitleninceye kadar sürdü. Bundan sonra, toryum X miktarı, ana elementin $1,41 \times 10^{10}$ yıllık yarı-ömrüyle algılanamayacak derecede yavaş azaldı. Aynı zamanda, toryum örneğinden başlangıçta ayrılan toryum X, 3,64 günlük kendine özgü yarı-ömrüyle radyoaktivitesini yitirdi. Rutherford 1930'da asilzadelige yükseltildiğinde, radyoaktivite şiddetinin bu yükselme ve düşme eğrilerini baronluk armasına, kivi'nin altına koydu.

Okuyucu, yer kabuğunda bulunan bazı radyoaktif elementlerin örneğin radyumun, nasıl olup da yerin yaşından çok daha kısa yarı-ömre (radyum için 1600 yıl) sahip olduğuna şaşabilir. Bunun yanıtı şöyledir: Böyle elementlerin tümü, daha uzun-ömürlü elementlerin radyoaktif bozunumlarından mey-

dana gelirler; radyum örneğinde ana element uranyumdur. Bu şekilde üretilmeyen radyoaktif elementler, en azından birkaç yüz milyon yıllık yarı-ömre sahip olanlardır: uranyum ve toryum. Bu uzun-ömürlü elementler için bile, gözlediğimiz bolluklar, radyoaktif bozunma hızını yansıtırlar. Örneğin, uranyum iki uzun-ömürlü izotopa, yani $4,51 \times 10^9$ yıl yarı-ömürlü ^{238}U ile $7,1 \times 10^8$ yıl yarı-ömürlü ^{235}U izotopuna sahiptir. Bu izotopların, eski nesil yıldızların patlamalarında kabaca eşit miktarlarda üretildiklerine ve Güneş sisteminin oluştuğu yıldızlararası ortama atıldıklarına inanılmaktadır. Bugünkü gözlemlerimize göre, yerküremizdeki ^{235}U miktarı ^{238}U miktarının yalnızca 0,0072'si kadardır. Buradan, uranyumun çok öncele-ri oluştuğu ve bu uzun süre içinde kısa-ömürlü ^{235}U izotopunun çoğunun bozunduğu sonucunu çıkarıyoruz. Daha sayısal olmak gerekirse, 0,0072 yaklaşık $(\frac{1}{2})^7$ 'dir -yani $\frac{1}{2}$ 'nin kendisiyle yedi kez çarpımı- dolayısıyla uranyumun oluşmasından bu yana geçen ^{235}U ve ^{238}U yarı-ömürleri arasındaki fark yaklaşık 7 olmalıdır. Bu, 6×10^9 yıllık bir uranyum yaşı verir; çünkü buna göre ^{235}U , $8,5 \times 10^8$ yıl yarı-ömrü kadar yaşlıdır ve ^{238}U , $1,5 \times 10^9$ yıl yarı-ömrü kadar yaşlıdır; fark 7 yarı-ömürdür. (Bu tür hesaplar yapmak için gerekli formüller Ek H'de ele alınmaktadır.) Bu küçük hesap, Evrenimizin yaşı üzerine bir alt sınır koymada bize en güvenilir aracı verir: Evren'in yaşı en az 6×10^9 yıl olmalıdır.

Milyar yıllarla ölçülen doğal uranyum ve toryumun ömürleri kadar uzun yarı-ömürleri saptamak nasıl mümkündür? Yanıt, kesinlikle "biraz bekle ve radyoaktifliğin azalmasını gör" şeklinde değildir -zira azalma aşırı derecede yavaştır. Örneğin, Rutherford'un McGill'de bulunduğu dokuz yıl, toryumun yarı-ömürünün

$$\frac{9 \text{ yıl}}{1,41 \times 10^{10} \text{ yıl}} = 6,4 \times 10^{-10}$$

kadarlık bir kısmını temsil eder; Montreal'e gitmek üzere gemiyle yola çıktığı zaman Rutherford'un oraya gönderdiği toryum örneğinin radyoaktivitesi bu dokuz yılda sadece

$$\left(\frac{1}{2}\right)^{6,4 \times 10^{10}} = 0,99999999956$$

çarpanıyla azalmıştı. Bu azalma, günümüzün en iyi yöntemleriyle bile gözlenemez. Bunun yerine, tek tek atomların radyoaktif parçalanmalarını sayarak, örneğin bozunan atomdan çıkan alfa parçacıklarını bir çinko sülfür ekrana çarpıtıp ortaya çıkan parlamaları sayarak, yarı-ömür ölçülmelidir. Belirli bir radyoaktif element örneğinin saniyedeki parçalanma sayısını örnekteki atomların sayısına (bu sayı, Avogadro sayısını gram sayısı ile çarpıp atom ağırlığına bölerek saptanır) bölerek, bir tek atomun bir saniye içinde radyoaktif parçalanmaya uğrama olasılığı bulunur. Bu olasılıkların yüzde 50'yi oluşturması için geçmesi gereken zaman olarak yarı-ömür hesaplanır. Yerin yaşından çok daha uzun olan yarı-ömrüler, bu şekilde ölçülmüşlerdi; bugüne değin ölçülmüş bulunan en uzun yarı-ömür, teknetyum 122'nin 10^{22} yıl kadar olan yarı-ömrüdür. Bugünlerde birçok deney gurubu, hidrojen ya da oksijen gibi elementlerin (ki bunların mutlak şekilde radyoaktif olmadıklarına inanılmaktadır) olası çok zayıf radyoaktivitelerini arıyorlar; bunun için 5000 tona varan demir ya da su gibi sıradan malzemeleri gözleyerek, böyle radyoaktif bozunumlardan doğabilecek yüklü parçacıkların aniden ortaya çıkmalarını bekliyorlar. 5000 ton su $1,5 \times 10^{32}$ su molekülü (5×10^9 gram çarpı 6×10^{23} değerindeki Avogadro sayısı bölü 18 olan molekül ağırlığı) içerdiğine göre, molekül başına yılda 10^{-31} 'lik bir bozunma olasılığı, yılda 15 bozunma olayı verir; ki bu da saptanabilmelidir. Bu, proton ya da nötron için 10^{32} yıllık bir yarı-ömre karşılık gelir.

Bu arada, radyoaktivitelerinin azalma hızından ölçülebilecek kadar kısa yarı-ömrürlü, ama bilinen kütleli bir örnek toplaya-

cak ve radyoaktif parçalanmaları sayacak kadar da uzun yarı-ömürlü bazı radyoaktif elementler (örneğin radyum) vardır. Eğer örnekteki radyoaktif atomların sayısı doğru olarak hesaplanırsa, bu iki yoldan ölçülen yarı-ömürler kuşkusuz uyuşmalıdır. Radyoaktivitenin azalmasından ölçülen yarı-ömür, radyoaktif malzemenin birim saniyede gram başına parçalanma sayısı ile birlikte, bir başka yöntem olarak kullanılabilir. Böylece bir gramdaki atom sayısı hesaplanabilir, bu da doğrudan doğruya (atom ağırlığıyla çarpılarak) Avogadro sayısını verir. Bu yolla 1909'da Avogadro sayısı mol başına 7×10^{23} olarak saptanmıştı; fakat bu sonuç kısa süre içinde Millikan tarafından ölçülen çok daha doğru bir değere yerini bırakmıştı.

Yirminci yüzyılın ilk on yılında radyoaktivitenin fizikçileri çok rahatsız eden bir niteliğine henüz değinmedim. Alfa parçacıklarının elektriksel ve manyetik sapması üzerine 1903'te yaptığı deneylerinde Rutherford, radyumdan çıkan alfa parçacıklarının hızının $2,5 \times 10^7$ m/s, yani ışık hızının yaklaşık onda biri olduğunu bulmuştu. Şimdi, bir parçacığın kinetik enerjisinin $\frac{1}{2}$ çarpı kütle çarpı hızın karesi olması nedeniyle, bu hızdaki bir parçacığın kütle başına kinetik enerjisi

$$\frac{\text{Kinetik enerji}}{\text{Kütle}} = \frac{1}{2} \times (2,5 \times 10^7)^2$$

$$= 3 \times 10^{14} \text{ jul/kilogram}$$

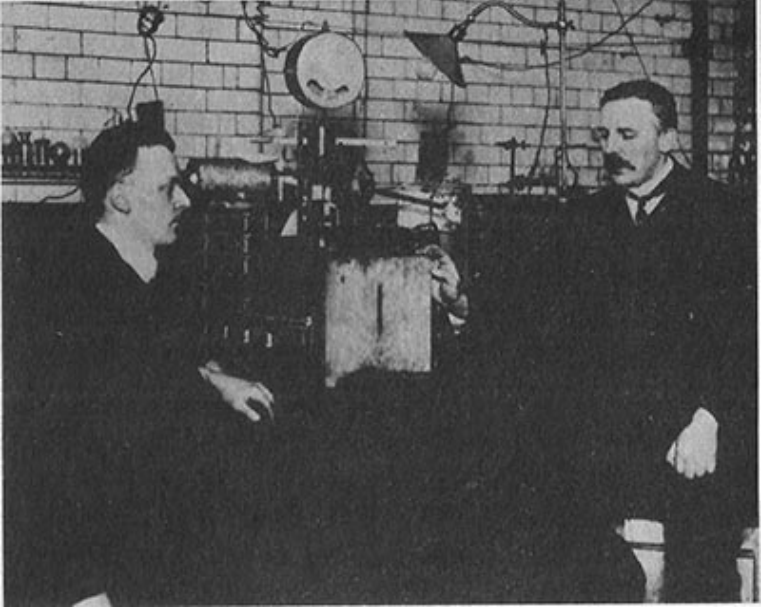
dır. Alfa parçacıklarının atom ağırlığı 4'tür (Rutherford 1906'ya kadar, bunun yaklaşık 1 olduğunu sanıyordu) ve radyumun atom ağırlığı 226'dır; dolayısıyla her alfa parçacığı, onu salan atomun kütlesinin 4/226'sına sahiptir. Buna göre, tüm atomları alfa parçacığı salarak bir başka elemente dönüştüğü zaman, bir kilogramlık radyumun saldığı enerji

$$\frac{4}{226} \times 3 \times 10^{14} = 5 \times 10^{12} \text{ J/kg}$$

kadardır.* Buna karşın, doğalgaz gibi yaygın yakıtların yanmasıyla salınan enerji, kilogram başına 5×10^7 juldür. Dolayısıyla, belirli bir radyum kütlesinin radyoaktif bozunumunda salınan enerji, sıradan kimyasal süreçlerde salınan enerjinin 10^6 katı kadardır. (1903'te Curie ve Laborde doğrudan radyoaktivite vasıtasıyla üretilen ısıyı ölçmüşler; bozunum ürünleriyle birlikte radyumun saatte gram başına 100 kalori ürettiğini bulmuşlardı -kaybolmasına izin verilmemesi durumunda birkaç saat içinde radyumu eritmeye yetecek bir ısıydı bu.) Rutherford ve Soddy, 1904 tarihli bir makalede şu sonuca varmışlardı: "Tüm bu incelemeler gösteriyor ki atomda gizli duran enerji, sıradan kimyasal değişimde özgür kalan enerjiye göre çok büyük olmalıdır." Bunun ardından, radyoaktif-olmayan sıradan atomlarda da benzer büyük enerjiler depo edilmiştir şeklinde dikkat çekici bir kestirimde bulundular. Kendi sözcükleriyle, "radyo-elementler diğer elementlerden kimyasal ve fiziksel davranışları açısından hiçbir farklılık göstermezler... Dolayısıyla, bu büyük enerji birikimine sadece radyo-elementlerin sahip olmasını var saymak için hiçbir neden yoktur." Daha da ileri giderek, bunun, yıldızların yaydığı enerjinin kaynağı konusundaki eski bilmeceyi çözebileceğini öne sürdüler: "Bileşen öğelerin iç enerjisinin var olduğu düşünülürse, yani atomaltı değişim süreçleri söz konusuysa; Güneş enerjisinin tükenmemesi... hiçbir temel güçlük içermez."²

Rutherford, radyoaktivitede enerjinin korunumu ilkesinin geçerliliği konusunda asla kuşku duymamıştı. Toryum emanasyonu atomlarının radyoaktivitesinde salınan enerjinin tamı tamına, toryum X atomlarının radyoaktif bozunumuyla oluşturuldukları zaman bu atomlarda depolanan enerji olduğunu ve tor-

* Ashında Rutherford bu hesabı çok daha dolambaçlı bir yoldan yapmıştı. Alfa parçacığının kütlesini kestirmek için (o zamanlar iyi bilinmeyen) Avogadro sayısını kullanmıştı; tek tek alfa parçacıklarının kinetik enerjisini hesaplamak için bu kütleyi kullanmış ve sonra (gene Avogadro sayısından saptanmış olan) radyum atomunun kütlesine bölerek radyum kütlesi başına üretilen enerjiyi elde etmişti. Yanıtın, bizim hesapladığımızla aynı olduğunu ve aslında sonucun Avogadro sayısı için benimsenen değerden bağımsız olduğunu görmek kolaydır.



Rutherford ve Hans Wilhelm Geiger

yum X'in radyoaktivitesinde salınan enerjiyle birlikte bu depolanan enerjinin de, tamı tamına toryum atomlarının radyoaktif bozunumuyla oluşturuldukları zaman toryum X atomlarında depolanan enerji olduğunu kabul etmişti. (Bu pek açık değildi; Pais*, radyoaktif maddelerin enerjilerini bir dış kaynaktan çekebilecekleri konusunda tahmin yürütenler arasında, Curieleri, Lord Kelvin'i ve Jean Perrin'i sayar.) Fakat bu atomlar böylesine büyük enerji miktarlarını hangi yolla depolarlar? Doğal toryumun ana atomlarında bu enerji nasıl depolanmıştı? Bu enerji niçin atomun bir kimyasal element değişimleri zinciri içinde, her değişimde bir alfa ya da beta parçacığı eşliğinde salınır? Çekirdeğin ve onun yapıtaşlarının keşfine kadar bu sorular yanıtlanamazdı.

* Kitabın sonundaki "Okuma Notları"na bakınız.

Çekirdeğin Keşfi

Rutherford'un 1907'de Manchester'a gelişinden kısa bir süre sonra, çalışmalarına, genç bir Alman olan ve doktora-sonrası araştırmalar yapan Hans Wilhelm Geiger (1882-1945) ve Yeni Zelanda'dan daha da genç bir öğrenci Ernest Marsden katıldı. Geiger, ince metal levhalardan geçerken alfa parçacıklarının saçılması üzerine bir araştırma programına başladı; bu ilk kez 1906'da McGill'de Rutherford tarafından incelenen bir olguydu. Bir radyum kaynağından çıkan alfa parçacıkları bir ekran üzerindeki dar bir yarığa düşürülüyor ve böylece yarıktan ince bir alfa parçacığı demeti ortaya çıkıyordu. Daha sonra bu demet ince bir metal levhadan geçiriliyordu. Levhanın atomlarının yakınından geçerken alfa parçacıklarının yolları biraz eğileceği için, levha demetin yayılmasına neden oluyordu. İşte böyle bir deneyde, levhadan geçtikten sonra demetin bir çinko sülfür tabakası üzerine düşmesi sağlanarak demetteki yayılma ölçülmüştü. Zira çinko sülfür tabakası üzerine tek bir alfa parçacığı bile çarparsa görünür bir ışık parıltısı yayar. Geiger 1908'de, saçılan parçacıkların sayısının, saçılma açısının artmasıyla hızla düştüğünü ve birkaç dereceden daha büyük açılarda saçılmış alfa parçacıklarının gözlenmediğini bildirmişti.⁵

Buraya kadar beklenmedik bir şey yoktu. Ama 1909'da Rutherford, her nedense, bazı alfa parçacıklarının demetin ilk doğrultusundan çok büyük açılarda saçılıp saçılmadıklarını kontrol etme düşüncesine kapıldı. İşte Rutherford'un son derslerinin birinden alıntılanmış, olup bitenler hakkındaki anıları:

Bir gün Geiger bana geldi ve "Radyoaktif yöntemler konusunda eğittiğim genç Marsden'in küçük bir araştırmaya başlaması iyi olmaz mı?" diye sordu. Ben de öyle düşünüyordum, bu nedenle "Büyük açıda saçılan alfa parçacıklarının var olup olmadığına neden bakmasın?" dedim. Ama size güven içinde söyleyebilirim ki, olabileceğine de inanmıyordum. Çünkü biliyordum ki alfa parçacığı çok büyük

enerjili çok hızlı bir parçacıktı ve eğer saçılma çok sayıda küçük saçılmanın birikmiş etkisiyle oluyorsa, bir alfa parçacığının geriye saçılma şansının çok küçük olduğunu gösterebilirdiniz. Ama iki ya da üç gün sonra Geiger'in büyük bir heyecanla bana gelip "Geriye seken birkaç alfa parçacığı yakalamayı başardım..." dediğini hatırlıyorum. Hayatımda başıma gelmiş en inanılmaz olaydı bu. Neredeyse bir kâğıt peçete parçasına 40 santimetrelik bir gülleyi fırlatıp onun geri gelmesi ve size çarpması kadar inanılmazdı! ⁴

Rutherford'un buna gerçekten şaşırp şaşırmadığı bilinmez, ama birçok fizikçi şaşırmıştı. Bu büyük açılı saçılmaların 1911'de Rutherford'u atom çekirdeği kavramına nasıl götürdüğünü izah etmenin gerekçeleri çok uzundur.

Önce, yukarıdaki alıntıda Rutherford'un değindiği gibi, bir alfa parçacığının büyük açılı saçılmasını çok sayıda küçük açılı saçılma biçiminde açıklamak neredeyse olanaksızdır. Geiger ve Marsden 1909'da, radyum C'den (doğal radyumun ikinci kuşak ürünü) çıkan alfa parçacıklarının ince bir altın levhadan (4×10^{-6} cm kalınlığında) geçerkenki saçılmalarında en olası açının $0,87^\circ$ olduğunu; fakat yaklaşık her 20.000 alfa parçacığından birinin geri (yani 90° 'den daha büyük açıda, ki bu en olası açının 100 katından da büyüktür) saçıldığını bulmuşlardı. Matematiksel olasılık kuramında ünlü bir teorem vardır; limit merkez teoremi denen bu teorem, istatistiksel açıdan bağımsız ve her yönde olabilen birçok küçük artıştan oluşan bir nicelik için belirli bir değer bulmanın olasılığına ait bir formül verir. Bu formüle göre, böyle bir niceliğin, en olası değerinin (ya da, daha kesin söylersek, ortalama karenin karekök değerinin) 100 katından daha büyük bir değere sahip olma olasılığı sadece $3 \times 10^{-21/4}$ 'dür. Evren'in tüm maddesi alfa parçacıklarından oluşmuş olsa ve bu alfa parçacıklarının her biri saniyede milyarlarca kez bu ince altın levhaya fırlatılsa bile, böylesine olanaksız bir olayın Evren'in tarihinde bir kez gerçekleşmesi olasılığı tümünden ih-

mal edilebilir derecededir!.. Rutherford'un saptadığı gibi, bir alfa parçacığının bir atomla bir *tek* karşılaşmada büyük bir açıyla sapması hatırı sayılır bir olasılıksa, ancak o zaman bu büyük açılı saçılmalar izah edilebilir.

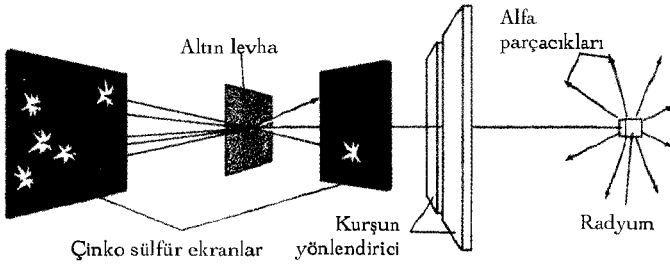
Bununla birlikte, alfa parçacıkları öylesine büyük enerjiler taşıyorlardı ki, yüklü bir atomik parçacıkla bir tek karşılaşmada büyük bir açıyla saptırılabilmeleri için, aşırı şiddetli elektrik alanlarına maruz kalmaları ve dolayısıyla karşılaştıkları yüklü parçacığın çok yakınına ulaşmaları gerekir. Rutherford'un 1911 tarihli makalesinde bu amaç için kullandığı küçük bir hesaplamayla bunu sayıya dökebiliriz. Özellikle basit bir örnek alalım: Bir alfa parçacığı altın atomunun içinde bulunan bir tür ağır ve artı yüklü parçacığa doğru fırlatılsın; ama atomik parçacıkla arasındaki itici elektrik kuvveti onu durdursun ve sonra geri sekip kendi kaynağına doğru geri dönsün; tıpkı sert bir duvara fırlatılan lastik bir top gibi... Alfa parçacığı artı yüklü atomik parçacıktan çok uzakken, enerjisi, sadece hareket enerjisidir (64. sayfaya bakın) :

Başlangıçtaki kinetik enerji = $\frac{1}{2} \times \text{alfa parçacığının kütlesi} \times (\text{alfa parçacığının ilk hızı})^2$

Alfa parçacığı, atomik parçacığın yakınında durdurulduğu anda, tüm kinetik enerjisi, itici elektrik kuvvetine karşı iş yapmaya harcanmıştır; dolayısıyla başlangıçtaki kinetik enerji bu iş miktarına eşit olmalıdır. İş, kuvvet çarpı uzaklıktır; bu ifadede kuvveti Coulomb Yasası verir:

$$\text{Kuvvet} = \frac{k_e \times \text{alfa parçacığının yükü} \times \text{atomik parçacığın yükü}}{(\text{Alfa parçacığı ile atomik parçacık arasındaki uzaklık})^2}$$

k_e , $8,987 \times 10^9$ newton-metre²/coulomb² değerindeki evrensel sabittir (40. sayfaya bakın). Bununla beraber, alfa parçacığı ile atomik parçacık arasındaki uzaklık azaldıkça kuvvet değişir ve alfa parçacığı sonsuzdan geldiği için kat edilen toplam uzaklık gerçekten de sonsuzdur; dolayısıyla burada işi elde etmek için basitçe kuvvetle uzaklığı çarpamayız. Gene de, Ek I'da görüldüğü gibi, alfa parçacığını sonsuzdan alıp atomik parçacığın ya-



Alfa parçacıkları ve altın levha ile Geiger-Marsden'in saçılma deneyi

kınına belirli bir uzaklığa kadar getirene dek yapılan iş, yukarıdaki formülü bu uzaklıkla çarparak (ki bu, paydadaki uzaklık çarpanından birini götürür) doğru şekilde hesaplanır:

$$\text{Alfa parçacığını atomik parçacıktan belirli bir uzaklığa getirene kadar yapılan iş} = \frac{k_e \times \text{Alfa parçacığının yükü} \times \text{Atomik parçacığının yükü}}{\text{Uzaklık}}$$

Şimdi alfa parçacığının başlangıçtaki kinetik enerjisini, onu atomik parçacığa en yakın noktaya getirene dek yapılan işe eşitleyerek, şu denklemleri buluruz:

$$\frac{1}{2} \times \text{Alfa parçacığının kütlesi} \times \left(\text{Alfa parçacığının ilk hızı} \right)^2 = \frac{k_e \times \text{Alfa parçacığının yükü} \times \text{Atomik parçacığının yükü}}{\text{En çok yaklaşma durumunda alfa parçacığı ile atomik parçacık arasındaki uzaklık}}$$

Artık en çok yaklaşma durumundaki uzaklığı hesaplamak kolaydır:

$$\text{En çok yaklaşma durumunda alfa parçacığı ile atomik parçacık arasındaki uzaklık} = \frac{2 \times k_e \times \text{Atomik parçacığının yükü}}{\text{Alfa parçacığının kütle/yük oranı} \times \left(\text{Alfa parçacığının ilk hızı} \right)^2}$$

Şimdi sayıları yerine koyabiliriz. Geiger-Marsden deneylerinde alfa parçacıklarının hızı saniyede $2,09 \times 10^7$ metreydi ve alfa parçacıklarının kütle/yük oranı coulomb başına 2×10^{-8} kilogram olarak biliniyordu. (Her iki nicelik de, Thomson'un bilinen

elektrik ve manyetik alanlar tarafından saptırma yöntemiyle ölçülmüştü). Varsayılan atomik parçacığın yükü kuşkusuz Rutherford tarafından bilinmiyordu; öyleyse bu yükün, Millikan tarafından ölçülen $1,64 \times 10^{-19}$ coulombluk temel elektronik yükün Z katı olduğunu varsayalım. Buna göre, en çok yaklaşma durumunda alfa parçacığı ile atomik parçacık arasındaki uzaklık

$$\frac{2 \times (8,987 \times 10^9 \text{ N.m}^2/\text{C}^2) \times Z \times (1,64 \times 10^{-19} \text{ C})}{(2 \times 10^{-8} \text{ kg/C}) \times (2,09 \times 10^7 \text{ m/s})^2} = 3 \times Z \times 10^{-16} \text{ m}$$

olmalıdır. Atomik parçacık elektron yükünün yüzlerce katını taşısa bile, en çok yaklaşma uzaklığı 10^{-13} metreden daha az olmalıdır. Bu, gerçekten de çok küçük bir uzaklıktır; 3. Bölüm'de anlatıldığı gibi, altının yoğunluğundan yaklaşık olarak hesaplanan altın atomlarının boyutunun 1/1000 kadarı... Şurası açıktır ki, alfa parçacıklarının büyük açılı saçılmaları, atom kadar büyük cisimler ile değil de, atomun içinde bulunan iyice küçük parçacıklar ile çarpışmalardan ileri gelmektedir.

Bir alfa parçacığının varsayılan artı yüklü bir atomik parçacıkla kafa kafaya çarpışmasını anlattım; fakat bir alfa parçacığı eksi yüklü bir parçacık tarafından da geriye doğru saptırılabilir-di. Varsayalım ki alfa parçacığı eksi atomik parçacığa doğru, fakat onu iskeleyecek doğrultuda fırlatılsın; bu durumda alfa parçacığı çekici elektriksel kuvvetin etkisi altında atomik parçacığın etrafında çok dar bir hiperbolik yörünge üzerinden neredeyse geldiği doğrultuda sonsuza geri dönecektir. Tıpkı Güneş'e yaklaşıp Güneş sistemine bağlanamayan bir kuyruklu yıldız gibi... Bu örnekte, alfa parçacığı kendisini saptıran eksi yüklü parçacığa artı yüklü parçacığa yaklaştığından daha fazla yaklaşır.

Eksi yüklü bir atomik parçacık ilke olarak büyük açılı alfa parçacığı sapmasına yol açabilse bile, Rutherford, gözlemlediği büyük açılı sapmaların elektronlar ile çarpışmalardan kaynaklanamayacağından çok emindi. Elektronlar, alfa parçacıklarının hareketine büyük etkiler yapacak çarpışmalar için çok, ama çok

hafiftirler. Bir bilaro topu bir başka bilaro topuyla çarpıştı-
ğında, büyük bir açıyla sapabilir; fakat duran bir pingpong to-
puna çarparsa, pingpong topu bilaro masasına yapışık olmadı-
ğı sürece, bilaro topunun hareketine pek bir şey olmaz.

Fiziğın büyük korunum ilkelerinden birini, momentumun korunumu yasasını kullanarak, bu olgu çok daha nicel hale ge-
tirilebilir. Bir parçacığın momentumu, kütlesiyle hızının çarpı-
mı olarak tanımlanır; dolayısıyla bir parçacığın momentumu-
nun değışim hızı, kütlesiyle ivmesinin (hızının zamanla değışi-
minin) arpımına eşittir; ki bu, İkinci Newton Yasası uyarınca,
parçacığın etkiyen kuvvetin ta kendisidir. Momentum, kuvvet,
hız ya da ivme gibi (fakat enerji ya da yükten farklı olarak) yn-
l bir niceliktir ve üç doğrultudaki (diyelim ki kuzey, doğu ve
yukarı) bileşenlerinin verilmesiyle belirtilebilir. Newton'un
nc Yasası, bir parçacığın bir diğer parçacığın uyguladığı
kuvvetin, ikinci parçacığın birinciye uyguladığı kuvvete büyük-
lke eşit ve ynce zıt olduğunu söyler; dolayısıyla aynı şey mo-
mentumun değışim hızı için de doğru olmalıdır. Herhangi bir
kısa zaman aralığında parçacıklardan birinin bir bileşeninde
meydana gelen artma, diğer parçacığın sahip olduğu momentu-
mun aynı bileşenindeki azalmayla dengelenir ve momentumun
her bir bileşeninin *toplam* değeri sabit kalır.

Duran yüklü bir atomik parçacığın doğru fırlatılan ve sonra
ya tam geri dönen ya da aynı yönde devam eden bir alfa parça-
cığın basit örneğine bu nasıl uygulanır? Burada sadece bir doğ-
rultudaki -alfa parçacığının ilk hareketinin doğrultusu- momen-
tum bileşenini almamız gerekir; böylece çarpışmada sağlanması
gereken iki koşul vardır: momentumun bu bileşeninin korunu-
mu ve enerjinin korunumu. Alfa parçacığının ilk hızı verildiğin-
de, geriye iki bilinmeyen kalır: alfa parçacığının son hızı ve çarpı-
ılan atomik parçacığın geri tepme hızı. İki koşul ve iki bilinme-
yenle, bize çarpışmada neler olduğunu söyleyen tek bir çözüm
bulabiliriz (bak. Ek J). Bu zm, eğer alfa parçacığının kütle-
si atomik paracığınkinden küçükse, alfa parçacığının geri se-

keceğini; yok eğer alfa parçacığının kütlesi atomik parçacığınınkinden büyükse, ileri doğru olan hareketini sürdüreceğini gösterir. Nedeni şudur: Alfa parçacığının geriye sekmesi ya da ileriye devam etmesi halleri arasındaki ayrım noktasında, alfa parçacığı tam durgun halde bulunmalıdır; dolayısıyla tüm momentumu ve kinetik enerjisi çarpılan atomik parçacığa verilmelidir. Momentum ve kinetik enerji farklı formüllerle verilir (biri, kütle çarpı hızdır; diğeri, bir-bölü-iki çarpı kütle çarpı hızın karesidir); böylece çarpışmada alfa parçacığının tam durgun hale geldiği özel durumda alfa parçacığının çarpmadan önceki ve atomik parçacığın da çarpmadan sonraki momentumlarının ve kinetik enerjilerinin eşit olması için, alfa parçacığı ve atomik parçacığın hem kütleleri ve hem de sırasıyla ilk ve son hızları eşit olmalıdır. Geiger ve Marsden parçacıkların altın levhadan neredeyse tam geriye saçıldıklarını gözlemişti; bu nedenle Rutherford parçacıkların en azından kendileri kadar ağır bir parçacığa çarpmış oldukları sonucuna varmıştı. Elektronlar alfa parçacıklarından yaklaşık 8.000 kat daha hafiftir; bu nedenle büyük açılı saçılmadan sorumlu atomik parçacık olarak hiç hesaba katılmazlar.

Atomun doğası hakkındaki bugünkü bilgi birikimimiz nedeniyle, alfa parçacıklarının büyük açılı saçılması problemini anlatırken “kartları hileli dizdim”. Açıkladığım gibi, bu saçılmalar, atomdan değil de, çok daha küçük ve en azından bir alfa parçacığı kadar ağır ve yüklü atomik parçacıklarla çarpışmalar nedeniyle olmalıdır. Ayrıca, atomun içinde, elektronların eksi yüklerini karşılamak üzere bazı artı elektrik yüklerinin yer alması ve atomun kütlesinden sorumlu, elektronlardan çok daha ağır bir şeylerin bulunması gerektiğini görmüştük. Nihayet, Lenard’ın gözlemlerinde görüldüğü gibi, katot ışınları gazların içinde büyük uzaklıklar kat edebildiklerine göre, atomların içi çoğunlukla boş olmalıdır. Atomun, kütlesinin büyük kısmını içeren ve artı yük taşıyan küçük bir merkezi göbeğe ya da çekirdeğe sahip olduğunu; bu çekirdeğin eksi elektronları çekerek kendi etra-

finda bir yörüngede tuttuğunu varsaymaktan daha doğal ne olabilir?

Sonuca bu şekilde ulaşmak, Rutherford'un büyük açılı saçılmayı kolayca açıkladığı biçiminde tamamıyla yanıltıcı bir izlenime yol açabilir. Oysa aklından birçok yanlış açıklama geçmiş olmalıdır. Belki alfa parçacığı tek tek atomlar ya da atomaltı parçacıklar tarafından saçılmayıp, altın levhanın büyükçe bir kısmıyla etkileşmelerin bir sonucu olarak saçılır. Belki de alfa parçacığı, atomdaki elektronlar tarafından, ama gelen alfa parçacığına doğru aşırı büyük hızlarla hareket eden elektronlar tarafından saçılıyordur. Belki saçılmadan sorumlu kuvvetler, elektriksel çekme ya da itmeyle ilgili değildir. Belki de atomların içinde momentum ve enerji korunmamaktadır. Ve buna benzer şeyler... Rutherford bu tür açıklamaları da bir ara ele almış ve sonra reddetmiş midir bilmiyoruz. (Bilim adamları, işlemediği anlaşılan düşünceleri yayımlamaktan genellikle kaçınırlar.) Kesin olarak bildiğimiz, Rutherford'un 1911 yılına gelindiğinde "atom, çevresi elektronlarla sarılı, küçük, ağır ve artı yüklü bir çekirdekten oluşmuştur" düşüncesi üzerine yoğunlaşmış olduğuydu. Geiger şunu hatırlıyor: "1911'in başlarında bir gün Rutherford, belirgin bir neşeye odama gelmiş ve bana atomun neye benzediğini ve alfa parçacıklarının büyük sapmalarını nasıl açıklayacağını artık bildiğini söylemişti."⁵ Rutherford, atom çekirdeği düşüncesine iyice sarılmıştı.

Rutherford'un sonuçları, 7 Mart 1911'de Manchester Edebiyat ve Felsefe Derneği'nde okunan bir makaleyle duyurulmuştu.⁶ Şu mutlu rastlantıya bakın ki, 1800'lerin ilk yıllarında Dalton da atom ağırlıklarıyla ilgili sonuçlarını bu derneğin bir toplantısında sunmuştu. Rutherford'un konuşmasının sadece bir özeti günümüze ulaşmıştır; fakat 1911'de daha sonra *Philosophical Magazine* dergisine " α ve β Parçacıklarının Madde Tarafından Saçılması ve Atomun Yapısı" başlıklı uzun bir makale yollamış; orada bu çalışmasını ayrıntılı biçimde anlatmıştır.⁷ Rutherford'un çalışmasının önemli tarafı, sadece doğru

düşünceyi -bir atom, yörüngelerde dönen elektronlarla sarılı, küçük, ağır ve artı yüklü bir çekirdekten oluşmuştur- yakalamış olması değil, fakat onu sınamak için bir yol bulmuş olmasıydı.

Rutherford'un kullandığı çözümleme, 1911'den beri atomların, çekirdeklerin ve temel parçacıkların yapılarının incelenmesinde sayısız kez tekrarlanmış bir çözümlemedir. Atomun doğasına ilişkin bir varsayımı, örneğin Rutherford'un bir elektron bulutuyla sarılı küçücük artı yüklü bir çekirdek biçimindeki varsayımını sınamak istediğimizi düşünelim. Bir gökbilimci Güneş sisteminin içinden geçen bir kuyruklu yıldızın hiperbolik yörüngesini nasıl hesaplıyorsa, biz de bu varsayımı Newton mekaniğiyle birlikte kullanarak, atoma doğru fırlatılmış bir alfa parçacığının hiperbolik yörüngesini hesaplayabiliriz.* Kuşkusuz, atomun içi görülemez; dolayısıyla ilginç olan şey, ölçülebilen bir şeydir: saçılma açısı, yani alfa parçacığının sonsuzdan geldiği ilk doğrultu ile çarpışmadan sonra tekrar sonsuza doğru uzaklaştığı doğrultu arasındaki açı. Ne yazık ki bu saçılma açısı belirli değildir; alfa parçacığının atoma yaklaştığı çizgiye bağlıdır. Bu bağlılığı *vurma parametresi* (yani hiç saptırılmasaydı, alfa parçacığının çekirdek merkezini ıskalayacağı uzaklık) cinsinden ifade etmek elverişlidir. Örneğin, artı Z elektronik yüklü bir çekirdeğe saniyede $2,09 \times 10^7$ metrelik bir hızla ve $1,5 \times 10^{-16}$ metrelik bir vurma parametresiyle yaklaşan bir alfa parçacığı için, saçılma açısı 90° olarak hesaplanabilir. (Böyle hesaplamalarda kullanılan formüller için Ekler'e bakınız. Bu arada, 90° gibi büyük bir saçılma açısı veren vurma parametresinin, bizim daha önce hesapladığımız kafa kafaya çarpışma için en yakın yaklaşma uzaklığıyla aynı büyüklük basamağında çıkması bir rastlantı değildir. Bu durumların her ikisinde de, alfa parçacığı çekirdeğe o kadar yaklaşır ki, başlangıçtaki kinetik enerjisi büyük ölçüde çekirdeğin elektriksel itmesine karşı yapılan işe harcanır; ki bu da şiddetle saptırılması için gerekli bir koşuldur.)

* 152. sayfadaki dipnota bakınız.

Deneyssel verileri çözümlemek için, bu tür hesaplamaların sonuçlarını nasıl kullanabiliriz? Bir kere, alfa parçacıkları belirli atomları hedef almazlar; sadece aşırı sayıda görünmeyen atom içeren bir levhaya doğru körü körüne fırlatılırlar. Rutherford'un bulduğu yanıt, çözümlemenin, bilinen bir vurma parametresiyle bir atoma doğru yollanan tek bir alfa parçacığı için saçılma açısının ölçülmesiyle değil de; rasgele vurma parametreleriyle bu ya da şu atomun yakınından geçen birçok alfa parçacığı için saçılma açılarının dağılımını ölçerek istatistiksel olarak yapılmasıdır.

Örneğin, tüm alfa parçacıklarından en azından belirli bir açıyla, diyelim ki 1° , 90° , 179° ya da her kaçsa, saçılmış olanların oranını ölçmek isteyelim. Saçılmanın meydana gelmesi için, vurma parametresinin belirli bir değerden daha küçük olması gerekir; yukarıdaki örnekte, alfa parçacığının en azından 90° ile saçılmış olması için vurma parametresi $1,5 \times Z \times 10^{-16}$ metre olmalıydı. En azından belirli bir açıda saçılan alfa parçacıklarının oranını hesaplarken her çekirdek gelen alfa parçacığıyla karşılaşan küçük bir disk olarak düşünülebilir; diskin yarıçapı, böyle bir saçılma için en büyük vurma parametresi neyse, o kadar olacaktır: Sadece bu disklerden birine çarpan alfa parçacıkları, bu belirli açıyla ve daha büyük açılarla saçılacaktır. Dolayısıyla, en azından bu belirli açıyla saçılan alfa parçacıklarının oranı, basitçe levhanın alanının bu disklerle doldurulma oranına -bir başka deyişle, levhanın birim alanında bulunan ortalama atom sayısı *çarpı* bir diskin alanı *bölü* levhanın tüm alanına- eşittir.

Bir dairenin alanına ait ünlü formüle göre, her bir diskin alanı, π ile en azından verilen açıyla saçılma için gereken en büyük vurma parametresinin karesinin çarpımına eşittir. Bu alan, ilgilendiğimiz saçılma açısına bağlıdır. Bu, açıkça herhangi bir fiziksel diskin gerçek alanı değildir; fakat çeşitli açılarda saçılma olasılığını saptayan temel niceliktir ve dolayısıyla atomun *etkin tesir kesiti* adını alır. Çağdaş fiziğin temel çabasını bu gibi tesir kesitlerinin ölçülmesi oluşturmaktadır.

Örneğin, Geiger-Marsden deneylerinde alfa parçacıklarının 90° 'den büyük açılarda saçılması için en büyük vurma parametresinin $1,5 \times Z \times 10^{-16}$ metre olarak hesaplandığını görmüştük. (Z 'nin, elektron yük birimi cinsinden çekirdeğin yükü olduğunu hatırlayınız.) Dolayısıyla etkin tesir kesiti

$$\pi \times (1,5 \times Z \times 10^{-16} \text{ m})^2 = 7 \times Z^2 \times 10^{-32} \text{ m}^2$$

olarak bulunur. Ayrıca, levhanın bir metrekaresinde bulunan altın atomlarının sayısını şöyle hesaplarız: Altının $1,93 \times 10^4 \text{ kg/m}^3$ değerindeki yoğunluğunu levhanın $4 \times 10^{-7} \text{ m}$ olan kalınlığıyla çarparak levhanın bir metrekaresinin kütlesini buluruz; bunu da bir altın atomunun kütlesine (ki, altının 197 olan atom ağırlığıyla $1,7 \times 10^{-27} \text{ kg}$ olan birim atom ağırlığının çarpımına eşittir) bölmemiz yeter. Bu işlemler şu sayıyı verir:

$$\frac{(1,93 \times 10^4 \text{ kg/m}^3) \times (4 \times 10^{-7} \text{ m})}{197 \times (1,7 \times 10^{-27} \text{ kg})} = 2,3 \times 10^{22} \text{ atom sayısı/m}^2$$

Buna göre, levhanın bir metrekaresinde bizim hayali küçük disklerimizin kapladığı toplam alan, atomların sayısı olan $2,3 \times 10^{22}$ ile her diskin alanı olan $7 \times Z \times 10^{-32} \text{ m}^2$ 'nin çarpımı, yani $1,6 \times 10^{-9} Z^2 \text{ m}^2$ 'dir; böylece alfa parçacığının bu hayali disklerden birine vurma olasılığı ve dolayısıyla en azından 90° (yani 90° ve daha büyük) açılarla saçılma olasılığı $1,6 \times 10^{-9} Z^2$ 'dir. (Bunun 1'den çok çok küçük olması, bazı disklerin birbiriyle örtüşmesi olasılığını ihmal edebileceğimizi gösterir.) Geiger ve Marsden bu olasılığı 20.000 de 1, yani 5×10^{-5} olarak ölçmüşlerdi; dolayısıyla buradan, çekirdeğin Z elektrik yükünün yaklaşık olarak

$$Z \approx \sqrt{\frac{5 \times 10^{-5}}{1,6 \times 10^{-9}}} = 180$$

olması gerektiği sonucunu çıkarmak olasıdır. Bu çok iyi bir değer değildir; şimdi biliyoruz ki, altın atomunun çekirdeği 79 elektronik birimlik bir elektrik yüküne sahiptir. Bununla birlik-

te, Geiger ve Marsden 1909'da saçılma olasılıklarının kesin bir ölçümünü amaçlamamışlardı zaten; dolayısıyla yukarıdaki uyuşmazlıkta şaşılacak bir yan yoktur. Aslında Rutherford 1911 tarihli makalesinde Geiger ve Marsden'in küçük açılı alfa parçacıkları saçılması üzerine olan daha kesin verilerini kullanmış ve altının Z çekirdek yükü için bir kez 97 değerini ve bir başka kez ise 114 değerini bulmuştu. Rutherford çeşitli elementlerin Z değerlerini hesaplamak için, J. A. Crowther'in beta ışınlarının saçılması üzerine olan verilerini de kullanmıştı. Onun bu sonuçları, bugünkü değerlerle karşılaştırmalı biçimde, Tablo 4.1'de görülmektedir. Rutherford'un Z sonuçlarının neden düzenli bir şekilde hep çok yüksek çıktığını bilemiyorum; fakat bu sonuçlar en azından doğru büyüklük basamağındaydılar ve beklendiği gibi, çekirdek yükünün atom ağırlığıyla orantılı olarak arttığını gösteriyorlardı.

Çekirdek yükünün bu kaba ölçümlerinden çok daha önemli olan, Rutherford'un "saçılmaya, çok küçük, ağır ve yüklü bir çekirdek yol açmaktadır" şeklindeki varsayımının doğrulanmasıydı. Rutherford belirli bir açıyla saçılmaya yol açan vurma parametresini hesaplamıştı; daha sonra bunun karesini alıp π ile çarparak, bu açıyla veya daha büyük açılarla saçılma için etkin tesir kesitini vermişti.* Örneğin, Rutherford formülüne göre, en azından 135°'lik açıyla saçılma etkin tesir kesiti, en azından 90°'lik açıyla saçılma için olandan 0,00196 çarpanı kadar daha küçüktür. Görmüş olduğumuz gibi, çeşitli açılarda saçılan alfa parçacıklarının oranı, tam olarak bu tesir kesitleri ve levhanın

* Vurma parametresi ile saçılma açısı arasındaki bağıntı için doğru yanıt bulma konusunda Rutherford şanslıydı. Genelde böyle hesaplamalar kuantum mekaniği yöntemleriyle yapılmalıdır; çekirdek fiziğinin tipik enerjileri ve kütleleri için kuantum mekaniğinin sonuçları, Rutherford'un yaklaşımı aracılığıyla elde edilebilecek sonuçlardan çok farklıdır; Rutherford'un yaklaşımında saçılan parçacıkların yörüngeleri klasik Newton mekaniği kurallarıyla hesaplanır. Saçılma problemleri için kuantum yaklaşımı ile klasik yaklaşımın tamamıyla aynı sonucu verdiği sadece bir tek örnek vardır: uzaklığın karesiyle azalan kuvvetler örneği... Şans eseri Rutherford'un ilgilendiği de, kuşkusuz tam bu örnekti. Thomson'un "üzümlü kek" atom modeli doğru çıksaydı; o zaman Rutherford'unki gibi klasik hesaplamalar tesir kesiti için yanlış sonuçlar verebilirdi ve kuantum mekaniği gelişinceye değin, Geiger-Marsden deneyinin sonuçlarını yorumlamak mümkün olamazdı.

Tablo 4.1. Rutherford'un hesapladığı atom numaraları

Element	Atom ağırlığı	Elektron yük birimi cinsinden çekirdek yükü Z	
		Rutherford'un hesapladığı	Bugün bilinen
Alüminyum	27	22	13
Bakır	63	42	29
Gümüş	108	78	47
Platin	194	138	78

birim alanındaki atom sayısının çarpımıyla verilir. 1911 yılından başlayarak, Geiger ve Marsden alfa parçacıklarının çeşitli açılarda saçılan oranlarını ölçecek bir program yürüttüler ve deney sonuçlarının Rutherford'un kuramsal formülüyle iyi bir uyuşma içinde olduğunu 1913'te rapor ettiler.⁸ Böylece, Rutherford'un "elektronlarla sarılmış bir atom çekirdeği" betimlemesinin doğruluğu artık kesin biçimde saptanmış oldu.

Atom Numaraları ve Radyoaktif Diziler

Atom çekirdeğinin keşfi, derhal çok önemli bir sonuç ortaya koydu. Rutherford, bu keşfini duyuran makalesinin yayımlanmasından birkaç ay sonra, Cambridge'e yaptığı bir ziyarette Niels Bohr ile tanıştı ve bir yıl sonra Bohr Manchester'a Rutherford'u ziyarete geldi. Bohr, çekirdek etrafındaki yörüngelerinde elektronların dinamiğini ve elektronlar bir yörüngeden diğerine geçiş yaptığında ışık salınmasını ve soğurulmasını açıklama problemini kavramıştı. Onun kuramı, bu kitabın amacı dışında kalan kuantum kuramının düşüncelerine dayanıyordu. Bizim şu andaki amaçlarımız için sadece bir nokta önemlidir: Bohr'un türettiği bir formül. Bu formül, bir atomun iyice içlerdeki yörüngelerinden birine bir elektron girdiği zaman salınan ışık (genelde X ışını) dalgalarının uzunluğunu, diğer bilinen niceliklerin yanında, çekirdeğin elektrik yükü cinsinden veriyordu. Dolayısıyla, Rutherford'un atom temsilinde bilinmeyen can alıcı bir niceliği, yani çekirdek yükünü ölçmek için bu X ışınlarının dalga boyları kullanılabiliyordu.

Tam da bu sıralarda, Manchester'da genç bir fizikçi, H. G. J. Moseley (1887-1915), ışınları dalga boyuna bağlı olarak şaptırmak için kırınım ağı yerine kristalleri kullanarak X ışınlarının dalga boylarının nasıl ölçüleceğini öğreniyordu. Bohr'un 1913 tarihli makalelerinin⁹ yayınlanmasından sonra, Moseley, elverişli dalga boyları bölgesinde X ışınları yayan orta derecede atom ağırlığına sahip bir dizi elementin çekirdek yüklerini ölçmeye koyuldu. Moseley'in 1913'te basılmış olan¹⁰ sonuçları Tablo 4.2'de görülmektedir.

Tablo 4.2'deki listenin göze çarpan birkaç özelliği var. İlk, çekirdek yükleri, yüzdenin küçük bir kesri içinde (ki bunlar deney hatalarına yüklenebilir) elektron yükünün 20, 21, 22, 23, ... 30 gibi bir tamsayı katıdır. Bunun kendisinde şaşılacak bir şey yoktur; çünkü çekirdek yükü, atomun içerdiği tamsayıdaki

Tablo 4.2. Moseley'in atom numaraları ölçümleri

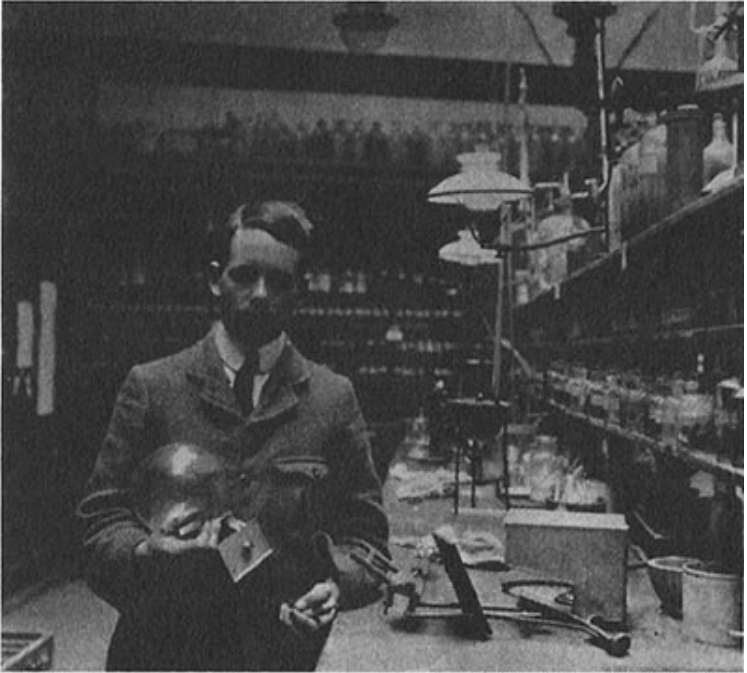
Element	Çekirdek yükleri (elektron yük birimi cinsinden)	Atom ağırlığı
Kalsiyum	20,00	40,09
Skandiyum	ölçülmedi	44,1
Titan	21,99	48,1
Vanadyum	22,96	51,06
Krom	23,98	52,0
Manganez	24,99	54,93
Demir	25,99	55,85
Kobalt	27,00	58,97
Nikel	28,04	58,68
Bakır	29,01	63,57
Çinko	30,01	65,37

elektronun yükünü yok etmelidir ki atom yüksüz olabilsin. Bununla birlikte, yükün, elektron yükünün bir tamsayı katı olarak çıkması, Moseley'in kendi ölçümlerine ve Bohr kuramına güvenini iyice pekiştirmişti.

Beklenmeyen şey, bir elementten atom ağırlığınca daha büyük bir sonraki elemente gittiğimizde, çekirdek yükünün basitçe bir birim artmasıydı (küçük bir istisna kobalttır; o da, ona komşu olan demir ve nikel çekirdeklerinin özellikle kuvvetli



Niels Bohr 1922'lerde



H. G. J. Moseley, Balliol-Trinity Laboratuvarı'nda

bağlanması göz önüne alındığında anlaşılır). Gerçekte, bu durum, Moseley'in kabul ettiği gibi, onun incelediği elementlerin ötesine de uzanır. Eğer tüm kimyasal elementler, hidrojenden başlayarak, 250-252. sayfalardaki tabloda olduğu gibi, artan atom ağırlıklarının bir dizisi olarak -hidrojen, helyum, lityum, vb.- listelenirse, bu durumda, Moseley tarafından ölçülmüş olan çekirdek yükleriyle neredeyse olağanüstü bir uyum içinde, kal-siyum listede 20 numarada, titan 22 numarada ve böylece çinkoya kadar devam edilirse, o da 30 numarada yer alır. Dolayısıyla, elementlerin atom ağırlıklarına göre sıralanmış listesinde bir elementin yerini veren numara, birkaç istisna ile, elektron yük birimi cinsinden çekirdeğin elektrik yükü ile aynıdır. Bu niceliğe günümüzde *atom numarası* denmektedir. Şurası açıktır ki, çekirdeğe artı yükünü veren parçacıklar her ne ise; o parçacıklardan daha çok içeren atom daha ağırdır.

Artık sadece artan atom ağırlıklarına göre sıralanmış elementler listesine bakarak, her elementin çekirdek yükünü ve çıkarsama ile atomundaki elektron sayısını saptamak olasıydı. Örneğin, altın atom ağırlığı en düşük 79'uncu elementtir; buna göre çekirdeği 79 elektronun yüküne eşit bir artı yüke sahip olmalıdır; bu yükü yok etmek için altın atomu 79 elektron içermelidir. Bundan da önemlisi, artık anlaşılmıştır ki, Dünya'da bulunan özel elementler kümesi, sonsuz çeşitlilikteki elementler menüsü içinden rasgele seçilmiş bir örnekleme olmayıp, esas itibarıyla var olabilecek tüm elementleri içine alır. (Uranyumdan daha ağır elementler bunun dışındadır; çünkü onların yarı-ömürleri öylesine kısadır ki bugüne ulaşamamışlardır.) Elementler, ünlü komedyenler sofrasında anlatılan fıkralar gibidirler. Komedyenlerin arkadaşlarını güldürmek için sadece fıkra numaralarını söylemelerinin yetmesi gibi, kimyacılar da hidrojenle, demirle ya da altınla ilgili tüm özellikleri akla getirmek için sadece atom numaralarını verme gereksinimi duyarlar, 1, 26 ya da 79 gibi... Gerçi Moseley zamanında çekirdek yükleri listesinde dört boşluk vardı, ama yitik elementlerin keşfiyle artık tümü

doldurulmuştur. Rutherford'un eski çalışma arkadaşı Soddy'nin yazdığı gibi, "Moseley sanki elementlerin sicilini tuttu; öyle ki artık ilk kez başlangıç ve son [element] arasındaki olası elementlerin sayısını ve bulunmayı bekleyen numarayı kesin olarak söyleyebiliyoruz."

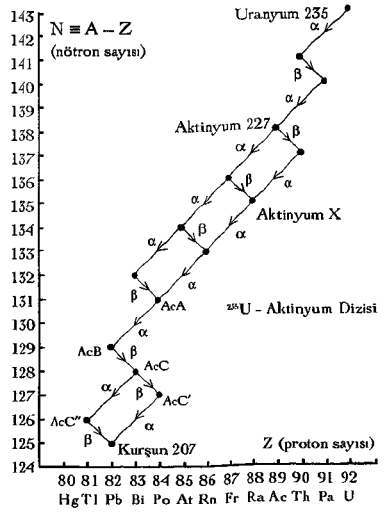
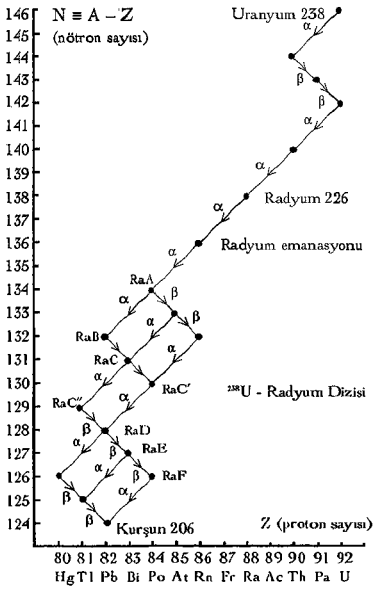
Birinci Dünya Savaşı sırasında milyonlarca trajik ölümden biri, fizik dünyasını kedere boğan Moseley'in ölümüydü. Savaş çıktığında, o yıl Avustralya'da yapılan Britanya Birliği toplantılarından aceleyle İngiltere'ye geri dönmüş ve Kraliyet Mühendisleri'ne İşaret Subayı olarak yazılmıştı. 15 Ağustos'ta Gelibolu'da yaşamını yitirdi.

Rutherford ve Moseley'in çalışmaları meyvelerini vermeyi sürdürdü. Soddy'nin 1911'de belirttiği gibi, bir atom bir alfa parçacığı saldıığında, atom ağırlıklarına göre sıralanmış elementler listesinde daima iki sıra aşağıda bulunan elementin atomuna dönüşür. Ayrıca, Soddy, K. Fajans ve A. S. Russell (hepsi bir süre Rutherford ile çalıştılar) 1913'te birbirlerinden bağımsız olarak şuna işaret etmişlerdi: Bir atom bir beta parçacığı saldıığında, daima listede bir üst sırada bulunan elementin atomuna dönüşür. Bu "yerdeğiştirme yasaları" artık Moseley'in keşfettiği atom numarası ve çekirdek yükü arasındaki bağıntı aracılığıyla zarif bir biçimde izah ediliyordu. Alfa parçacıkları +2 elektronik birimlik bir yük taşırlar (dikkat ederseniz, helyum elementler listesinin 2 numarasındadır); buna göre bir atom çekirdeği bir alfa parçacığı saldıdığı zaman iki birim yük yitirmelidir. Ayrıca beta parçacıkları elektronlardır ve doğal olarak -1 elektronik birimlik bir eksi yüke sahiptirler; dolayısıyla bir çekirdek bir beta parçacığı saldıdığı zaman, artı yükü bir birim artmalıdır. Alfa parçacığı 4 atom ağırlığına sahiptir, oysa beta parçacığının atom ağırlığı ihmal edilebilir; böylece bir alfa parçacığının salınması sonucunda ortaya çıkan izotop, başlangıçtaki izotoptan dört birimlik daha az bir atom ağırlığına sahip olacak, fakat bir beta parçacığı salınması sonucunda oluşan izotop, başlangıçtaki izotop ile aynı atom ağırlığında kalacaktır. Bunların tümü oldukça

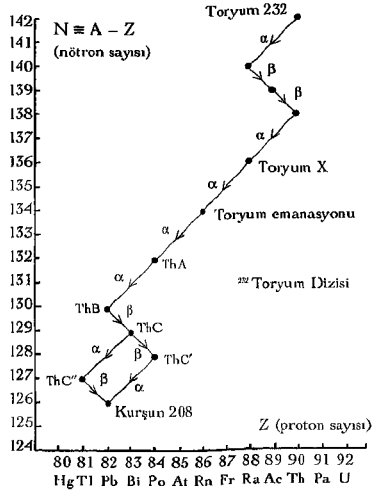
açık gibi görünebilir; fakat 1913'te çekirdek bilgisi sadece iki yıllıktı ve yerdeğiştirme yasaları, alfa ve beta-radyoaktivitesinin çekirdekten kaynaklandığına kanıt olarak gösterilebilirdi.

Yerdeğiştirme yasaları, McGill'de Rutherford ve Soddy tarafından o kadar güçlkle incelenmiş olan karmaşık radyoaktif dönüşüm dizilerini de anlaşılır kılmıştı. Toryum dizisi için bunun nasıl işlediğini görelim. Doğal toryum çoğunlukla uzun-ömürlü ^{232}Th izotopundan oluşur ve atom numarası 90'dır (yani, hidrojen atomundan 232 kez daha ağırdır ve 90 elektronik birimlik bir yüke sahiptir). ^{232}Th izotopunun bir alfa parçacığı saldı (yarı-ömrü $1,41 \times 10^{10}$ yıl) gözlenir; öyleyse bozunum ürünü, $232 - 4 = 228$ atom ağırlığına ve $90 - 2 = 88$ atom numarasına sahip olmalıdır. Şimdi, 88 radyumun atom numarasıdır; böylece ^{232}Th 'un ^{228}Ra 'a bozunduğu sonucuna varabiliriz. Sonra, ^{228}Ra 'un bir beta parçacığı saldı (yarı-ömrü 5,77 yıl) gözlenir, böylece aynı atom ağırlıklı ve $88 + 1 = 89$ atom numaralı bir atoma dönüşmüş olur. Bu, aktinyum elementinin atom numarasıdır; böylece ^{228}Ra 'un ^{228}Ac 'a bozunduğunu anlarız. Daha sonra, ^{228}Ac bir kez daha beta bozunumuna (yarı-ömrü 6,13 saat) uğrar; böylece atom numarası tekrar 90 (toryumunki) olur; fakat şimdi daha hafif ^{228}Th izotopuna sahibiz demektir. Sonra, ^{228}Th bir alfa parçacığı salarak (yarı-ömür 1,913 yıl) ^{224}Ra 'a dönüşür. Bu, Rutherford'un "toryum X" adını verdiği şeydir; şimdi anlarız ki, bu, gerçekte doğal toryumun büyük-torunudur. Gene, ^{224}Ra bir alfa parçacığı salar ve $88 - 2 = 86$ atom numaralı ^{220}Rn 'a dönüşür. Bu ise Rutherford'un "toryum emanasyonu"dur. Dört kez alfa bozunumu ve iki kez beta bozunumundan sonra atom nihayet kurşunun en yaygın izotopu olan ^{208}Pb 'a dönüşür ve radyoaktivitesi artık sönmüş olur. Tam toryum ve uranyum dizileri 159. sayfada görülmektedir. Ağır çekirdeklerin neden bu karmaşık parçacık salma dizilerine uğradıklarını birazdan ele alacağız.

Madem ki daima tamsayı olan atom numaralarından söz ediyoruz, atom ağırlıklarına geri dönmenin ve atom ağırlıklarının da



Üç ana radyoaktif dizi. Bu grafikler, Dünya'da bulunan üç uzun ömürlü radyoaktif izotop (uranyum 238, uranyum 235 ve toryum 232) ile başlayıp alfa ve beta bozunumlarının üç zinciriyle üretilen çekirdekleri göstermektedir. Yatay ve dikey eksenler, sırasıyla atom numarasını ve atom ağırlığı ile atom numarası arasındaki farkı vermektedir; bu sayıların toplamı atom ağırlığını verir. (Benzer şekilde, dikey eksen nötron sayısını ve yatay eksen proton sayısını verir.) Alfa bozunumları, sağ-üstten sol-alta doğru giden oklarla; beta bozunumları ise, sol-üstten sağ-alta giden oklarla gösteriliyor. Çekirdeklerin bazıları, çekirdek fiziği tarihinin başlarında onlara verilen adlarla adlandırılmıştır; örneğin "radyum A" polonyum 218, "toryum A" polonyum 216 ve "aktinyum A" polonyum 215'tir. Burada görülen çekirdek zincirlerinin izlediği yollar, çekirdeklerin en düşük iç enerjili "kararlı vadi"sinin genel eğilimini belirtir.



neden basitçe protonların (ya da proton ve nötronların) sayısına eşit tamsayılar olduğunu sormanın tam yeridir. Bu eski soruya yanıtın içeriği, 1905'te Albert Einstein (1879-1955) tarafından fizik tarihinin en önemli iki makalesinde verilmiştir.¹¹ İlk makale Einstein'ın Özel Görelilik Kuramı'nı, yani uzay ve zaman hakkında yeni bir anlayışı ortaya koymuştu; ki bu, kitabımızın alanı dışındadır. İkinci makalede Özel Görelilik, hareketli bir cisim tarafından ışık salınması örneğine uygulanmaktaydı. Einstein, hareketli bir cisim tarafından salınan enerjinin, durgun olduğu zamanki enerjisinden hızının karesiyle orantılı bir miktar kadar daha büyük olduğunu bulmuştu. Onun yorumu şöyleydi: Işığın salınması, durgunken ışık salan bir cisimde olduğu gibi, sadece içsel olarak depolanmış olan enerjiyi azaltmaz; ayrıca kütesini düşürerek cismin kinetik enerjisini de azaltır. (Hatırlarsanız, kinetik enerji, hareketli cismin hem külesiyle hem de hızının karesiyle orantılıdır.) Genel sonuç, iç enerjideki artmaya ya da azalmaya, daima kütlede, aşağıdaki formülle verilen uygun bir değişimin eşlik etmesiydi:

$$\text{Kütledeki değişim} = \frac{\text{İç enerjideki değişim}}{(\text{Işığın hızı})^2}$$

Bu, ünlü $E = mc^2$ formülünün özgün biçimidir.

Işığın hızı sıradan birimler cinsinden çok büyük bir sayıdır (saniyede $2,9979 \times 10^8$ metre); dolayısıyla her gün karşılaştığımız süreçlerin pek çoğu için, kütledeki bu değişimler algılanamayacak kadar küçüktür. Örneğin, daha önce değinildiği gibi, bir kilogramlık doğalgazın yanması sonucunda 5×10^7 jul açığa çıkar. Isı yitirildikten sonra, yanmadan arta kalan ürünlerin kütesinin, bir kilogramdan

$$\frac{5 \times 10^7 \text{ J}}{(3 \times 10^8 \text{ m/s})^2} = 5,5 \times 10^{-10} \text{ kg}$$

daha az olduğu bulunacaktır; ki bu bir toz zerresinin kütesinden de küçüktür. Einstein radyoaktivitede çok daha büyük

enerjilerin salındığının ayırdındaydı; ve “enerji içeriği büyük ölçüde değişken olan cisimlerle (örneğin, radyum tuzlarıyla) kuramın sınanabilmesinin olanaksız olmadığını” düşünüyordu.

Einstein haklıydı; fakat Thomson ile Aston farklı izotopları ayırmaya ve atom ağırlıklarını doğru olarak ölçmeye başlamadan, bu sınama yapılamazdı. Artık biliyoruz ki, tam Einstein'ın kuramında öngörüldüğü gibi, iç enerji gerçekten de kütleye katkıda bulunur. Örneğin, uranyumun en yaygın izotopu olan ^{238}U 'un alfa radyoaktivitesinde, çekirdek başına $6,838 \times 10^{-13}$ jul'lık bir enerji salınır; bunun çoğu alfa parçacığının kinetik enerjisine gider. Einstein formülüne göre, bozunma ürünlerinin kütlesi, ürünler durgun hale geldiklerinde, ^{238}U çekirdeğinin kütlesinden

$$6,838 \times 10^{-13} \text{ J} / (2,9979 \times 10^8 \text{ m/s})^2 = 7,608 \times 10^{-30} \text{ kg}$$

kadar daha az olmalıdır. Bir birim atom ağırlığı $1,66 \times 10^{-27}$ kilogramlık kütleye karşılık gelir*; dolayısıyla bozunma ürünlerinin atom ağırlığı, ^{238}U çekirdeğinkinden

$$\frac{7,608 \times 10^{-30} \text{ kg}}{1,66 \times 10^{-27} \text{ kg/akb}} = 0,0046 \text{ akb}$$

kadar daha az olmalıdır diyerek de ifade edebiliriz bunu. Doğruluğunu sınamak için, ^{238}U 'un atom ağırlığının 238,0508 olduğuna ve 4,0026 atom ağırlıklı bir alfa parçacığı ile 234,0436 atom ağırlıklı bir ^{234}Th çekirdeğine bozunduğuna dikkat edin. Bu durumda kütle kaybı

$$238,0508 - 4,0026 - 234,0436 = 0,0046$$

olur ve Einstein formülünden beklenen sonuç ile mükemmel bir uyum içindedir.

Şimdi anlıyoruz ki, bir elementin atom ağırlığı, sadece çekirdeğinde içerilen çekirdek parçacıklarının sayısı değildir; ayrıca çekirdeğin iç enerjisinden de bir katkı alır. Dolayısıyla, atom

* Buna bir akb (atomik kütle birimi) denir.

ağırlığının kesin olarak bir tamsayı olması beklenemez. Atom ağırlığının bir tamsayı olmamasının bir başka nedeni de şudur: Çekirdek, değişik kütleli iki tür parçacığın farklı oranlarından oluşmaktadır; başlangıçta bunların protonlar ve elektronlar olduğu sanılıyordu, fakat 1930'ların ortalarından bu yana bu çekirdek parçacıklarının protonlar ve nötronlar olduklarını biliyoruz. Bunun sayıca daha az önemli olduğu sonunda ortaya çıkar; hafif çekirdekler dışında tüm atom ağırlıklarının tamsayılardan sapmasının büyük kısmı, iç enerjilere atfedilir, yapıtaşlarının kütle farklarına değil.

Düşünce çizgimizi tersine çevirebiliriz: Çeşitli izotopların atom kütlelerinden, radyoaktif bozunumlarında ya da diğer tepkimelerde ne kadar enerji salınabileceğini bulabiliriz. 97. sayfadaki Tablo 3.4 gibi bir atom ağırlıkları listesine bakarak görürüz ki, atom ağırlıkları en hafif elementler için en yakın tamsayının biraz üstündedir (hidrojen için 1,00793, helyum için 4,0026); karbon için tanım nedeniyle tam 12'ye eşittir; orta ağırlıklı çekirdekler için en yakın tamsayının biraz altındadır (oksijen için 15,99491, klor için 34,96885, demir için 55,9349 vb.) ve sonra daha ağır elementler için gene tamsayıların üzerine yükselir (radyum için 226,0254, toryum için 232,0382 vb.). Buradan, çekirdek parçacığı başına iç enerjinin orta ağırlıklı çekirdekler için düşük, ama hem daha hafif hem de daha ağır çekirdekler için büyük olduğu sonucuna varırız. (Bunun neden böyle olduğunu daha sonra ele alacağız.) Dolayısıyla, orta ağırlıktaki çekirdeklerin yaygın izotopları radyoaktif değildir, çünkü kurtulunması gereken iç enerji fazlalığına sahip değildirler; hafif çekirdeklerin yaygın izotopları da radyoaktif değildir, çünkü bozunabilecekleri daha hafif çekirdekler daha büyük iç enerji fazlalığına sahiptir. Diğer taraftan, büyük atom ağırlıklı çekirdekler bozunabilecekleri daha hafif çekirdeklerden daha çok iç enerji fazlalığına sahiptirler ve dolayısıyla radyoaktivitede bu enerjiyi salabilirler ve de salarlar.

Nötron

Atom çekirdeğinin keşfinden sonra geçen yirmi yıl boyunca, fizikçiler genelde tüm elementlerin çekirdeklerinin hidrojen çekirdekleri (sonraları bunlara proton adı verildi) ve elektronlardan oluştuklarını sandılar. Helyum, 4 atom ağırlığına ve 2 atom numarasına sahiptir, öyleyse ona $4 - 2 = 2$ elektronik birimlik bir çekirdek yükü vermek için, çekirdek (alfa parçacığı) dört proton ve iki elektrondan oluşmalı diye düşünüldü. Benzer biçimde, 16 atom ağırlıklı ve 8 atom numaralı oksijen çekirdeğinin on altı protondan ve sekiz elektrondan oluştuğu varsayılabilirdi; bunların dört alfa parçacığı biçiminde toplanmış olabilecekleri de yaygın bir düşünceydi. Ve bu şekilde ta en ağır çekirdeklere kadar devam edilirdi; örneğin 238 atom ağırlığına ve 92 atom numarasına sahip uranyumun, 238 protondan ve $238 - 92 = 146$ elektrondan oluşması gerekiyordu.

Çekirdeğin gerçekten nelerden oluştuğunu bulmak için, onu parçalamak ve nelerin ortaya çıktığını görmek gerekirdi. Böyle bir çekirdek parçalanması olayı ilk kez Rutherford tarafından 1917'de Manchester'dayken başarıldı. Rutherford'un bir gün geç vakit bir Milli Savunma Bakanlığı Araştırma Komitesi toplantısına gelip "uğraştığım deneyler atomun yapay olarak parçalanabileceğini akla getiriyor; eğer doğruysa, bu bir savaştan çok ama çok daha önemli."¹² dediği söylenir.

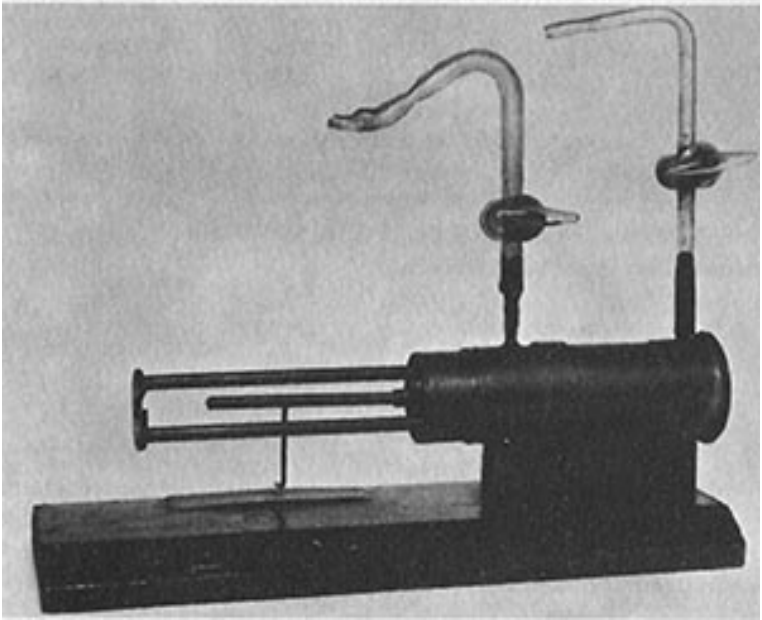
Rutherford daha önceleri şuna dikkat etmişti: Alfa parçacığı salan radyum C ile kaplanmış bir metal kaynak, daima alfa parçacıklarının havadaki menzilinden daha ötede bulunan bir çinko sülfür ekran üzerinde parıldamalar doğuran parçacıklara yol açar. Rutherford bu parıldamalardan sorumlu olan parçacıkların, şimdi *proton* dediğimiz hidrojen çekirdekleri olduğu sonucuna varmıştı. Bununla birlikte, bu protonlar, metal kaynak üzerinde rasgele bulunan ve alfa parçacıkları tarafından çarpılan hidrojen atomlarından geri tepmiş çekirdekler miydi, yoksa gerçekten de hidrojenden daha ağır elementlerden vurup çıkarılmış parçacıklar mıydı, bunu bilmiyordu. Olayı incelemek

için, çok ince bir gümüş yaprak ile kapatılmış bir deliği olan havası boşaltılmış bir metal kutu içine bir radyum C kaynağı yerleştirdi. Gümüş yaprak, alfa parçacıklarının dışarı çıkmasına ve çinko sülfür ekrana çarpmasına izin vermiyor; fakat havayı kutunun dışında tutuyordu. Rutherford, gümüş yaprak ile çinko sülfür ekran arasına çeşitli metal levhalar yerleştirildiği ya da kutunun içine çeşitli gazlar konulduğu zaman parıldamaların sayısındaki değişmeyi gözledi. Çoğunlukla parıldamaların miktarı, levhaların ya da gazların durdurma gücüyle orantılı olarak azaldı. Fakat kutunun içine kuru havanın girmesine izin verildiğinde, parıldama miktarı arttı! Bu deneyi havanın öbür bileşenleri -oksijen, azot ve diğerleri- ile tekrarlayarak anladı ki, olay, radyum C kaynağından çıkan alfa parçacıklarının havadaki azot çekirdekleriyle çarpışması sonucunda meydana gelmektedir.

Rutherford'un keşfettiği süreç, azot çekirdeğinin parçalanmasıydı; bu süreçte, bir alfa parçacığı azot çekirdeğinin içine girer ve bir protona vurup onu dışarıya çıkarır. Bunun daha önceleri görülmemesinin nedeni çok basittir: Artı yüklü alfa parçacığı ile ağır bir çekirdek (örneğin, 79 elektronik birimlik artı bir yüke sahip altın çekirdeği) arasındaki elektriksel itme, alfa parçacığının çekirdeğe iyice yaklaşmasına izin vermeyecek kadar şiddetlidir. (Daha önce gördüğümüz gibi, kafa kafaya çarpışmada bile, tipik hızlı bir alfa parçacığı, 79 atom numaralı bir çekirdeğin merkezine ancak $3 \times 79 \times 10^{-15} = 340 \times 10^{-15}$ metre yaklaşabilir; fakat altın çekirdeğinin sadece 8×10^{-15} metrelik bir yarıçapa sahip olduğunu artık biliyoruz.) Diğer taraftan, azot sadece 7 elektronik birimlik bir çekirdek yüküne sahiptir; bu nedenle radyum C tarafından salınan olağanüstü enerjili alfa parçacıkları en azından çekirdeğe iyice yaklaşabilir ve arada sırada dışı yakın bir protona çarpabilirler. Bu deneyi haber veren 1919 tarihli bir makalesinde Rutherford aşağıdaki sonuca varıyordu:

Şu ana kadar elde edilen sonuçlardan, alfa parçacıklarının azot atomları ile çarpışmalarında ortaya çıkan uzun menzilli atomların azot atomları olmadıklarını, bunların büyük olasılıkla hidrojen atomları ya da 2 kütleli atomlar olduklarını söylemekten kaçınmak zordur. Eğer durum bu ise, hızlı bir alfa parçacığı ile yakın çarpışmasında ortaya çıkan şiddetli kuvvetlerin etkisi altında azot atomunun parçalandığı ve salıverilen hidrojen atomunun azot çekirdeğinin bir yapıtaşı olduğu sonucuna varmalıyız... Bu sonuçlar bir bütün olarak şunu akla getirir: Eğer deney için benzer enerjili alfa parçacıkları -ya da benzer parçacıklar- elde var olsaydı, daha hafif birçok atomun çekirdek yapısını parçalarına ayırmayı bekleyebilirdik.¹³

Ne yazık ki, azot çekirdeklerinden vurulup çıkarılan protonların keşfi, çekirdeklerden salınan ve beta ışınları olarak uzun süre-



Rutherford'un çekirdek parçalama odası; burada hafif çekirdekler alfa parçacıkları ile parçalanmıştı.

den beri gözlenen elektronlarla birlikte, sadece “çekirdekler, protonlardan ve elektronlardan oluşmaktadır” genel görüşünü doğrulamaya vesile oldu. Royal Society’deki ikinci konferansı olan 1920 tarihli ünlü konuşmasında Rutherford, yeni atom çekirdeği türleri hakkında isabetli kurgular ortaya koydu; fakat atom çekirdeklerini, protonlardan ve elektronlardan meydana gelmiş yapılar olarak tanımladı.¹⁴ Rutherford’un kurguladığı varsayımsal çekirdeklerden biri “nötron”du; atom ağırlığı 1, elektrik yükü 0’dı, fakat gene bir proton ile bir elektronun bileşimi olarak betimlenmişti. Bir atomda bazı elektronlar çekirdeğe bağlanırken bazılarının çekirdeğin dışında çok büyük yörüngelerde dolanıyor olması kimseye açık görünmüyordu; ancak hiç kimsenin çekirdek içindeki parçacıkları ayıran aşırı küçük mesafelerde işleyen kuvvet türünün ne olduğu konusunda bir fikri yoktu.

Yüksüz bir çekirdek parçacığının keşfi, 1932’de Cavendish Laboratuvarı’nda James Chadwick (1891-1974) tarafından yapıldı. Chadwick Manchester’da Rutherford’un öğrencisi olmuştu; Rutherford’un 1917-18’de azotun parçalanmasını keşfetmesinin ardından, onunla, alüminyum, fosfor ve flor gibi diğer hafif elementlerin parçalanması üzerine çalışmalar yapmıştı. 1932’ye geldiğinde Chadwick artık fizik dünyasında tanınan biriydi. Royal Society’nin bir üyesi, Cavendish Laboratuvarı’nın yönetiminde Rutherford’un yardımcısıydı ve kendi araştırma programını yürütüyordu.

1932’de Chadwick’in dikkati, Irène ve Frédéric Joliot-Curie’nin sürpriz bir keşfine odaklanmıştı.¹⁵ Birkaç yıl önce W. Bothe ve H. Becker, radyoaktif polonyum elementinden çıkan çok hızlı alfa parçacıklarıyla bombardıman edildiğinde, berilyum ve diğer hafif elementlerin oldukça nüfuz edici bir ışınlam yaydıklarını bulmuştu; bu ışınlam, daha önce Rutherford tarafından incelenmiş olanlara benzer çekirdek parçalanmalarında salınan protonlardan çok daha nüfuz ediciydi. Bu ışınların ilk bakışta ışık, X ışınları veya gamma ışınları gibi elektromanyetik ışınlam oldukları düşünülmüştü. Daha sonra Joliot-Curieler be-



James Chadwick

rilyumdan çıkan bu ışınların, hidrojeni-bol bir maddeye, örneğin parafine, yöneltildiklerinde, o maddeden protonlar çıkardıklarını gözlemişti. Bunun kendisi çok hayret verici olmayabilirdi; fakat protonların (bir manyetik alan tarafından saptırıldıklarında) müthiş hızlı oldukları anlaşılmıştı. Joliot-Curielerin hesapları, berilyumdan salınan ışınlar gerçekten elektromanyetik ışıyım olsaydı, berilyum çekirdeğinin, başlangıçtaki ışınları doğuran alfa parçacıklarının taşıdığı enerjiden on kez daha fazla enerji salması gerektiğini gösterdi. Joliot-Curieler bu süreç-

lerde enerjinin korunumu yasasının bozulup bozulmadığı sorusunu bile soracak kadar ileri gittiler.

Chadwick berilyum ışınlarını, bu ışınları parafinden başka birçok maddeye de yönelterek, incelemeye başladı. Kısa sürede şunu gördü: Bu ışınlarla bombardıman edildiklerinde, hidrojen dışındaki çekirdekler de geri tepeler; fakat hidrojenden çok daha düşük bir hızla hareket ederler. Geri tepen çekirdeğin atom ağırlığı arttıkça geri tepme hızlarının azalma seyri, berilyum ışınının elektromanyetik ışınım olmayıp protonun kütesine yakın kütleli bir parçacık olması halinde beklenen seyirle tıpatıp aynıydı. Tıpkı alfa parçacıklarıyla çekirdeklerin çarpışmasında olduğu gibi, belirli kütlelere ve belirli hızlara sahip berilyum ışını parçacıklarıyla gerçekleşen kafa kafaya bir çarpışmada da iki bilinmeyen vardır: ışın parçacıklarının son hızı ve onların çarptıkları çekirdeğin geri tepme hızı. Bunları sınırlayan iki de koşul söz konusudur: enerjinin korunumu ve momentumun korunumu. Dolayısıyla bilinmeyen hızların her ikisini de çözmek mümkündür (Ek J'ye bakın). Özellikle, çarpılan çekirdeğin geri tepme hızının aşağıdaki formülle verildiği bulunur:

$$\text{Çarpılan çekirdeğin geri tepme hızı} = 2 \times \frac{\text{Işın parçacığının ilk hızı}}{\text{Işın parçacığının atom ağırlığı}} \times \frac{\text{Çekirdeğin atom ağırlığı} + \text{ışın parçacığının atom ağırlığı}}$$

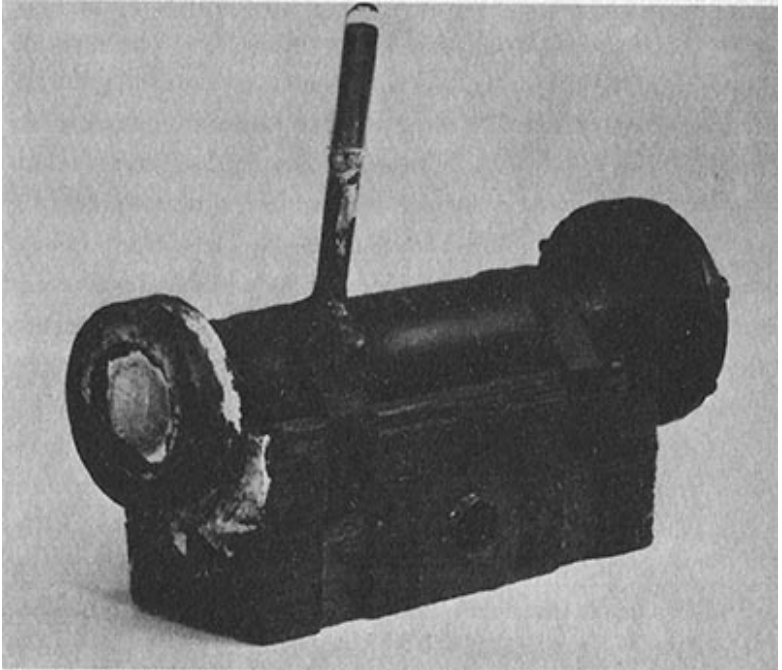
Işın parçacığının ilk hızı bilinmiyordu; fakat iki farklı çarpılan çekirdeğin geri tepme hızlarının oranını alarak onu yok edebilir ve bundan sonra ışın parçacığının atom ağırlığını bulabilirdiniz. Örneğin, Chadwick (Norman Feather'ın verilerini kullanarak) hidrojen çekirdeklerinin (atom ağırlığı 1) $3,3 \times 10^7$ m/s'lik hızla geri tepmesine neden olan aynı berilyum ışınının, azot çekirdeğinin (atom ağırlığı 14) $4,7 \times 10^6$ m/s'lik bir hızla geri tepmesine neden olduğunu gözlemledi. Yukarıdaki formüle göre, ışın parçacığının belirli ilk hızı ve atom ağırlığı için, bu geri tepme

hızları, tam olarak ışın parçacığının ve çarpılan çekirdeğin atom ağırlıklarının toplamı ile ters orantılıdır; dolayısıyla

$$\frac{3,3 \times 10^7}{4,7 \times 10^6} = \frac{14 + \text{ışın parçacığının atom ağırlığı}}{1 + \text{ışın parçacığının atom ağırlığı}}$$

yazabiliriz. Bunun çözümü, yüksek enerjili alfa parçacığının berilyuma çarpmasıyla salınan ışın parçacığının atom ağırlığını 1,16 olarak verir; çünkü bu durumda eşitliğin sağ tarafı $15,16/2,16 = 7,02$ değerine sahiptir, ki sol tarafın değeri de budur. Ne yazık ki, burada hızlar yüzde onluk bir hassasiyetten daha sağlıklı olarak bilinmiyordu ve bu nedenle Chadwick ancak, ışın parçacığının kütlesi hidrojen çekirdeğinin, yani protonun, kütlesine çok yakın olabilir, sonucuna varmıştı.

Berilyum ışını parçacıklarının bir başka özelliği daha baştan belliydi: Bu parçacıkların büyük nüfuz etme gücü, elektrikçe



Chadwick'in nötron odası

yüksüz oldukları anlamına gelirdi. (Yüklü parçacıklar, atomun içerisindeki elektrik alanları tarafından saptırılırlar; elektrikçe yüksüz gamma ışınlarının, alfa ya da beta ışınlarına göre müthiş nüfuz edici olmaları bu yüzdendir.) Bu durumda, atom ağırlığına ve yüksüz olduğuna bakılarak denebilirdi ki, alfa ışınlarıyla berilyumdan çıkarılan parçacık, tam olarak Rutherford'un 1920'deki Bakerian Konferansı'nda kurguladığı bir proton ve bir elektronun elektrikçe yüksüz bileşiğiydi. Chadwick bu sonucu, Rus fizikçi Pyotr Leonidoviç Kapitsa (1894-1984) tarafından Cavendish'te bir araya getirilen fizikçilerin resmi olmayan derneği Kapitsa Klüp'te sunmuştu. Chadwick bu keşfini birkaç gün sonra *Nature* dergisinde (27 Şubat 1932) ve aynı yıl, bir süre geçtikten sonra daha eksiksiz olarak *Royal Society Raporları*'nda yayımlamıştı.¹⁶ Bu son raporda, Chadwick bu parçacığı o zamandan beri bilinen adıyla adlandırmıştı: *nötron*.

Nötron, Rutherford için olduğu gibi, Chadwick için de sadece bir proton ve bir elektrondan oluşan bir bileşikti; kendi başına bir temel parçacık değil. Bu görüş, kütesinin daha kesin ölçümüyle (berilyum yerine bordan çıkan nötronlar kullanılarak) pekiştirildi; çünkü bu ölçüm, nötronun kütesini, sanki protonun kütesi ile elektronun kütesinin toplamından birazcık daha küçükmiş gibi göstermekteydi. Nötron gerçekten böyle bir bileşik ise, Einstein'ın enerji-kütle bağıntısına göre de bunun böyle olması beklenirdi. (İç enerji ve dolayısıyla bileşik bir sistemin kütesi, bileşenlerinin kütesinden az olmalıdır; yoksa bileşiğin bileşenlerine çözülmesi halinde enerji salınır ve bu nedenle bileşik kararsız olurdu.)

Chadwick 1932 tarihli makalesinde çekirdeğin yapısında nötronun rolü hakkında tahminde bulunmamıştı. Bu problem, daha 1925-26'da kuantum mekaniğinin öncülerinden biri olarak ünlenmiş olan Alman kuramcı Werner Heisenberg (1901-1976) tarafından derhal ele alındı. *Zeitschrift für Physik*'deki (Fizik Dergisi) bir dizi makalesinde¹⁷ Heisenberg, çekirdeklerin protonlardan ve nötronlardan oluştuğunu ve arasındaki elektron

alışverişiyle bir arada tutulduklarını söylüyordu.* Yani bir nötron elektronunu verip proton haline döner ve bu elektron bir başka proton tarafından kapılarak bir nötron olur. Burada enerji ve momentum kadar yük de değiş tokuş edilir ve *değiş tokuş kuvveti* denen bir kuvvet ortaya çıkar. Bununla birlikte, nötron Heisenberg tarafından gene de bir proton ve bir elektronun bir bileşiği olarak düşünüldüğü için, sonuçta çekirdek hâlâ protonlarla elektronlardan yapılmış gibi görülmekteydi.

Çekirdeklerle ilgili bu görüşe daha o dönemde itiraz edilmişti; itiraz şaşırtıcı bir kaynaktan gelmişti. 1929'da Walter Heitler (1904-1981) ve Gerhard Herzberg (1904-1999), oksijen (O_2) ve azot (N_2) gibi iki-atomlu moleküllerin spektrumunun, çekirdeklerinin içindeki temel parçacık (o zaman için proton ve elektron olarak düşünülmüyordu) sayısının tek mi çift mi olduğuna can alıcı bir biçimde bağlı olduğuna işaret etmişti. Atomlar gibi, moleküller de sadece belirli kesin enerji durumlarında bulunurlar ve spektrumları, bu enerji durumları arasındaki geçişlerde ışık salınması ya da soğurulmasıyla meydana gelir. Her bir çekirdeği çift sayıda temel parçacık içeren iki özdeş çekirdekli bir molekülde, özdeş-olmayan çekirdek çiftinde normal olarak var olan moleküler enerji düzeylerinin yarısı yoktur. Çekirdekler özdeş fakat her biri tek sayıda parçacık içeriyorsa, bu kez enerji düzeylerinin diğer yarısı yoktur. Bu kurala göre, oksijen çekirdeğinin çift sayıda parçacık içerdiği bulunmuştu. Bunun şaşılacak bir yanı yoktu. 16 atom ağırlığı ve 8 atom numarası ile, oksijen çekirdeğinin 16 proton ve $16 - 8 = 8$ elektrondan oluştuğu düşünülmüştü; ki bu da toplam olarak $16 + 8 = 24$ parçacık, yani bir çift sayı veriyordu. Heitler ve Herzberg (F. Raset-

* Heisenberg'in dışında başka fizikçiler de o sıralarda, çekirdeğin proton ve nötronlardan oluştuğunu düşünmeye başlamıştı. "Nükleer Fiziğin Geçmişine Bakış" konulu sempozyumda, Emilio Segrè, bunlardan D. Iwanenko ve I. E. Tamm adlı Rus fizikçilere ve çok kısa, fakat parlak bir kariyerin ardından gizemli bir biçimde kaybolan İtalyan Ettore Majorana'ya değinmişti. Segrè, Joliot-Curie'ler tarafından berilyumdan çıkan nüfuz edici ışıının vasıtasıyla doğurulan hızlı proton geri tepmelerinin keşfiyle ilgili haberi duyduğunda Majorana ile birlikte olduğunu hatırlıyor. Majorana "Yaa şu aptallara bakın; yüksüz protonu keşfettiler, ama bunu hâlâ anlamıyorlar!" diye söylenmişti.

ti'nin ölçümlerine dayanarak) azot çekirdeğinin de çift sayıda parçacık içermesi gerektiğini söylediğinde, sürpriz ortaya çıkmıştı. Azot, 14 atom ağırlığına ve 7 atom numarasına sahiptir; buna göre, çekirdeği sadece proton ve elektronlardan oluşmuşsa, 14 protona ve $14 - 7 = 7$ elektrona sahip olmalıdır; ki bu toplam olarak $14 + 7 = 21$ eder; yani bir tek sayıdır -N₂ molekül spektrumundan çıkan sonuç ile çelişir!

Çözüm, nötronu bir temel parçacık olarak kabul etmektir; aynı proton ve elektron gibi. Çekirdeğin protonlardan ve nötronlardan oluştuğu varsayılırsa; nötron aşağı yukarı protonla aynı kütleye sahip olduğuna göre, atom ağırlığı (en yakın tamsayıya yuvarlanarak) nötronlarla protonların toplam sayısına; atom numarası da (çekirdekte tek yüklü parçacıklar protonlar olduğu için) tam protonların sayısına eşit olur. Yani proton ve nötron sayıları şu kurallarla verilir:

$$\text{Proton sayısı} = \text{Atom numarası}$$

ve

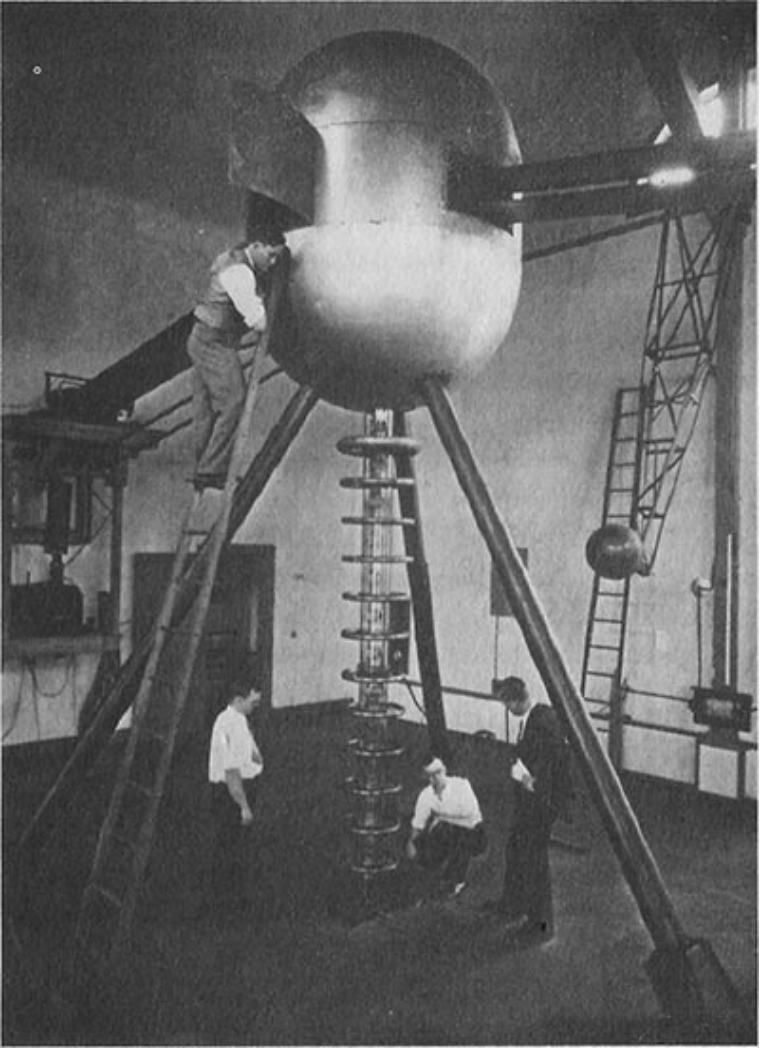
$$\text{Nötron sayısı} = \text{Atom ağırlığı eksi atom numarası}$$

Bunların toplamı, atom ağırlığıdır. Dolayısıyla, "O çekirdeği sekiz proton ve sekiz nötron, yani tümüyle on altı parçacık içerir - gene bir çift sayı. Diğer taraftan, "N yedi proton ve yedi nötron - dan oluşmalıdır; toplamı $7 + 7 = 14$ parçacık eder -o da bir çift sayıdır ve molekül spektrumundan çıkan kanıt ile uyum içindedir.

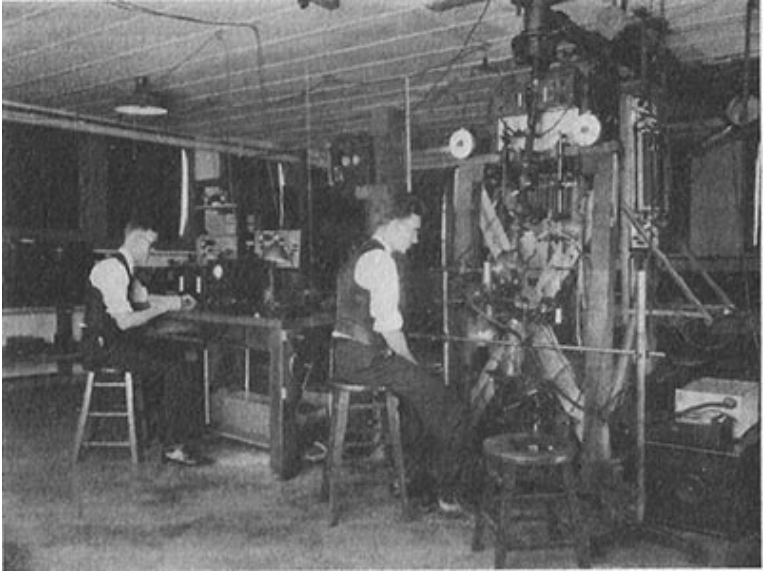
Chadwick'in bu düşüncelerden haberi vardı, fakat bunları çok ciddiye aldığı söylenemez. 1932 tarihli makalesinin sonuna doğru "Kuşkusuz, nötronu bir temel parçacık olarak düşünmek mümkündür. Bu görüş, ¹⁴N gibi çekirdeklerin istatistiğini izah etme olanağı dışında, şu anda önerilmeye değmez." uyarısında bulunuyordu. (Chadwick burada *istatistik* sözcüğünü kullanmıştı; çünkü tek ya da çift sayıda temel parçacık içeren çekirdekler arasındaki ayrım, istatistik mekanikçe ortaya koyulduğu üzere, bu türden birçok çekirdeğin davranışını da saptar.) Chadwick ve bazı başka fizikçilerin, yeni temel parçacıklar or-

taya atma isteksizliğini -yeni bir parçacık düşünmek yerine, iyice yerleşmiş fiziksel ilkeleri feda edecek kadar güçlü olan bu isteksizliği- anlıyorum da, moleküler spektrumlar sorununa neden böylesine az ilgi gösterdiklerini anlayamıyorum. Bunun bir örneğini bu bölümde daha önce görmüştük; Joliot-Curieler berilyum ışınlarının davranışını izah etmek için yeni bir yüksüz ağır parçacık önermek yerine (Rutherford'un 1920'lerdeki bağlı elektron-proton çifti fikrini bilmiyorlardı), enerjinin korunumundan vazgeçmeye razıydılar. Bir sonraki bölümde nötrino ve pozitrona geldiğimizde, iki örnek daha göreceğiz.

Nötronun temel parçacık olarak tümüyle kabul edildiği zamanı saptamak zordur. Kabul edilmesini sağlayan şeylerden biri, nötron kütlesinin daha doğru bir ölçümüydü. Chadwick ve Maurice Goldhaber (d.1911), ^2H çekirdeğini (*döteron*'u) bir proton ve bir nötrona parçalamak için gamma ışınlarını kullanarak, 1943'te nötronun kütlesini bir protonun ve bir elektronun kütlelerinden biraz *daha büyük* bulmuştu -bir proton-elektron bileşiği için beklenebilecek değerden farklı. (Nötronun kütlesinin, şimdi bir protonunkinden yüzde 0,138 kadar ve proton artı elektronunkinden yüzde 0,038 kadar daha büyük olduğu biliniyor.) Belki de en etkili deney, 1936'da Amerika Birleşik Devletleri'nde Merle A. Tuve'nin (1901-1982) N. Heydenberg ve L. R. Hafstad ile birlikte protonların protonlardan saçılması üzerine yaptığı deneydi.¹⁸ Heisenberg'in düşüncelerine göre, protonlar ve nötronlar birbirleri üzerine elektron değiş tokuşuyla kuvvet uygulayabilirler. Fakat protonlar elektron içemezler; dolayısıyla çok daha zayıf olan elektriksel itme kuvveti dışında, aralarında kuvvet olmamalıdır. Ama Tuve, Heydenberg ve Hafstad, bunun tersine protonların bir hidrojen hedeften (protonlardan) şiddetli bir biçimde saçıldıklarını buldular. Bu, iki proton arasındaki kuvvetin bir proton ile bir nötron arasındaki kuvvet kadar şiddetli olduğunu göstermişti. Onlarınkiyle aynı sayıda çıkan bir makalede Gregory Breit ve Eugene Feenberg, çekirdek kuvvetlerinin yükten bağımsız olduğunu



Proton-proton saçılma deneyinde kullanılan milyon-voltluk Van de Graaff hızlandırıcısı. Soldan sağa doğru görülenler: O. Dahl, C. F. Brown, L. R. Hafstad ve M. A. Tuve. Yıl 1935.



Milyon-voltluk Van de Graaff hızlandırıcısının alt katındaki deney odası. Elipsoit biçimindeki terminal içine yerleştirilmiş kaynaktan başlayarak tavandan bu oda içine giren uzun cam tüp (öbür resimde görülmüyor) boyunca hızlandırılan proton demeti, bir elektromagnetik vasıtasıyla sapıtılarak protonların dışındaki diğer parçacıklar ayıklanır ve Heydenberg'in baktığı (ortada) küçük saçılma odasına gelir.

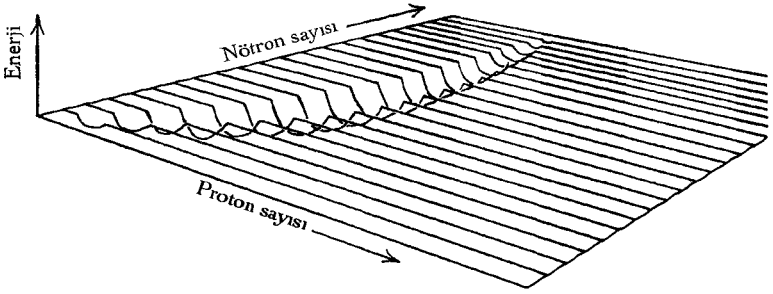
öne sürmüştü: Nötron ve protön ikiz kardeşlermiş gibi davranır.¹⁹ (Benzer bir öneri, *Physical Review* dergisinin aynı sayısında B. Cassen ve E. U. Condon tarafından yapılmıştı.) Nötronun protondan daha az temel olduğunu varsaymak artık hiç mümkün değildi.

Nötron, proton ve elektrondan oluşmamışsa ve çekirdekte başka elektronlar yoksa, o zaman beta-radyoaktivitesinde çekirdekler tarafından elektron salınmasını nasıl anlayabiliriz? Bunun yanıtı, 1933'te, yani nötronun keşfinden bir yıl sonra, Roma'da Enrico Fermi (1901-1954) tarafından geliştirilen yeni bir beta-radyoaktivitesi kuramından geldi.²⁰ (İlk gönderildiğinde, Fermi'nin makalesinin *Nature* dergisi tarafından reddedildiğini söylemek üzücü.) Fermi'nin kuramına göre, beta-radyoaktivitesinde bir elektronun salınması, tam olarak uyarılmış bir atom tarafından ışık salınması gibidir -ne beta parçacığı ne de

ışık, salındığı ana kadar atomun “içindedir”- fakat beta parçacıklarının salınmasının nedeni elektromanyetizma değil *zayıf etkileşim* olarak bilinen tamamıyla yeni bir kuvvet türüdür. Hoş bir eğretileme olarak George Gamow bir keresinde beta-radyoaktivitesini sabun köpüklerinin şişirilmesine benzetmişti: Nasıl köpük, üflenmeden önce köpük çubuğu içinde değilse, elektron da salınmadan önce çekirdek içinde değildir.

Chadwick’in nötronu keşfetmesi, Fermi’nin beta-radyoaktivitesi kuramı ve Cockcroft, Walton ve E. O. Lawrence’in hızlandırıcıları ile birlikte, modern çekirdek fiziği dönemini başlattı. Çekirdekle ilgili daha sonraki çalışmaların çoğu bu kitabın alanı dışındadır; fakat çok önceleri Rutherford ve Soddy tarafından McGill’de deneysel olarak incelenen radyoaktif alfa ve beta bozunumlarının anlaşılmasının 1933’ten sonra nasıl mümkün olduğunu görmek ilginç olabilir.

Protonların ve nötronların sayısını koordinatlar olarak boy-lam ve enlem yerine kullanarak, tüm elementlerin tüm izotoplarının bir haritasını yaptığımızı varsayalım ve bu harita üzerinde çekirdek parçacığı başına çekirdek enerjisini gösteren noktaları işaretleyelim. Hafif çekirdeklerle başlayarak, haritada alt-soldan üst-sağa doğru köşeden köşeye giden derin bir vadi görürüz. Vadinin tabanındaki çekirdekler, proton ve nötron sayıları eşit olan çekirdeklerdir: ^4He , ^6Li , ^8Be , ^{10}B , ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , vb. Çekirdek kuvvetleri, karmaşık nedenlerden ötürü, bu çekirdeklerle özellikle kuvvetli bir bağlanma ve dolayısıyla özellikle düşük bir enerji verirler. Bu vadinin nötronca-zengin tarafındaki çekirdekler, nötron ve protonu eşit çekirdeklerden daha yüksek enerjiye sahiptirler; dolayısıyla bir nötron bir protona dönerse, enerji salınacaktır. Yükü dengelemek üzere bir elektron yapmak için yeterli enerji varsa, o zaman geçişler meydana gelecek ve çekirdek beta-radyoaktivitesi sergileyecektir. Örneğin, atmosferimizde kozmik ışınların oluşturduğu ünlü ^{14}C izotopu (sekiz nötron, altı proton) nötronca-zengindir; dolayısıyla bir elektron yayınlar ve en yaygın azot izotopu olan ^{14}N ’ye (yedi



Çekirdek enerjilerinin, çekirdekteki proton ve nötron sayılarına göre çizilmiş şematik görünümü. Çok sıkı bağlı çekirdeklerin "kararlı vadisi" açıkça görülüyor.

nötron, yedi proton) geri döner. Nötronun kendisi de, 15 dakikalık yarı-ömürle beta bozunumuna uğrayıp bir protona dönüşür; fakat bu, 1948'e kadar gözlenmemişti. Kararlı vadinin protonca-zengin tarafının çok ötelerindeki çekirdekler de bir tür beta bozunumu sergiler; 5. Bölüm'de buna geri döneceğiz.

Kararlı vadede daha ağır elementlere doğru gidersek, vadinin sürekli derinleştiğini görürüz; çünkü proton ve nötron sayılarının artmasıyla, çekirdek kuvvetlerinin neden olduğu çekim de artar. Bu nedenle, hafif elementlerin çekirdekleri daha ağır çekirdekleri oluşturmak üzere kaynaşırsa, enerji salınacaktır; bizim Güneşimize benzeyen yıldızların enerji kaynağı işte budur. Daha sonra, yirmiden daha fazla protona sahip olan çekirdekler için, yeni bir etken işin içine girer. Hafif çekirdekler için protonlar arasındaki itici elektrik kuvvetleri, nötronlar ve protonlar arasındaki çok şiddetli çekirdek kuvvetlerine göre iyice zayıftır; fakat büyük çekirdekler için elektrik kuvvetleri, çekirdek kuvvetlerinden çok daha hızlı bir şekilde birbirlerine eklenerek büyürler ve yirmi protondan daha fazla olduklarında önemli hale gelirler. Bu olgu iki etkiye sahiptir: Kararlı vadinin tabanı tekrar yükselmeye başlar ve vadi, haritanın nötronca-zengin kıyısına doğru yön değiştirir; çünkü çekirdek enerjisinin yükselmesinden sorumlu olan protonların yüküdür. Vadinin tabanı yükselmekle birlikte yükselme çok yavaştır ve orta atom ağırlıklı elementler için, bir atom ağırlığından dört birim ilerdeki bir diğer atom

ağırlığına gittiğimizde çok az bir enerji artışı olur; öyle ki bu artış, ağır çekirdeğin bir alfa parçacığı salarak hafif çekirdeğe bozunmasına yetmez. Kurşundan daha ağır elementler için, vadi tabanı çok daha hızlı yükselir ve burada ağır çekirdeklerin alfa parçacıkları salarak fazla yüklerinden kurtulmaları için yeterli enerji vardır. Bununla birlikte, alfa parçacıklarının salınması, protonlara oranla nötronların fazla oluşunu değiştirmez (alfa parçacığı, her birinden ikişer adet içerir); böylece bir ağır çekirdek bir alfa parçacığı salarak daha hafif bir çekirdeğe dönüştüğünde, yeni çekirdek, daha ağır çekirdeğe uygun olabilecek bir nötron fazlalığına sahip olacaktır. Atom ağırlığı arttıkça, çekirdek enerjileri vadisi, sürekli olarak daha büyük nötron fazlalıklarına doğru döner; dolayısıyla alfa bozunumunda ortaya çıkan çekirdekler beklendiği gibi vadinin nötronca-zengin kıyısında yer alacaktır. Bir sonraki alfa bozunumundan sonra, arta kalan çekirdek nötronca daha da zengin hale gelecektir. En sonunda, yeterli sayıda alfa bozunumundan sonra (bazen sadece biri gerekir) kalan çekirdek vadiciden o denli ötede olacaktır ki, bir elektron yaratmak için yeterli enerji mevcut olacak ve çekirdeği vadi tabanına geri döndürecek bir beta bozunumu ortaya çıkacaktır. Bu durumda, görülen desen, aralara beta bozunumları serpiştirilmiş bir alfa bozunumları dizisidir; öyle ki alfa bozunumları çekirdeği vadiye doğru çekerken vadinin nötronca-zengin kıyısına da geçirebilir; işte o zaman da beta bozunumu, çekirdeği vadi tabanının yakınlarına geri döndürür. Bu desen, 159. sayfada resimlenen radyoaktif dizilerde açıkça görülebilir.

Radyoaktivitede salınan enerjinin, çekirdek içine başlangıçta nasıl geldiği sorusuna şimdi geri dönüyoruz. Evrenin bir "büyük patlama" ile başladığına inanılır; bu patlamadan sonra özgür proton ve nötronların oluşturduğu sıcak ilksel gaz hızla soğumuş ve ilk üç dakikanın sonunda bir araya gelerek hidrojen ve helyumu oluşturmuştu. Hidrojen çekirdekleri, helyum çekirdeklerinden çok daha büyük bir çekirdek-parçacığı-başına-enerjiye sahiptir ve helyum çekirdekleri de, orta atom ağırlıklı çekirdekler-

den daha büyük bir çekirdek-parçacığı-başına-enerjiye sahiptir; dolayısıyla yıldızlar oluşurken, milyarlarca yıl boyunca ısılamalarını sağlamaya yetecek kadar enerjiyi sala sala, hidrojen çekirdekleri helyum çekirdeklerine ve helyum çekirdekleri de orta-ağırlıklı çekirdeklere kaynaşırlar. Bir yıldızın malzemesi, gidecek, çekirdek-parçacığı-başına en düşük enerjiye sahip olan demir civarındaki elementlere kadar evrim geçirir. Artık salınabilecek başka enerji yoktur ve yıldız soğumaya başlar. Genelde, yıldız bir kül, bir beyaz cüce olarak sona ulaşır. Bazen de, kararsız hale gelip, kütleçekimin etkisi altında şiddetle içeriye çöker ve sonra patlayabilir, gökbilimciler buna *süpernova* adını verir. Böyle bir patlama esnasında, yıldızın iç kısımlarından çok yoğun bir nötron akışı salınır. Bu nötronlar, yıldızın dış tabakalarındaki orta atom ağırlıklı çekirdeklere çarparlar ve onları hızla, uranyuma kadar giden ağır elementlere dönüştürürler. Patlayan yıldız kendi dış tabakalarını dağıtır ve bunlar yıldızlararası ortamı oluşturmak üzere uzaklara yayılırlar; bunlardan da ergeç Güneş gibi, bir sonraki yıldız nesli meydana gelir. Buna göre, toryum ve uranyum gibi doğal radyoaktif elementlerin içindeki enerji, bu yıldız patlamalarında salınan nötronlar tarafından onların içlerine konulmuştur ve bu enerjinin kökeni yıldız patlamalarının enerjisini sağlayan kütleçekim kuvvetine dayanır.

Son yıllarda, nötron, uygulamada uğursuz bir önem kazandı. Nötronlar elektrik yükü taşımazlar; bu nedenle çekirdek etrafında oluşan ve alfa parçacıklarıyla diğer çekirdekleri iten şiddetli elektrik alanlarından etkilenmezler. Dolayısıyla, Ruthetford'un 1920'deki Bakerian Konferansı'nda işaret ettiği gibi, nötronlar ağır çekirdeklerin içlerine bile kolayca sokulabilir ve çekirdek parçalanmalarına neden olabilirler. Nötronların ağır çekirdekleri fisyonu (çekirdek bölünmesine) uğrattıkları, 1938'de Otto Hahn (1879-1968) ve Fritz Strassmann (1902-1980) tarafından keşfedildi.²¹ Her fisyon birden fazla nötron üretir, böylece çekirdek zincir tepkimesi mümkün olur. Bu keşif ile birlikte nasıl yaşayacağımızı öğrenebilecek miyiz? Henüz bu belli değil!

Notlar

1. E. Rutherford and F. Soddy, "The Cause and Nature of Radioactivity", *Philosophical Magazine Series 6*, 4 (1903), 561, 576.
2. E. Rutherford and F. Soddy, "Radioactive Change" *Philosophical Magazine Series 6*, 5 (1904), 576.
3. H. Geiger, "On a Diffuse Reflection of the α -Particles", *Proceedings of the Royal Society A* 82 (1909) 445.
4. E. N. da Costa Andrade tarafından alıntı, *Rutherford and the Nature of the Atom* (Doubleday, Garden City, N. Y. 1964).
5. Aynı eser..
6. E. Rutherford, "The Scattering of α and β Rays and the Structure of the Atom", *Proceedings of the Manchester Literary and Philosophical Society IV*, 55 (1911) 18.
7. E. Rutherford, "The Scattering of α and β Particles by Matter and the Structure of the Atom", *Philosophical Magazine Series 6*, 21 (1911), 669.
8. H. Geiger and E. Marsden, "The Laws of Deflection of α Particles through Large Angles", *Philosophical Magazine Series 6*, 25 (1913), 604.
9. N. Bohr, "On the Constitution of Atoms and Molecules", *Philosophical Magazine Series 6*, 26 (1913), 1, 476, 857.
10. H. G. J. Moseley, "The High-Frequency Spectrum of Elements", *Philosophical Magazine Series 6*, 26 (1913), 257.
11. A. Einstein, "Zur Elektrodynamik bewegter Körper", *Annalen der Physik* 17 (1905), 891; "Ist die Trägheit eines Körpers von seinem Energieinhalt abhängig?" aynı eser 18 (1905), 639.
12. N. Feather tarafından alıntı, *Lord Rutherford* (Priory Press, 1973).
13. E. Rutherford, "Collision of α Particles with Light Atoms IV. An Anomalous Effect in Nitrogen", *Philosophical Magazine Series 6*, 37 (1919), 581.
14. E. Rutherford, "Nuclear Constitution of Atoms", *Proceedings of the Royal Society A* 97 (1920) 374.
15. I. Curie and F. Joliot, *Comptes Rendus Acad. Sci. Paris* 194 (1932), 273.
16. J. Chadwick, "The Existence of a Neutron", *Proceedings of the Royal Society A* 136 (1932), 692.
17. W. Heisenberg, "Atom Çekirdeğinin Yapısı" *Zeitschrift für Physik* 77 (1932), 1; 78 (1932), 156; 80 (1932), 587.
18. M. A. Tuvc, N. Heydenberg and L. R. Hafstad, "The Scattering of Protons by Protons", *Physical Review* 50 (1936), 806. Ayrıca bakınız: G. Breit, E. U. Condon and R. D. Present, "Theory of Scattering of Protons by Protons", aynı eser 50 (1936), 825.
19. G. Breit and E. Feenberg, "The Possibility of the Same Form of Specific Interactions for all Nuclear Particles", *Physical Review* 50 (1936) 850.
20. E. Fermi, "Versuch einer Theorie der β -Strahlen", *Zeitschrift für Physik* 88 (1934), 161.
19. O. Hahn and F. Strassmann, "Über den Nachweis und das Verhalten der bei der Bestrahlung des Urans mittels Neutronen entstehenden Erdalkalimetalle", *Die Naturwissenschaften* 27 (1939), 11.

V. Bölüm

Başka Parçacıklar

Temel parçacıkların listesi, olağan atomları oluşturan elektron, proton ve nötronla sınırlı değildir. Son söz olarak, yirminci yüzyılın başından kitabımızın yayınlandığı güne kadar keşfedilmiş olan diğer parçacıkları da hızla gözden geçireceğim.

Fotonlar

Albert Einstein 1905'te, Özel Görelilik Kuramı'nı geliştirdiği *annus mirabilis*'te*, bazı amaçlar için, ışığın (daha sonra *foton* adı verilen) parçacıklardan oluştuğunun düşünülebileceğini öne sürmüştü. Fotonların varlığı, deneysel olarak 1914-16 yılları arasında Millikan'ın fotoelektrik etki üzerine yaptığı çalışmalarının sonuç-

* Olağanüstü yıl

larıyla, 1922-23'te Arthur Holly Compton (1892-1962) tarafından X ışınlarının elektronlar üzerinden saçılması çalışmalarıyla ve o zamandan bu yana pek çok sayıda değişik olayla doğrulandı. Fotonlar sıfır kütle ve sıfır elektrik yüküne sahiptirler ve daima ışık hızıyla giderler; dolayısıyla atomların içinde bulunamazlar.

Nötrinolar

Chadwick 1914'te radyoaktif bir çekirdeğin beta bozunumunda salınan elektronun (alfa parçacığı ya da gamma ışını gibi) belirli bir kinetik enerjiyle çıkmadığını, tersine sıfırdan ana çekirdeğe özgü bir en yüksek değere kadar uzanan sürekli bir enerjiler spektrumu ile salındığını gözlemişti. Bu çok şaşırtıcıydı; çünkü elektron enerjisinin, bozunan çekirdek ile ürün çekirdeğin enerjileri arasındaki farka eşit olması ve her özel radyoaktif element için sabit bir değer alması bekleniyordu. Bu enerjinin, elektron ile saptanamayan bir gamma ışını arasında paylaşılmış olabileceği olasılık içindeydi. Eğer bu böyleyse, salınan toplam enerji, beta elektronlarının en yüksek enerjisine eşit olmalıdır; çünkü bu en yüksek enerji, gamma ışınının ihmal edilebilir bir enerji kazandığı beta bozunumu süreçlerindeki elektronun sahip olduğu enerjidir. Bununla birlikte, 1927'de C. D. Ellis ve W. A. Wooster beta-radyoaktif radyum E (^{210}Bi) çekirdeği örneğinde ortaya çıkan toplam ısı enerjisini ölçtüler ve çekirdek başına salınan enerjinin, beta elektronlarının gözlenen en yüksek enerjisine eşit olmadığını, fakat bunun yerine onların ortalama enerjisine eşit olduğunu buldular. Bu sonucun 1930'da L. Meitner ve W. Orthmann tarafından doğrulanmasından sonra, ortada bir sıkıntının olduğu iyice açıklık kazandı. Koca Niels Bohr, beta-radyoaktivitesi sürecinin, enerjinin korunumuna uyup uymadığı konusunda kuşkuya düşmüştü. Doğru çözüm, köklü olmaktan uzaktı. Wolfgang Pauli (1900-1958) arkadaşlarına 1930'da yazdığı mektuplarda* şunu öneriyordu:

* Bu mektuplardan, radyoaktivite konusundaki bir uluslararası konferansa katılanlara yazılmış bir tanesi, "Sayın Radyoaktif Bayanlar ve Baylar" diye başlıyor.

Beta bozunumunda elektronun yanında bir başka parçacık da salınır ve elektron çıkan enerjiyi onunla bölüşür; bu parçacık (elektrikçe yüksüz olmakla birlikte) bir gamma ışını olmayıp öylesine nüfuz edicidir ki Ellis-Wooster deneyi gibi deneylerde enerjisi ısıya dönüşmez. 1932’de nötronun keşfinden sonra, Pauli’nin varsayımsal parçacığı, *nötrino*, yani “küçük nötr parçacık” olarak anılır hale geldi.

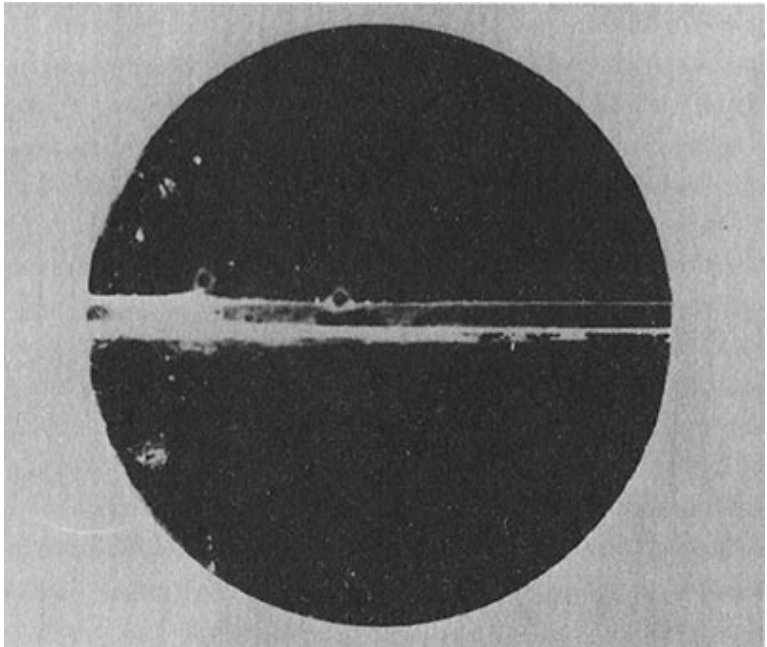
Nötrino, Fermi’nin 1933 tarihli beta-radyoaktivitesi kuramına dahil edildi; bu kuramda temel süreç şuydu: Bir çekirdeğin içinde (ya da dışında) bir nötron kendiliğinden bir proton, bir elektron ve bir nötrinoya dönüşür. (Kesin söylemek gerekirse, böyle bir beta bozunumunda salınan yeni parçacık, daha sonra karşınötrino olarak isimlendirilen parçacıktır. Karşıparçacıklar aşağıda tartışılmaktadır.) Fermi kuramının öngördüğü elektron enerjileri dağılımı ile deneysel olarak gözlenen dağılımın karşılaştırılması, nötrino kütesinin çok küçük (elektron kütesinden aşırı derecede küçük) olması gerektiği sonucuna götürdü bizi. Bugün nötrino kütesinin, 10^{-4} elektron kütesinden daha büyük olmadığı biliniyor. (Bu sınır değerin yarısı kadarlık bir kütleyle sahip olabileceğine dair belirtiler var. Ayrıca bugün nötrinoların en az üç farklı türde ortaya çıktıklarına inanılıyor; bunların bazıları bundan daha ağır olabilir.)

Ayrıca Fermi kuramı, nötrinoların madde içinde soğurulma tesir kesitini hesaplamayı da mümkün kıldı. Temel etkileşimin çok zayıf olması nedeniyle, tesir kesiti öylesine küçük çıkar ki, beta-radyoaktivitesinde salınan nötrinoların tipik enerjisine sahip bir nötrino, ışık yılları kalınlığındaki kurşunu soğurulmadan geçebilir. Bu nedenle, Ellis-Wooster deneyinde ölçülen ısı enerjisine katkı yapmamalarına şaşmamalıyız. Nötrinoları saptamak aşırı derecede zordur; fakat nükleer reaktörlerde (çekirdek parçalanmasında nötronca-zengin ürünlerin beta bozunumu aracılığıyla) aşırı derecede çok sayıda salınırlar. Gerçekten de en sonunda 1955’te Savannah River reaktöründe Clyde L. Cowan Jr. ve Frederick Reines tarafından gözlenmişlerdir. Bu-

günlerde, büyük hızlandırıcılarda üretilen parçacıkların bozunumlarından muazzam sayıda nötrino elde edilmektedir ve nötrino etkileşimleri, hem kuramsal hem de deneysel olarak yaygın biçimde çalışılmaktadır. Nötrinolar Evrenimizin en yaygın sahipleridir; kozmik nötrinolar asla gözlenememiş olsalar da, büyük patlamadan artakalan fotonlar kadar çok olduklarına ve proton ile nötronlardan 10^9-10^{10} kez daha fazla olduklarına inanılmaktadır. Bununla birlikte, sıradan maddenin atomlarıyla öylesine aşırı derecede zayıf etkileşirler ki, yakalanıp onların içinde tutulmaları söz konusu olamaz.

Pozitronlar

Cambridge'den kuramsal fizikçi Paul Andrien Maurice Dirac (1902-1984) 1920'lerin sonlarına doğru kuantum mekaniğinin özel görelilikle uyumlu biçimini geliştirmeye girişmişti. Bu çalışma esnasında, bir tek elektronu tanımlamak için önerdiği denk-

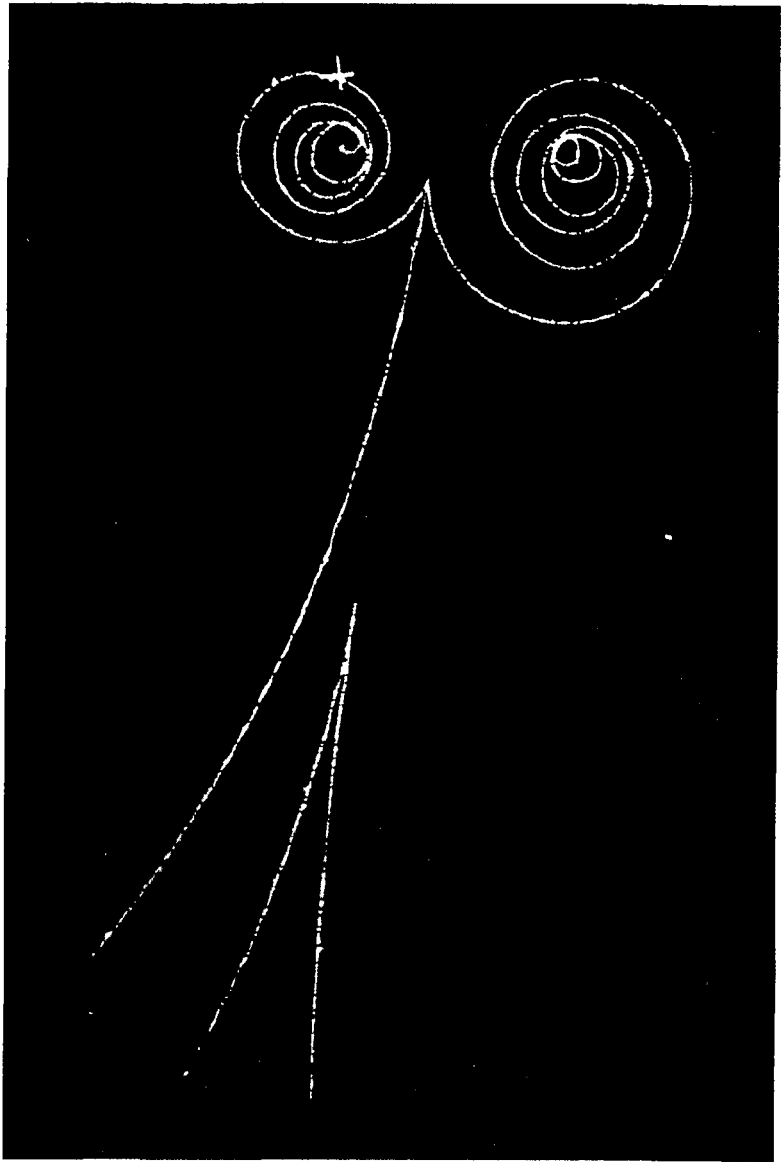


1931 tarihli bu sis odası fotoğrafı, kaydedilmiş ilk pozitron izini gösteriyor.

lemin eksi enerjili çözümlere sahip olduğunu gösteren hayret verici bir sonuçla karşılaştı. Tüm elektronların neden bu eksi enerjili konumlara çökmediğini izah etmek için, 1930'da eksi enerjili konumların normalde zaten dolu olduklarını ve bu nedenle atomda dış elektronların daha düşük enerjili iç yörüngelere düşmelerini önleyen (Pauli dışarlama ilkesi olarak bilinen) aynı kural uyarınca daha fazla elektron kabul edemediklerini ileri sürdü. Ancak birkaç eksi enerjili konum boş olabiliyordu ve eksi enerjili eksi yüklü parçacıkların denizinde bu boş konumlar (bunlara *deşik* de denir), artı enerjili ve artı yüklü parçacıklar olarak görünürlerdi. Yeni parçacık önermekten kaçınmanın neredeyse bilimsel davranış kuralı sayılmasının etkisi altında, Dirac ilk önce budeşiklerin protonlarla özdeşleştirilebileceğini düşündü. Fakat Herman Weyldeşikler ve elektronlar arasında bir simetrisinin varlığına işaret edince Dirac,deşiklerin elektronlarla tam olarak aynı kütleyi taşımaları gerektiği sonucuna ulaştı. 1932'de Amerikalı deneyci Carl Anderson'un (1905-1991) manyetik alan içinde elektron izleri kadar çok fakat zıt yönde kozmik-ışın parçacıkları izleri gözlemesiyle de, bu öngörü beklenmedik bir biçimde doğrulandı. *Pozitron* olarak adlandırılan bu parçacıkların elektronlarla aynı kütleye sahip oldukları ve zıt elektrik yükü taşıdıkları büyük bir kesinlikle bilinmektedir. Şu anda Evrenimizde çok az miktarda bulunuyorlar; ancak kozmik ışınlar ve süpernovalar gibi şiddetli astrofiziksel olaylarda ve protoncazengin bir çekirdeğin içinde bir protonun bir nötrona dönüşmesiyle oluşan ender beta bozunumu sürecinde yaratılırlar. Çarpışan bir pozitron ve bir elektron büyük olasılıkla birbirlerini yok ederler ve bir ışınım çakması vererek kütlelerindeki enerjiyi uzaklara taşırlar; dolayısıyla pozitronlar sıradan madde içerisinde asla bulunmazlar.

Diğer Karşıtparçacıklar

Pozitronun keşfinden sonra, her tür parçacığa, aynı kütleli fakat elektrik yükü ve benzer korunan nicelikleri zıt değerli bir

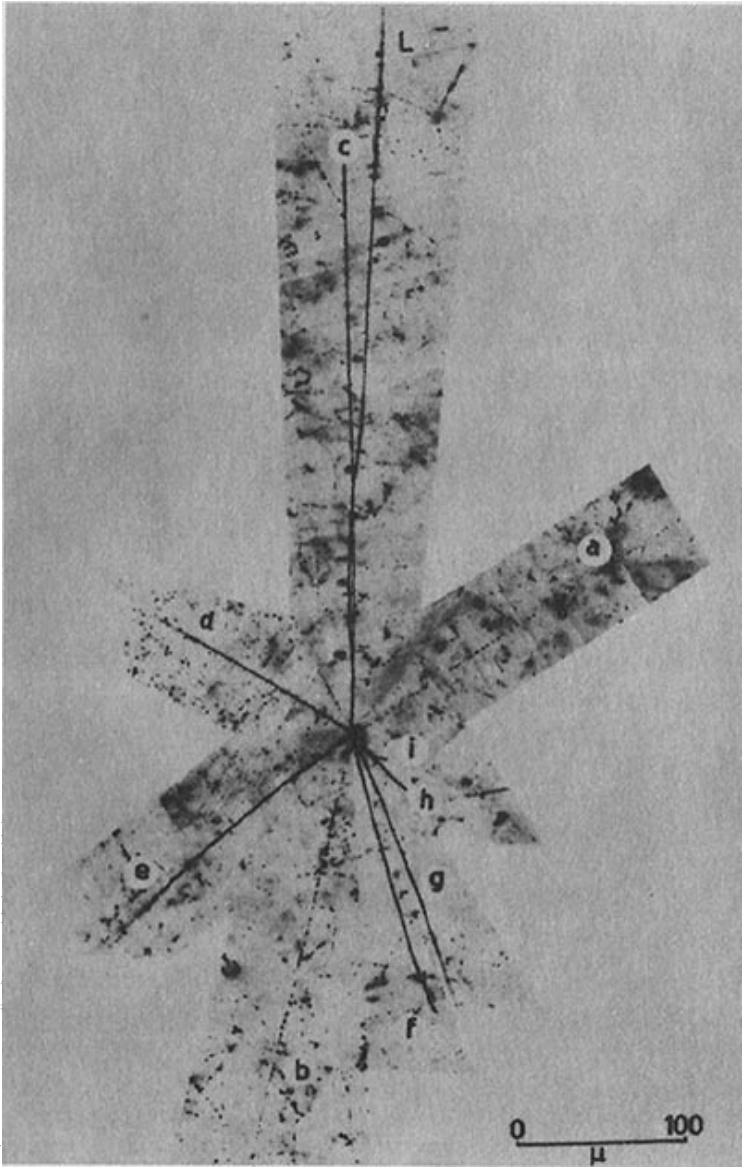


Elektron-pozitron çifti yaratılması. Yukardan giren bir gamma ışını, bir atomik elektrondan saçılıp enerjisinin bir kısmını yitirerek enerjili bir geri tepen elektron ve bir elektron-pozitron çifti yaratır. Sıs odası kuvvetli bir manyetik alan içine yerleştirildiğinden, elektron ve pozitron izleri kıvrılırlar. Kıvrılma yönleri, parçacıkların yüklerinin işaretlerini açığa vurur.

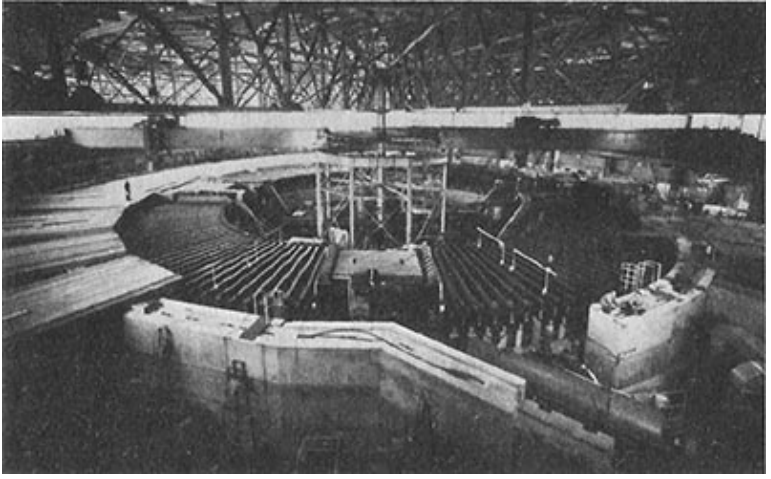
karşıtparçacığının karşılık geleceği açık hale gelmişti. Bu yorumda esas öge, karşıtparçacıkların genelde eksi-enerjili parçacıklar denizinde deşikler olarak ele alınamayacağını gösterilmesiydi. 1934'te Pauli ve Victor F. Weiskopf gösterdi ki, kararlı bir eksi-enerji denizi oluşturmeyan parçacıklar da karşıtparçacıklara sahiptir. (Bununla birlikte, birçok fizik ders kitabında deşik kavramı uzun boylu anlatılır.) Pozitron, elektronun karşıtparçacığdır; nötronca-zengin çekirdeklerin beta bozunumunda elektronla birlikte yayınlanan karşıtnötrino, nötrinonun karşıtparçacığdır ve nötrino protonca-zengin çekirdeklerin beta bozunumunda pozitronla birlikte yayınlanır. Elektrik yükü olmayan foton, kendisinin karşıtparçacığdır. 1955'te Owen Chamberlain (d. 1920) ve Emilio Gino Segrè (1905-1989), Clyde Wiegand ve Tom Ypsilantis ile birlikte Berkeley'deki Bevatron hızlandırıcısında karşıtparçacıkları yaratmayı başardılar. *Karşıtmadde*, pozitron bulutuyla sarılmış karşıtparçacık ve karşıtnötronlardan yapılmış karşıtçekirdeklerden oluşmaktadır. Evrenin gözlenen kısmının hiçbir yerinde hatırı sayılır miktarda karşıtmadde olduğu sanılmamaktadır.

Müonlar ve Pionlar

Çekirdek kuvvetlerinin elektron alışverişinden kaynaklandığı düşüncesi çöktükten sonra, şu problem ortada kalmıştı: Öyleyse çekirdek kuvvetini doğuran nedir? Çekirdek parçacıklarının çarpışmasında deşik tokuş edilen momentum ve enerji bir başka parçacık tarafından taşınabilir mi? 1935 yılında Japon kuramcı Hidekei Yukawa (1907-1981), herhangi bir kuvvetin menzili ile bu kuvveti doğuran deşik tokuş parçacığının kütlesi arasında basit bir bağıntının var olduğunu anlamıştı: Daha ötesinde kuvvetin hızla sifıra düştüğü karakteristik bir mesafe vardır; bu mesafe, kuvveti doğuran deşik tokuş parçacığının kütlesiyle ters orantılıdır. Elektromanyetizmada deşik tokuş parçacığı sıfır kütleli fotondur; dolayısıyla kuvvetin menzili sonsuzdur. Yani, ne kadar uzak olursa olsun,



İlk karşıtproton yok olması “yıldızı”, 1955



1955'te Lawrence Berkeley Laboratuvarı'ndaki Bevatron

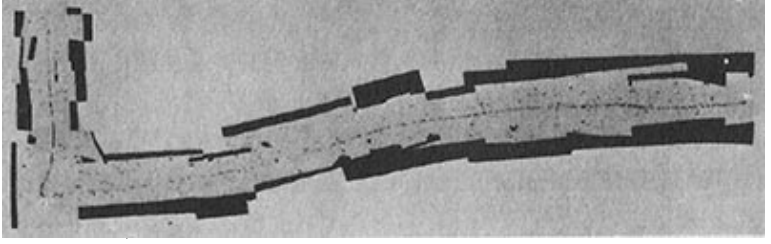
kuvvet sadece uzaklığın karesiyle azalır. Elektron değiş tokuşu için kuvvetin menzili yaklaşık 10^{-13} metredir, eğer çekirdek kuvveti için gerçek mekanizma elektron değiş tokuşu olsaydı, atom çekirdekleri bu büyüklükte olurdu. Gerçekte atom çekirdekleri (Geiger ve Marsden'in yaptığı türden deneylerle gösterildiği gibi) bundan yüzlerce kez daha küçüktür; böylece bu, çekirdek kuvvetlerinin elektron değiş tokuşu kuramına karşı bir diğer işarettir. Yukawa elektronun kütlesinden yüzlerce kez daha büyük kütleli yeni bir parçacık önerme yürekliliğini gösterdi; bu parçacığın değiş tokuşu, gözlenen çekirdek boyutu basamağında, yani 10^{-15} metre kadar menzilli bir kuvvet doğurur. Bu parçacığın kütlece elektron ve proton arasında olması nedeniyle, ona (Yunanca *meso*, yani "orta" anlamında) *mezon* denildi.

Sadece iki yıl sonra, 1937'de, S. H. Neddermeyer ve C. D. Anderson ile C. E. Stevenson ve J. C. Street tarafından yapılan sis odası deneylerinde kozmik ışınların içinde kütlesi 200 elektron kütlesi kadar olan bir parçacık bulundu. O günlerde bunun, Yukawa tarafından öngörülen mezon olduğu varsayıldı. Bununla birlikte, 1945'te (İtalya hâlâ Alman idaresi altındayken)

M. Conversi, E. Pancini ve O. Piccioni tarafından yapılan bir deney, kozmik ışınlarda baskın olan mezonların nötron ve protonlarla zayıf -çekirdek kuvvetiyle ilgili mekanizmayı sağlayamayacak kadar zayıf- biçimde etkileştiğini gösterdi. Bu bilmece, (bağımsız olarak Amerikada R. E. Marshak ve H. A. Bethe, Japonya'da S. Sakata ve T. Inoue tarafından önerilen ve daha sonra İngiltere'de C. M. G. Lattes, C. P. S. Occhialini ve C. F. Powell tarafından deneyle doğrulanan) aslında kütleleri çok az farklı iki ayrı tür mezon vardır biçimindeki öneriyle açıklık kazandı. Günümüzde pi mezon ya da *pion* denen daha ağırca olanı, proton ve nötronlarla kuvvetli etkileşimlere girer ve Yukawa'nın sezinlediği gibi çekirdek kuvvetine katkıda bulunur; *müon* adı verilen daha hafifçe mezon ise sadece zayıf ve elektromanyetik etkileşimlere sahiptir ve Yukawa kuramıyla hiçbir ilgisi yoktur.

Pi mezonların üç çeşidi vardır: Eksi yüklü ve elektrondan 273,1232 kez daha ağır olan bir pi mezon, onunla tamamıyla aynı kütleye sahip artı yüklü karşıtparçacığı ve karşıtparçacığı kendisi olan elektrondan 264,1129 kez daha ağır yüksüz pion. Bu üçlü, proton-nötron ikilisi gibi aynı biçimde bir aile oluşturur; protonlar ve nötronlar arasındaki çekirdek kuvvetinin simetrisi aile bağlılığını gerekli kılar. Müonlar ise iki çeşittir: Elektrondan 206,7686 kez ağır eksi yüklü bir parçacık ve onun aynı kütleli artı yüklü karşıtparçacığı. Müon ve karşıtmüon, elektron ve pozitronun şişko kardeşleri gibi görünmektedirler: Aralarındaki tek fark, görünüşte sadece kütledir.

Pionların ve müonların tümü kararsızdır: Yüklü pion ve karşıtpion, $2,603 \times 10^{-8}$ saniyelik bir ortalama ömürle sırasıyla bir müon artı karşıtnötrinoya ve bir karşıtmüon artı nötrinoya; yüksüz pion ise $0,8 \times 10^{-16}$ saniyelik bir ortalama ömür ile iki fotona bozunur. Müon (karşıtmüon), $2,19712 \times 10^{-6}$ saniyelik bir ortalama ömürle bir elektron (pozitron), artı bir nötrino-karşıtnötrino çiftine bozunur. Deniz düzeyindeki kozmik ışınlarda baskın olan müonlar, daha ziyade yükseklerdeki hava molekül-



1947'de bir pionun ilk resimlerinden biri. Sol alta durdurulan bir pion, sağa doğru giden bir müon salarak bozunmaktadır.

lerinin çekirdekleriyle kozmik ışınların çarpışmaları sonucunda üretilmiştir.

Pionlar, protonlar ve nötronlar, kuvvetli çekirdek etkileşimleriyle ayırt edilen ve *hadronlar* olarak bilinen parçacıklar sınıfına girerler. Müonlar, elektronlar ve nötrinolar ise, *leptonlar* adı verilen sınıfa aittir; bunlar kuvvetli etkileşimlere sahip olmayıp, oldukça tekdüze zayıf (beta bozunumu gibi) ve elektromanyetik etkileşimlere sahiptirler. (Bir diğer lepton, *tau*, SLAC'da (Stanford Lineer Hızlandırıcı Merkezi) geçtiğimiz yıllarda keşfedilmiştir.) Bilindiği kadarıyla, 1930'larda ve 1940'larda birçok karışıklık yaratmış olan pionlar ve müonlar arasındaki kütle benzerliği esasında bir rastlantıdır.

Acayip Parçacıklar

Pionları ve müonları sınıflara ayırdıktan sonra, fizikçiler biraz dinlenmeyi umuyorlardı; ama 1947 yılında G. D. Rochester ve C. C. Butler tarafından kozmik ışınlarda daha başka parçacık türleri de keşfedildi. Bu parçacıkların, kuvvetli etkileşimlere girmeleri nedeniyle hadron oldukları hemen anlaşıldı; fakat acayip bir tarafı vardı, çünkü pionlardan farklı olarak daima çiftler halinde üretiliyorlardı. Farklı türlerden tüm acayip parçacıkların bütün özelliklerini anlatmaya girişmek, burada pionlara ayırdığım yerin yüzlerce katı yer alabilir; dolayısıyla onlara burada değinmeyeceğim.

Yeni Hadronlar

Şu ana kadar değindiğim parçacıklar Evrenimizde çok yaygındır ya da en azından kozmik ışınlar tarafından bol miktarda üretilirler. Parçacık menüsünün bu yönü, 1950'lerde Berkeley'deki Bevatron gibi büyük hızlandırıcılar ve kabarcık odası gibi parçacık saptayıcı yeni aygıtlar yapılmaya başlanınca büyük ölçüde değişti. Bu hızlandırıcılardan elde edilen yüksek enerjili protonların çarpışma ürünlerinde ρ , ω , η , ϕ , Δ , Ξ , Ω vb. olarak adlandırılan çok çeşitli yeni hadronlar bulundu -öyle çok ki Yunan alfabesi yetmeyebilir. Bunların tümü aşırı kısa ömürleriyle hepten kararsızdı; olağan madde içinde bulunmalarının ve yapay olarak üretilmek zorunda olmalarının nedeni budur. Bununla beraber, herkesin dile getirebileceği gibi, onlar da tam olarak pionların, protonların ya da nötronların olduğu kadar temeldirler. Fizikçiler, Berkeley'den Geoffrey Chew'ün "nükleer demokrasi" dediği bir ilkeyi dile getirmeye başlamışlardır: Hadronlar tümüyle, kendi kendilerinin neredeyse her alt kümelerinin bileşikleri olarak düşünülebilirler -ki bu nedenle temel demekten hoşlanıyorsak, onları temel diye adlandırabiliriz.

Kuarklar

Kısa süre sonra bu hadron kalabalığına bir düzen getirmek için bir girişimde bulunuldu. 1960'ların başlarında Kaliforniya Teknoloji Enstitüsü'nden Murray Gell-Mann ve George Zweig, gene Gell-Mann ile Tel Aviv'den Yuval Ne'eman'ın daha önceki bir çalışmasını biraz daha işleyerek, hadronların gerçekten temel birkaç tür yapıtaşının bileşikleri olduğunu ileri sürdüler. Gell-Mann bu yapıtaşlarına *kuark* adını verdi. Başlangıçta sadece elektronik yük birimi $\frac{2}{3}$, $-\frac{1}{3}$ ve $-\frac{1}{3}$ yüklü üç tür kuarkın var olması bekleniyordu; fakat SLAC ve Brookhaven'daki deneyler en azından iki türün daha var olduğu düşüncesini ortaya koydu. Ayrıca, bugün her kuark türünün gerçekte bir üçlü olduğuna inanılıyor. Bu, kuark türlerinin sayısını

$5 \times 3 = 15$ 'e çıkarıyor ve yakında en azından bir üçlünün daha ortaya çıkması bekleniyor.

Kuarkların deneysel olarak aranmasının, bu kitapta gözden geçirdiğimiz bazı deney türlerini yeniden gündeme getirmesi bir bakıma sevindiricidir. SLAC ve MIT arasında 1968 yılında gerçekleştirilen işbirliği, protonların ya da nötronların üzerine gönderilen yüksek enerjili elektronların bazen büyük açılarda saçıldığını gösterdi. Altın atomları tarafından alfa parçacıklarının büyük açılı saçılmaları nasıl Rutherford'a altın atomunun içinde yoğun bir çekirdeğin varlığını esinlendirdiyse; bu da, proton ve nötron içinde yoğun parçacıkların var olduğuna işaret etmektedir. Ayrıca çeşitli gruplar, kuarkları bulma çabası içinde, elektron ya da pozitron yükünün $\frac{1}{3}$ ya da $\frac{2}{3}$ katı değerinde elektrik yükleri bulma ümidiyle, H. A. Wilson ve Millikan'ın deneylerini yineliyorlar. Birçok kuramcı, kuarkların hadronlar olarak gözlediğimiz özel bileşimler halinde bulunduğunu ve ilke olarak tek tek asla gözlenemeyeceğini düşünüyor; fakat her zaman olduğu gibi, gene de son söz deneycilerin.

* * *

Bu böylece sürüp gider. Temel parçacıkların listesi mutlaka uzamaya devam edecektir. Fizikçiler şimdi sadece bir diğer kuark üçlüsünün keşfini beklemiyorlar; ayrıca fotonun aşırı derecede ağır biraderleri olan ve *ara vektör bozonlar* adı verilen parçacıklar ile *Higgs bozonları* adı verilen özellikleri daha az açık parçacıkların da keşfedilmesini bekliyorlar.

Scott Konferansı'nda beklenen bu yeni parçacıklar ve başka şeyler hakkında konuşmak için 1975'te Cavendish Laboratuvarı'na gittim. 1930'lardan bu yana çok şey değişmişti. Kuşkusuz, neredeyse 50 yıl önce Scott Konferansları veren Niels Bohr'a yaptığı gibi, bir misafir kuramcıya homurdanan Rutherford orada yoktu artık. 1975'teki Cavendish Profesörü Sir Brian Pippard kuramcılara karşı çok nazikti. Cavendish, Free

School Lane'deki eski binalarından Madingley Road üzerinde, kasabanın dışında çağdaş bir yerleşkeye taşınmış ve etkinlik odağı da çekirdek fiziğinden radyoastronomi, moleküler biyoloji ve katıhal fiziğine kaymıştı. Fakat orada olmaktan çok memnundum. Biz fizikçiler her zaman yeni bir şeyler yapmayı deneriz, fakat çok eski bir geleneğin içinde çalışırız; bizim kendi tapınaklarımız ve kahramanlarımız vardır. Cavendish Laboratuvarı'nca temsil edilen gelenek, Cam Nehri boyunca dizilmiş o sevimli eski fakülte binalarındaki diğer bilim dallarının müritleri için oluşmuş gelenek kadar bizi duygulandırmaktadır.

Okuyucuların, burada sunduğum parçacık fiziği raporundan, bu fizik dalının, doğada bulunabilecek kadar uzun yaşayamayan ve toplayıcının laboratuvarında yaratılması gereken türden kelebeklerin koleksiyonculuğu işine dönüştüğü sonucunu çıkarmayacaklarını umuyorum. Bu görüşün çok yanlış olduğunu düşünüyorum. Çağlar öncesinden beri sorulan *olağan madenin doğası* sorusu, elektron, proton ve nötronun keşfiyle çözüldükten sonra, artık soru değişti. Temel parçacıklar üzerine yaptığımız deneysel ve kuramsal çalışmalarda amaçlanan asıl iş, parçacıkların listesini ve özelliklerini sıralamak değildir. Sorun doğanın (parçacıkların, çekirdeklerin, atomların, kayaların ve yıldızların) neden böyle olduğunu söyleyen temel ilkeleri bulmaktır. Tüm deneyimlerimiz gösteriyor ki, şu anda doğanın temel yasalarını elde etmenin en iyi ve belki de tek yolu, temel parçacıkların incelenmesidir.

Bu kitapta dile getirilen öykü, umarım ki "fizik tarihi, parçacıkların, kuvvetlerin ya da başka herhangi bir belirli olgunun keşfi ve incelenmesidir" şeklinde bir izlenim de yaratmaz. Thomson, Becquerel, Rutherford, Millikan ve Chadwick'in olağanüstü keşifleri ve ölçümleriyle birlikte, düşünceler evrim geçirmiş ve fiziksel ilkeler ile ilgili anlayışımız genişlemiştir. Burada bunlara giremesem de, elektronun keşfi, göreliliğin ve kuantum mekaniğinin gelişmesini teşvik etmiş, son yıllarda kuvvetli

ve zayıf çekirdek kuvvetlerinin incelenmesi, doğadaki simetrinin rolü üzerindeki anlayışımızı derinleştirmiştir. Atomaltı parçacıkların keşfi yirminci yüzyıl fiziğinin tümü olmasa bile, vazgeçilmez bir parçasıdır.

Şair William Blake bilimin tümünü bir dizede özetleme gereği duyduğu zaman, "Demokritos'un atomları ve Newton'un ışık parçacıkları"ndan söz etmişti. Demokritos ve Leukippos'un Yunanistanından Blake'in zamanına ve bizim zamanımıza kadar, temel parçacık düşüncesi, daima bilimin en temel amacının, yani doğanın karmaşıklığını basit ifadelerle anlatmanın simgesi olmuştur.

Ekler

A Newton'un İkinci Hareket Yasası

Genel bir birim sisteminde, Newton'un İkinci Hareket Yasası'na göre, kuvvet kütle çarpı ivmeyle orantılıdır:

$$F = kma \quad (\text{A.1})$$

Burada F parçacık üzerine etkiyen kuvvet, a bu kuvvet tarafından parçacığa verilen ivme, m parçacığın kütlesi ve k ise değeri F , m ve a için seçilen birim sistemine bağlı bir sabittir. Kuvvet biriminin seçimi neredeyse evrenseldir; $m = 1$ değerli bir kütleye $F = 1$ değerli bir kuvvet tarafından $a = 1$ ivmesi verilir. Örneğin, bir newton, bir kilogramlık kütleye bir m/s^2 'lik ivme verecek kuvvet olarak tanımlanır. Böyle bir birim sisteminde, k sabiti $k = 1$ değerine sahip olmalıdır; yoksa $m = 1$, $a = 1$, $F = 1$

özel halinde denklem (A.1) sağlanamaz. Dolayısıyla, böyle birimler için, Newton'un İkinci Hareket Yasası, çok iyi bilinen

$$F = ma \quad (A.2)$$

şeklini alır.

Örneğin, elektron hakkında bugün bildiklerimize dayanarak diyebiliriz ki, katot ışınlarıyla yapılmış olan Thomson deneyinde elektrona etkiyen kuvvet tipik olarak

$$F = 10^{-16} \text{ newton}$$

düzeyindeydi; elektronun kütlesi yaklaşık

$$m = 9 \times 10^{-31} \text{ kilogram}$$

ve dolayısıyla ivme yaklaşık

$$a = F/m = 1,1 \times 10^{14} \text{ m/s}^2$$

olur. Böyle bir ivmeyle elektron, sadece 10^{-6} saniye sonra, $1,1 \times 10^8$ m/s hızla hareket ediyor duruma gelir; ki bu da ışık hızının (3×10^8 m/s) oldukça büyük bir kesridir. Bununla birlikte, Thomson deneyinde elektronlar sadece yaklaşık 10^{-9} saniye süreyle kuvvete maruz bırakılmışlardı ve hiçbir zaman ışık hızına yaklaşamamışlardı.

Önceki örnekte, İkinci Newton Yasası, belirli bir kuvvetin belirli bir kütle üzerinde oluşturacağı ivmeyi hesaplamak için kullanıldı, fakat kuşkusuz bu yasa, belirli bir kütle üzerinde istenen bir ivmeyi oluşturacak kuvveti hesaplamak için de kullanılabilir. Örneğin, yeryüzünün yakınlarında cisimlerin g simgesiyle gösterilen $9,8 \text{ m/s}^2$ 'lik bir ivmeyle düştükleri yaygın bir gözlemdir. Buradan, m kütleli bir cisim üzerindeki kütleçekimi kuvvetinin (cisim serbest düşsün ya da düşmesin)

$$F_{\text{çekim}} = mg$$

olduğu çıkar. Buna göre, bir elektron üzerindeki kütleçekimi kuvveti 9×10^{-31} çarpı 9,8 yani 9×10^{-30} newtondur. Bu kuvvet, bir katot tüpündeki elektrona uygulanan elektriksel ve manyetik kuvvetlerle karşılaştırıldığında tamamıyla önemsizdir; dolayısıyla Thomson deneyinde elektronların davranışını analiz ederken, kütleçekimi rahatlıkla göz ardı edilebilir.

B Katot Işınlının Elektriksel ve Manyetik Sapması

Burada İkinci Newton Yasası'nın, Thomson deneyinde katot ışınının sapmasını hesaplamak için nasıl kullanıldığını ve bu sapma ölçümünün, ışın parçacıklarının kütle/yük oranını hesaplamak için nasıl kullanılabileceğini göstereceğiz.

Katot ışını parçacıkları üzerine, ışın hareketine dik doğrultuda bir F kuvveti uygulandığını varsayalım. Parçacıklara bu doğrultuda $a = F/m$ büyüklüğünde (burada m parçacığın kütlesidir) bir ivme verilecektir; böylece eğer parçacıklar bir t zamanı boyunca kuvvete maruz kalırlarsa, ilk hareket doğrultularına dik

$$v_{dik} = ta = tF/m \quad (B.1)$$

büyüklüğünde bir hız bileşeni kazanacaklardır. Parçacıkların ışının ilk doğrultusunda bir v hız bileşenine sahip olduklarını ve ℓ uzunluğunda bir "sapma bölgesi" (F kuvvetine maruz kaldıkları bölge) boyunca bu hızla gittiklerini varsayalım. Hız zaman başına mesafe olduğundan, $v = \ell/t$ 'dir ve dolayısıyla parçacıkların ivmelendiği süre

$$t = \ell / v \quad (B.2)$$

dir. Denklemden (B.1) t yerine bunu koyarak şunu buluruz:

$$v_{dik} = F \ell / m v \quad (B.3)$$

Sapma bölgesini terk ettikten sonra, ışın parçacıkları, ilk ışın doğrultusuna oldukça yakın bir doğrultuda L uzunluğunda bir "sürüklenme bölgesi" boyunca ve bu ilk doğrultuda hâlâ v 'ye

eşit bir hız bileşeni ile yol alırlar. (B.2)'ye götüren aynı mantıkla, sürüklenme bölgesinde geçen zaman

$$T = L/v \quad (\text{B.4})$$

eşitliğiyle belirtilir. Işın parçacıkları, bu zaman süresince ilk doğrultularına dik bir doğrultuda da v_{dik} hızıyla hareket ederler; dolayısıyla sürüklenme bölgesinin sonuna vardıklarında, ışının ilk doğrultusundan olan sapması

$$d = Tv_{dik} \quad (\text{B.5})$$

kadardır. (B.4) ve (B.3) denklemlerinin (B.5)'de yerine konmaları,

$$d = \left(\frac{L}{v} \right) \times \left(\frac{F\ell}{mv} \right)$$

ya da, daha kısa biçimiyle

$$d = \frac{F\ell L}{mv^2} \quad (\text{B.6})$$

eşitliğini verir. Bu, 35. sayfada aktarılan formüldür.

Şimdi özel kuvvet türlerini ele alalım. Katot ışını parçacıkları e elektrik yüküne sahipseler, o zaman onların üzerine bir E elektrik alanı tarafından uygulanan elektrik kuvveti

$$F_{elek} = eE \quad (\text{B.7})$$

dir; (B.6)'ya göre bu, tüpün öbür ucunda ışının

$$d_{elek} = \frac{eE\ell L}{mv^2} \quad (\text{B.8})$$

kadar yerdeğiştirmesine yol açacaktır. Bir B manyetik alanının e yüklü ve v hızlı (alana dik) bir parçacık üzerine uyguladığı manyetik kuvvet, e , v ve B 'nin çarpımıyla verilir. Thomson deneyinde v_{dik} v 'den çok küçüktür; bu durumda

$$F_{man} = evB \quad (\text{B.9})$$

dir ve kuvvet aslında ışının ilk doğrultusuna dik olarak etkir. (B.6) denkleminde göre, bu kuvvet tütün öbür ucunda ışının

$$d_{\text{man}} = \frac{eB\ell L}{mv} \quad (\text{B.10})$$

kadar yerdeğıştirmesine yol açar. Dikkat ederseniz, (B.9)'daki v çarpanı, (B.6)'nın paydasındaki iki v çarpanından birini yok etmiştir.

Şimdi d_{elek} ve d_{man} 'in, E , B , ℓ ve L 'nin belirli değeri için ölçmüş olduğunu varsayalım. Elektronun kütle ve yük oranını nasıl çözeriz? (B.10)'un (B.8)'e oranının

$$d_{\text{man}}/d_{\text{elek}} = \frac{eB\ell L/mv}{eE\ell L/mv^2} = \frac{Bv}{E}$$

ifadesini verdiğine dikkat edin. Bir başka deyişle

$$v = \left(\frac{E}{B}\right)\left(\frac{d_{\text{man}}}{d_{\text{elek}}}\right) \quad (\text{B.11})$$

Bunun (B.10) denkleminde yerleştirilmesi

$$d_{\text{man}} = \frac{eB\ell L}{mEd_{\text{man}}/Bd_{\text{elek}}} = \frac{eB^2\ell Ld_{\text{elek}}}{mEd_{\text{man}}}$$

sonucunu verir. m/e çözülürse, şu sonuç bulunur:

$$\frac{m}{e} = \frac{B^2\ell Ld_{\text{elek}}}{E(d_{\text{man}})^2} \quad (\text{B.12})$$

Katot ışını parçacıklarının sapma ölçümlerinden parçacıkların kütle/yük oranını çıkarmak için kullanılan formül budur.

Bir örnek olarak, Thomson'un 1897 verilerinden bazılarını içeren Tablo 2.1'in (62. sayfa) son satırına bakalım. Orada elektriksel ve manyetik alanlar

$$E = 1,0 \times 10^4 \text{ newton/coulomb}$$

$$B = 3,6 \times 10^{-4} \text{ newton/ampere metre}$$

değerlerine sahiptirler. Tüpün ucuna çarptığında ışının gözlenen yerdeğiştirmeleri

$$d_{\text{elek}} = d_{\text{man}} = 0,07 \text{ metre}$$

değerine sahiptir. Sapma ve sürüklenme bölgelerinin uzunlukları ise şu değerlere sahiptir:

$$\ell = 0,05 \text{ metre}, L = 1,1 \text{ metre.}$$

Bu değerlerin (B.11)'de yerlerine konması, ışın parçacığının ilk hızını

$$v = \frac{(1,0 \times 10^{-4}) (0,07)}{(3,6 \times 10^{-4}) (0,07)} = 2,8 \times 10^7 \text{ m/s}$$

olarak verir. Ayrıca, bu değerlerin (B.12)'de kullanılmasıyla, kütle/yük oranı

$$m/e = \frac{(3,6 \times 10^{-4})^2 (0,05) (1,1) (0,07)}{(1,0 \times 10^{-4}) (0,07)^2} = 1,0 \times 10^{-11} \text{ kg/coul.}$$

İşte Tablo 2.1'in son iki sütununda verilen değerler böyle hesaplanmıştı.

Işının ilk doğrultusuna dik hız bileşenini hesaplamak da ilginçtir. (B.9)'u (B.3)'de yerine koyarak görürüz ki, bir B manyetik alanı ışın parçacıklarına

$$v_{\text{dik}} = e B \ell / m = B \ell / (m/e)$$

büyükliğünde bir dik hız bileşeni verir. Yukarıda söylenen B , ℓ ve m/e değerleriyle bu hız bileşeni

$$v_{\text{dik}} = (3,6 \times 10^{-4}) (0,05) / (1,0 \times 10^{-11}) = 1,8 \times 10^6 \text{ m/s}$$

olarak çıkar. Bu, $2,8 \times 10^7$ m/s'lik ilk hızın değerinden yaklaşık 15 kat daha küçüktür; böylece ışın parçacığı hızının yönü ve büyüklüğü, ışın parçacıkları üzerine uygulanan manyetik kuvvetin

hesabında varsayıldığı gibi, ilk değerlerine yakın kalır. v ve v_{dik} 'in ikisinin de ışık hızından epeyce küçük olduğuna dikkat edin; dolayısıyla ışık hızına yakın hızlarla giden parçacıklar için Einstein'ın Özel Görelilik Kuramı'nın gerektirdiği düzeltmelere aldirmaksızın, katot ışını parçacıklarının davranışını Newton mekaniğini kullanarak hesaplamak iyi bir yaklaşımdır.

C Elektrik Alanları ve Elektrik Çizgileri

Coulomb Yasası, q_1 ve q_2 değerli elektrik yükleri taşıyan ve aralarında r uzaklığı olan iki cisim arasındaki elektrik kuvvetinin

$$F = k_e q_1 q_2 / r^2 \quad (C.1)$$

büyükluğüne sahip olduğunu söyler; burada k_e değeri F , q_1 , q_2 ve r 'leri ölçmek için kullanılan birim sistemine bağlı bir sabittir. Kuvvetlerin newtonla, yüklerin coulombla ve uzaklıkların metreyle ölçülmesi halinde, bu sabit

$$k_e = 8,987 \times 10^9 \text{ newton.metre}^2/\text{coulomb}^2 \quad (C.2)$$

değerine sahiptir. Kuvvet, iki cismi ayıran doğrultu boyunca etkir. (C.1) denklemini, her bir cisim üzerine etkiyen kuvvet bileşenini, diğer cisimden uzağa doğru olan yönde verecek biçimde düşünebiliriz; buna göre, F artı (yükler aynı işaretli) ise, kuvvet iticidir ve F eksi (q_1 ve q_2 zıt işaretli) ise, kuvvet çekicidir.

(C.1) denkleminin, yerine elektrik alanları cinsinden bir ifade koymak yararlıdır. Uzayda herhangi bir yerde diyelim ki q_1 yüklü bir cisim üzerine etkiyen kuvvet,

$$F = q_1 E \quad (C.3)$$

olarak alınır; burada E cismin bulunduğu konumdaki elektrik alanıdır. Bu, F ve E 'nin her bileşeni için ayrı ayrı geçerli bir vektörel denklem olarak anlaşılmalıdır; yani q_1 artı ise F , E ile aynı yönü, yok eğer q_1 eksi ise, E 'ye göre zıt yönü gösterir. E alanını doğuran yüklerin doğası ve dağılımı ne olursa olsun, (C.3) denklemini geçerlidir. q_1 yükünden r uzaklığında bulunan

q_2 yüklü tek bir cisim tarafından doğurulan bir alan özel hali için, kuvvet (C.1) ile verilir; dolayısıyla elektrik alanı, q_2 artı ise cisimden dışarı doğru ve q_2 eksi ise cisme doğru yönelir ve aşağıdaki değeri alır:

$$E = k_e q_2/r^2. \quad (C.4)$$

Elektrik alanı çok sayıda yüklü cisim tarafından oluşturuluyorsa, E' yi bulmak için, bu farklı cisimlerin katkılarını (her birinin büyüklüğü (C.4) gibi bir formülle verilmek üzere) bileşen bileşen toplamalıyız.

Elektrik alanını alan çizgileri cinsinden resimlemek de yararlıdır. Bu çizgiler tüm uzayı kaplarlar; her noktada o noktadaki elektrik alanı ile aynı yöne sahiptirler ve onların yönüne dik bir yüzeyden geçen çizgi sayısı, elektrik alanı (alan yüzey boyunca hatırı sayılır ölçüde değişiyorsa, alanın ortalaması) çarpı yüzey alanına eşittir. Örneğin, bir tek yüklü cisim tarafından doğurulan alan için, alan çizgileri cisimden dışarıya (ya da eksi yük için içeriye) doğrudur; dolayısıyla yüklü cisim merkezde olacak şekilde çizilmiş her küresel yüzeyden dik olarak geçerler. r yarıçaplı böyle bir küresel yüzeyden geçen çizgilerin sayısı, (C.4)'teki elektrik alanı çarpı kürenin $4\pi r^2$ lik yüzey alanıdır; yani q_2 yüklü bir cisim için

$$\text{Çizgi sayısı} = \frac{k_e q_2}{r^2} \times 4\pi r^2 = 4\pi k_e q_2. \quad (C.5)$$

Yarıçapların birbirlerini götürdüğüne dikkat edin; dolayısıyla merkezi q_2 olan her küresel yüzeyden aynı sayıda çizgi geçer. Böylece şu sonuca varırız: Alan çizgileri boş uzayda başlamazlar ya da sonlanmazlar; sadece yüklerden ortaya çıkarlar ya da yüklerde sona ererler; öyle ki artı q_2 yükü $4\pi k_e q_2$ tane çizgi yaratır ve eksi q_2 yükünde $-4\pi k_e q_2$ tane çizgi yok olur.

Alan çizgileri cinsinden gösterimin yararlılığı şuradadır: Alan tek tek çok sayıda yük tarafından oluşturulsa bile, alan çizgilerinin nitel özellikleri değişmez kalır. Yani alan çizgileri boş

uzayda başlamaz ya da sonlanmaz; artı q yüklü her cisimden $4\pi k_e q$ tane çizgi çıkar ve eksi q yüklü her cisme $-4\pi k_e q$ tane çizgi girer. Coulomb Yasası'nı doğrudan uygulamanın güç olabileceği birçok durumda, elektrik alanını bu kurallarla kolayca hesaplayabiliriz.

Örneğin, tek bir yüklü noktasal cisme değil de, bir kürenin hacmi boyunca biraz keyfi şekilde yayılmış bir yük dağılımına sahip olduğumuzu varsayalım; tek koşul, dağılımın küresel simetrik olması olsun -yani, elektrik yükünün dağılımı, kürenin merkezinden her doğrultuda aynı olsun. Dağılımın küresel simetrisi, bize, alan çizgilerinin ışınsal olarak dışa (ya da içe) doğru yöneldiğini söyler: Başka hiçbir özel doğrultu yoktur ki çizgilerin bu özel doğrultu boyunca yöneldiğini düşünebilelim. Bu küresel hacimden çıkan çizgilerin sayısı $4\pi k_e Q$ olmalıdır; burada Q bu küresel hacim içindeki toplam yüküdür (eksi Q için, "çıkan" yerine "giren" denir). Böylece yüklü kürenin dışında merkezden r kadar ötede-ki E elektrik alanı çarpı bu uzaklıktan geçen kürenin $4\pi r^2$ lik yüzey alanı, çizgilerin sayısına eşit olmalıdır:

$$E \times 4\pi r^2 = 4\pi k_e Q$$

Dolayısıyla elektrik alanı

$$E = \frac{k_e Q}{r^2} \quad (C.6)$$

Bu, sanki dönüp dolaşıp yine Coulomb Yasası'nı türettik gibi görünebilir; fakat ayrıma dikkat edin: (C.6) sadece yüklü bir noktasal cismin r uzaklığında oluşturduğu alan için geçerli değil, aynı zamanda merkezi r uzaklığında bulunan sonlu bir hacim boyunca küresel simetrik olarak dağılmış yüklerin oluşturduğu alan için de geçerlidir.

Burada konuyla çok daha yakından ilgili bir örnek almak açısından, tıpkı Thomson'un katot ışını tüpünde ışın parçacıklarını saptıran bir elektrik alanı üretmek için kullandığı levha gibi, iki tane düz, paralel, yatay metal levha alalım ve bunların üzer-

lerine eşit büyüklükte, fakat zıt işaretli elektrik yükleri koyalım. Yüklerin levhalar üzerine düzgün olarak dağıtıldığını varsayalım. (Gerçekte zaten böyle olacaktır; çünkü düzgün olmayan bir dağılım öyle elektrik alanları oluşturur ki bunlar iletken levhalar içinde yükleri, dağılım düzgün hale gelinceye dek, oraya buraya hareket ettirirler.) Ayrıca, levha yüzeylerinin aralarındaki mesafeye göre çok geniş olduklarını varsayalım; öyle ki iyi bir yaklaşımla levha sınırlarındaki etkileri göz ardı edebilelim ve levhaları sonsuzmuş gibi düşünelim. Bu durumda sistemin simetrisi, elektrik alanı çizgilerinin levhalara dik açılarda düşey olarak yöneldiklerini söyler; problemde başka hiçbir özel yön yoktur. Çizgiler paralel olduklarına ve levhalar arasında başlamaları ve bitmeleri söz konusu olmadığına göre, verilen bir yatay geometrik yüzey içinden dik olarak geçen çizgi sayısı, bu yatay yüzey, levhalar arasında nereye konursa konsun aynıdır; dolayısıyla levhalar arasında her yerde elektrik alanı aynıdır. Aynı mantıkla, üst levhanın yukarısında (ya da alt levhanın aşağısında) alan aynıdır ve dolayısıyla sıfırdır, çünkü üst levhanın yukarısında aralığa göre yeterince uzak bir noktada, zıt işaretli levhaların alanları birbirlerini götürmelidir.

Levhalar arasındaki alanın şiddetini hesaplamak için, sadece şunu hatırlamamız gerekir: Eğer levhalar birim yüzeyde σ ve $-\sigma$ yüklerini taşıyorlarsa, üst levhadan birim yüzey başına $4\pi k_e \sigma$ tane çizgi çıkar ve bunların tümü levhalar arasındaki bölge içinden aşağıya iner; çünkü üst levhanın yukarısında elektrik alanı yoktur. Levhalar arasındaki elektrik alanı, tam olarak yüzey başına düşen çizgi sayısına eşittir:

$$E = 4\pi k_e \sigma \quad (C.7)$$

Üst ve alt levhaların her sonsuz küçük parçası tarafından üretilen alanı (C.4) gibi bir formülle hesaplayıp, sonra bu tek tek katkıları bileşen bileşen toplamak için integral hesap kullanarak da bu sonucu elde etmek mümkün olabilir. Fakat elektrik alanı çizgilerini düşünerek bu işi yapmak çok daha kolaydır.

D İş ve Kinetik Enerji

Burada, bir parçacığı hızlandırmada yapılan iş ile kinetik enerjisinde meydana gelen artış arasındaki bağıntıyı türetmek için, İkinci Newton Yasası'nı kullanacağız.

m kütleli bir parçacığın sabit bir F kuvveti ile v_1 hızından v_2 hızına ivmelendirildiğini düşünelim. Burada yapılan W işi, kuvvet ile parçacığın aldığı ℓ yolunun çarpımıdır:

$$W = F\ell \quad (D.1)$$

Fakat ℓ nedir? Parçacığın hızı düzgün artarak v_1 'den v_2 'ye yükselir; dolayısıyla parçacığın ortalama hızı, v_1 ve v_2 'nin ortalamasıdır:

$$v_{\text{ort}} = \frac{1}{2} (v_1 + v_2) \quad (D.2)$$

Alınan yol, bu ortalama hız çarpı parçacığın ivmelendiği t zamandır:

$$\ell = v_{\text{ort}} t = \frac{1}{2} (v_1 + v_2) t \quad (D.3)$$

Fakat şimdi de t nedir? Burada ivme, İkinci Newton Yasası'yla F/m olarak verilir ve ivme, hızdaki değişim bölü geçen zamana eşit olduğu için

$$F/m = \frac{v_2 - v_1}{t}$$

yazabiliriz; buradan da t 'yi çözeriz:

$$t = \frac{m (v_2 - v_1)}{F} \quad (D.4)$$

(D.3) ve sonra (D.4) denklemlerinin (D.1)'de yerine konması şunu verir:

$$W = F \times \frac{1}{2} (v_1 + v_2) t = F \times \frac{1}{2} (v_1 + v_2) \times m (v_2 - v_1) / F.$$

F kuvvetinin yok olduğuna dikkat edin. Ayrıca

$$(v_1 + v_2) (v_2 - v_1) = v_1 v_2 - v_1^2 + v_2^2 - v_2 v_1 = v_2^2 - v_1^2$$

olduğundan, yapılan iş

$$W = \frac{m}{2} (v_2^2 - v_1^2) \quad (D.5)$$

şeklinde bulunmuş olur. Kütlesi m ve hızı v olan bir parçacığın kinetik enerjisi

$$\text{kinetik enerji} = \frac{1}{2} m v^2 \quad (D.6)$$

olarak tanımlandığından, (D.5) denklemi, basitçe parçacığın kinetik enerjisindeki artışın parçacık üzerine yapılan işe eşit olacağını ifade eder.

Örnek olarak, yerin kütleçekimi alanında düşen bir parçacığı ele alalım. Yüzeye yakın m kütleli bir parçacık üzerindeki kuvvet, (A.3) denklemiyle

$$F = mg \quad (D.7)$$

olarak verilir; burada g kütleçekimi ivmesidir ve $9,8 \text{ m/s}^2$ 'ye eşittir. (Diğer kuvvetlerin, örneğin hava direncinin çok küçük olduğunu varsayacağız.) Bir parçacık h_1 yüksekliğinden h_2 yüksekliğine düştüğünde, yerin kütleçekimi tarafından yapılan işin, (D.7) kuvveti çarpı bu kuvvetin etki ettiği $h_1 - h_2$ yüksekliği olduğu bulunur:

$$W = mg (h_1 - h_2) \quad (D.8)$$

Bunu (D.5)'de kullanarak, denklemin iki tarafında m kütlelerinin birbirlerini götürdüklerini görürüz; böylece şu çıkar:

$$g (h_1 - h_2) = \frac{1}{2} (v_2^2 - v_1^2) \quad (D.9)$$

Örneğin, Empire State binasının tepesinden ($h_1 = 300$ metre) durgun halden ($v_2 = 0$) bırakılan bir ağırlık yere çarptığında ($h_2 = 0$)

$$v_2 = \sqrt{2gh} = \sqrt{2 \times 9,8 \times 300} = 77 \text{ m/s}$$

kadarlık bir hıza sahip olacaktır.

(D.9) denklemini, enerji korunumuyla ilgisini gösterecek bir yapıda yeniden yazılabilir. m çarpanını gerisin geriye koyup, denklemin sol yanına ilk duruma ait ve sağ yanına son duruma ait terimleri yerleştirerek, (D.9) denklemini şu şekle getiririz:

$$\frac{1}{2}mv_1^2 + mgh_1 = \frac{1}{2}mv_2^2 + mgh_2. \quad (\text{D.10})$$

Sadece $\frac{1}{2}mv^2$ kinetik enerjisini değil, ayrıca

$$\text{Potansiyel enerji} = mgh \quad (\text{D.11})$$

şeklinde verilen konum enerjisini veya potansiyel enerjiyi de hesaba katmak koşuluyla, bu, enerjinin korunduğunu gösterir.

Enerjinin korunumu cinsinden bu yorumun yararlılığını görmek amacıyla, bir dağ yolunda motoru durdurulmuş şekilde sürtünmesiz olarak aşağı inen bir araba düşünün. (D.10)'un önceki türetilişi burada hiçbir şekilde kullanılamaz; çünkü araba yerçekimi yanında bir başka kuvvetin de etkisi altındadır: arabanın ağırlığına karşı yolun yukarı doğru uyguladığı kuvvet. Gerçekten de, yolun eğimi noktadan noktaya değişiyorsa, bu kuvvet sabit bile değildir. Bununla birlikte, (D.10) hâlâ geçerlidir! Çünkü o sadece potansiyel ve kinetik enerjilerin toplamının sabit olduğunu söyler, ki bu doğrudur; zira yol ve araba arasında enerji aktarımı yoktur. (Yol, araba üzerine bir kuvvet uygular; fakat bu kuvvet yol yüzeyine dik doğrultuda uygulanır, ama araba bu doğrultuda hareket etmez, sadece yol yüzeyine paralel yönde gitmektedir.) Örneğin, eğer araba durgun halden harekete geçip bu dağ yolundan aşağı sürtünmesiz giderek 300 metre alçalırsa, o zaman bu süre sonundaki hızı, boş uzayda aynı mesafe kadar düşmesi sonucunda kazanacağı hızın büyüklüğüyle (yönce olmasa da!) aynı olacaktır; yani 77 m/s. Kuşkusuz, enerji korunumu, aşağıya olduğu gibi, yukarıya gitme halinde

de aynı şekilde işler; 77 m/s'lik bir hızla sürtünmesiz olarak harekete geçen bir araba, durma haline gelinceye kadar, yol sarp da olsa, yumuşak eğimli de olsa, 300 metrelik bir yüksekliği tırmanabilecektir.

Potansiyel enerji kavramı, kütleçekimi alanları için olduğu kadar, elektriksel alanlar için de yararlıdır. Örneğin, Ek C'de ele alınan yüklü metal levhalar için E elektrik alanı, levhalar arasında sabittir; bu nedenle q yüklü bir parçacık sabit bir qE kuvveti hissedecektir. Üst ve alt levhalar sırasıyla artı ve eksi yüklerle yüklenmişler, artı yüklü bir parçacık üzerindeki kuvvet aşağıya doğrudur. (D.11) denkleminde götüren aynı mantıkla, mg kuvvetini qE ile değiştirerek, burada da bir elektriksel potansiyel enerji tanımlamak istiyoruz:

$$\text{Potansiyel enerji} = qEh.$$

Burada h , sözgelimi alt levhanın üzerindeki yükseklik olarak alınabilir. Gerilim, yük başına potansiyel enerjidir; dolayısıyla alt levhanın üzerinde h yüksekliğindeki gerilim, potansiyel enerjiyi q 'ye bölerek bulunur:

$$\text{Gerilim} = Eh.$$

Özel olarak, üst ve alt levhalar arasındaki gerilim farkı, h değeri iki levha arasındaki s aralığına eşit alınarak bulunur:

$$\text{Levhalar arasındaki gerilim farkı} = Es.$$

Bu levhaların bağlandığı elektrik bataryasıyla üretilen gerilim farkı ve levhalar arasındaki s aralığı bilindiğinde, levhalar arasındaki elektrik alanını hesaplamak Thomson için kolaydı.

E Katot Işını Deneylerinde Enerji Korunumu

Burada, Thomson ve Kaufmann'ın, enerjinin korunumu ilkesini kullanarak katot ışını parçacıklarının özelliklerini nasıl hesapladığını göstereceğiz.

Thomson katot ışını tüpünün karşı ucuna bir toplayıcı yerleştirerek, hem orada toplanan Q elektrik yükünü hem de H ısısını ölçmüştü. Enerjinin korunumu yasasına göre, ısı enerjisi, toplayıcıya çarpan ışın parçacıklarının toplam kinetik enerjisine eşit olmalıdır; bu parçacıklardan v hızıyla hareket eden N tane varsa, bu durumda

$$H = \frac{1}{2} m v^2 N \quad (\text{E.1})$$

olacaktır. Ayrıca, yük korunduğuna göre, toplayıcıda bulunan toplam yük, ona çarpan N tane katot ışını parçacığının tümünün yüküne eşit olmalıdır:

$$Q = eN. \quad (\text{E.2})$$

(E.1) denklemini (E.2)'ye bölersek, bilinmeyen N yok olur ve şu bulunur:

$$H/Q = \frac{m v^2}{2e} \quad (\text{E.3})$$

Thomson manyetik sapmayı da ölçmüştü; dolayısıyla (B.10) denkleminin sağ yanında görünen niceliği biliyordu. Bunu $B\ell L$ 'nin bilinen değerine bölerek

$$I = m v/e \quad (\text{E.4})$$

niceliğini bulabilirdi. Şimdi (E.3) denklemini (E.4)'e bölersek, bilinmeyen m/e düşer ve v 'yi buluruz:

$$v = 2H/Q I. \quad (\text{E.5})$$

Bu (E.4)'de yerine konabilir, o zaman da m/e bulunur:

$$\frac{m}{e} = \frac{I^2}{2H/Q} \quad (\text{E.6})$$

Örneğin, "2. tüp"üyle elde edilen ilk sonuçlarda, 74. sayfadaki Tablo 2.2'de görüldüğü gibi, Thomson şu değerleri bulmuştu:

$$H/Q = 2,8 \times 10^3 \text{ jul/coulomb}$$

$$I = 1,75 \times 10^{-4} \text{ kg.metre/s.coul.}$$

Bunlara göre, (E.5) ifadesi

$$v = 2 \times (2,8 \times 10^3)/(1,75 \times 10^{-4}) = 3,2 \times 10^7 \text{ m/s}$$

değerini ve (E.6) ise

$$m/e = \frac{(1,75 \times 10^{-4})^2}{2 (2,8 \times 10^3)} = 5,5 \times 10^{-12} \text{ kg/coul}$$

değerini verir. Bunlar da Thomson'un 74. sayfadaki Tablo 2.2'nin son sütununda verilen sonuçlarıyla (oldukça yakın şekilde) uyum içindedir.

Kaufmann katot ışını tüpünün karşı ucunda bir toplayıcı kullanmak yerine, tüpün katodu ve anodu arasındaki V elektriksel potansiyel ("gerilim") farkının dikkatli bir ölçümünü yapmıştı. Katot ışını parçacıklarını v hızına hızlandırmak için bu gerilim farkı kullanılmıştı; anottan geçtikten sonra, parçacıklar bu v hızıyla saptırma bölgesine giriyorlardı. Gerilim, coulomb başına iştir; bu nedenle katot ışını parçacıklarını katottan anota hızlandırmada elektrik alanları tarafından yapılan iş, V gerilim farkı ile parçacığın e yükünün çarpımıydı. Fakat bu iş, aynı zamanda ışın parçacıkları tarafından kazanılan kinetik enerjiye de eşittir ve dolayısıyla

$$\frac{1}{2}mv^2 = eV \quad (\text{E.7})$$

yazılabilir. Thomson'un (E.3)'ü kullanarak hesapladığı $mv^2/2e$ niceliğini, Kaufmann bu formülden hesaplayabilmişti.

F Gaz Özellikleri ve Boltzmann Sabiti

Bu bölümde seyreltik gazların basıncı, sıcaklığı ve yoğunluğu arasındaki temel bağıntıyı türeteceğiz ve bu bağıntının, Avogadro varsayımını gerçeklemek ve atomik ölçeğin büyüklüğünü saptamak için nasıl kullanılabileceğini göstereceğiz.

Bir gazın basıncı, herhangi bir yüzey üzerindeki birim alana bu gaz tarafından uygulanan kuvvet olarak tanımlanır. Bu kuvvet, gaz parçacıklarının yüzeyle çarpışmalarından ortaya çıkar. Sert bir duvara çarpan bir gaz parçacığının, bir t zamanı boyunca duvara sabit bir F kuvveti uyguladığını varsayarsak, Üçüncü Newton Yasası'na göre, duvar da parçacığa aynı zaman süresince zıt yönde bir F kuvveti uygulayacaktır. Böylece parçacık F/m gibi bir ivmeye maruz kalacak (burada m parçacığın kütlesidir) ve $(F/m) \times t$ kadarlık bir hız değişimine uğrayacaktır. Parçacık duvara enerji vermezse, duvara çarptıktan sonraki hızı, çarpmadan önceki hızından sadece yönce fark edecektir, büyüklükçe değil. Bu nedenle, duvara doğru olan yöndeki hız bileşeni $+v$ ise, çarpışmadan sonra hızı $-v$ olacaktır; böylece hızındaki değişim $2 v$ 'dir ve dolayısıyla,

$$2v = Ft/m.$$

Duvarla çarpışan her parçacık tarafından duvara uygulanan kuvveti hesaplamak için bu sonucu kullanabiliriz:

$$F = 2m v/t. \quad (F.1)$$

Bu formül, burada, duvarla temasta olduğu sürece duvara sabit bir kuvvet uygulayan bir parçacık için türetilmiştir. Parçacığın duvarla çarpışması süresince kuvvet değişse bile (ki gerçekte bu böyledir), aslında bu formül geçerlidir, yeter ki F bu süredeki ortalama kuvvet olarak yorumlansın. Bunu kanıtlamak için, parçacığın duvarla temasta olduğu t zaman aralığı küçük küçük alt-aralıklara bölünmeli ve bu alt-aralıkların, her biri öyle küçük olmalı ki bu sürede kuvvet esasen sabit sayılabilir. İkinci Newton Yasası'na göre, her alt-aralıkta kütle çarpı parçacığın duvardan geriye olan hız bileşenindeki değişim, duvarın parçacığa uyguladığı kuvvet çarpı alt-aralığın süresine eşittir. Bu denklemin her iki tarafının değerlerini tüm alt-aralıklar için toplarsak, kütle çarpı duvardan geriye doğru olan hız bileşenindeki toplam değişimin, yani $2m v$ 'nin, alt-aralıkların süreleri-

nin toplamına, yani t çarpı kuvvetin ortalamasına eşit olduğunu görürüz. Bu şekilde sonsuz çokluktaki sonsuzküçük terimleri toplamak, integral hesabın kalbinde yer alan esas fikirdir.

Basıncı hesaplamak için, belirli herhangi bir anda duvarla temasta olan her hızdaki parçacıkların sayılarını da hesap etmemiz gerekir. Bu, parçacığın hızına bağlıdır; tıpkı parçacık başına (F.1) kuvvetinin hıza bağlı olması gibi. Bu karmaşıklıkla başa çıkabilmek için, gazın kapatıldığı kabın kenarı üzerinde belirli bir A yüzeyine dikkatimizi toplayalım ve kap içindeki tüm gaz parçacıklarının bu yüzey parçasına dik doğrultuda aynı v büyüklüğündeki bir hız bileşenine sahip olduğunu, yarısının yüzeye doğru gittiğini ve diğer yarısının ise yüzeyden uzaklaştığını hayal edelim. Böyle bir hayali durumda gaz tarafından uygulanan basıncı hesaplayacağız ve daha sonra tüm hızlar üzerinden basıncın ortalamasını alarak parçacık hızındaki dağılımı hesaba katmış olacağız.

Herhangi bir anda kabın kenarındaki bir A yüzeyiyle temasta olan parçacıkların sayısı, bir T zaman aralığında bu yüzeye çarpan parçacıkların N sayısı çarpı her bir parçacığın yüzeye temasta kaldığı t/T zaman kesrine eşittir. Bu durumda, bu yüzey üzerindeki toplam kuvvet, her bir parçacık tarafından uygulanan (F.1) kuvveti çarpı N çarpı t/T 'dir. Basıncı, birim yüzeye düşen kuvvet olduğuna göre; buradaki basınç şudur:

$$p = (2mv/t) \times N \times (t/T)/A.$$

Bilinmeyen t zamanının yok olduğuna dikkat edin; sonuçta şunu bulmuş oluruz:

$$p = 2mv \times (N/AT). \quad (F.2)$$

N/AT niceliği, parçacıkların, kabın kenarının birim yüzeyine birim zamanda çarpma oranıdır.

Fakat parçacıkların bu kap kenarına çarpma oranı, N/AT , nedir? Bir T süresinde kenara çarpan parçacıklar, kenara doğru giden ve ona bu süre içinde çarpacak kadar yakın (yani vT

mesafesinde) olan parçacıkların tümüdür. Dolayısıyla, kap kenarının bir A yüzeyine T süresi boyunca çarpan parçacıkların N sayısı, tabanı A ve yüksekliği vT olan bir silindirin içindeki sayının yarısına eşittir:

$$N = \frac{1}{2} nAvT$$

Burada n , bu parçacıkların gazın birim hacmindeki sayısıdır. $\frac{1}{2}$ çarpanı gelir, çünkü varsayım olarak, parçacıkların yarısı kenara doğru gider, yarısı ise kenardan uzaklaşır. Böylece parçacıkların birim zamanda birim yüzeye çarpma oranının

$$N/AT = \frac{1}{2}nv \quad (\text{F.3})$$

olduğunu görürüz. Bunu (F.2)'de yerine koyarak, kabın kenarları üzerindeki basıncı

$$P = 2m\nu \times \frac{1}{2}nv = nmv^2$$

olarak buluruz. Daha önce değindiğimiz gibi, bu sonucun, parçacık hızları üzerinden ortalamasını almalıyız. Buna göre, basıncı için doğru yanıtımız

$$P = nm(v^2)_{\text{ort}} \quad (\text{F.4})$$

olacaktır; burada $(v^2)_{\text{ort}}$, gaz parçacıklarının hızının herhangi bir bileşeninin karesinin ortalama değeridir.

$(v^2)_{\text{ort}}$ niceliğinin değerini bulmak için, klasik istatistik mekaniğin, *enerjinin eşbölüşümü* olarak bilinen, bir temel sonucuna güveniriz: Dengeye gelmiş bir sistemin her serbestlik derecesi, ortalama anlamda,

$$\bar{E} = \frac{1}{2}kT \quad (\text{F.5})$$

ile verilen aynı enerjiye sahiptir. Burada T mutlak sıfırdan başlayarak ölçülen sıcaklıktır, k ise istatistik mekaniğin Boltzmann

sabiti olarak bilinen bir temel sabitidir ve değeri sıcaklık için seçilen birime bağlıdır. (Ortalama anlamına gelen E'nin üzerindeki çizgi, zaman üzerinden ortalamadır, serbestlik derecesi üzerinden değil.) Her serbestlik derecesi, sistemin toplam enerjisine bağımsız bir katkı sağlar demenin ötesinde, bir sistemin “serbestlik derecesi”yle ne kastettiğimizi burada daha kesin şekilde söylemek bizi konudan çok uzaklaştırabilir. Buradaki amaçlarımız için, bir gazın serbest olarak hareket eden her parçacığının, toplam enerjiye

$$\frac{1}{2}m(v_x^2+v_y^2+v_z^2)$$

büyüklüğüne eşit bir katkı yapacağına dikkat çekmek yetecektir. Burada v_x , v_y ve v_z herhangi üç dik doğrultu boyunca (örneğin, kuzey, doğu ve yukarı) parçacığın hızının bileşenleridir. Her parçacığın hızının *her bileşeni*, bağımsız bir serbestlik derecesi olarak nitelenir; böylece (F.5) denklemi bize, serbest olarak hareket eden parçacıklardan oluşan bir gaz için

$$\frac{1}{2}m\overline{v_x^2} = \frac{1}{2}m\overline{v_y^2} = \frac{1}{2}m\overline{v_z^2} = \frac{1}{2}kT \quad (\text{F.6})$$

olduğunu söyler. Eşbölüşüm gerçekten çalışır; çünkü eğer farklı serbestlik dereceleri farklı enerjilere sahip olsalardı, o zaman çarpışmalar ya da diğer etkileşimler, ortalamadan daha yüksek enerjili serbestlik derecelerinden enerji çekerler ve onu diğerlerine verirlerdi, ta ki hepsinin ortalama enerjileri aynı olana dek. Bu niceliğin, yani serbestlik derecesi başına ortalama enerjinin, sıcaklıkla ilgili esas özellik olduğuna da dikkat edin. Eğer iki ayrı sistem, serbestlik derecesi başına farklı ortalama enerjilere sahipse ve bu iki sistem temas ederse, serbestlik derecesi başına daha yüksek enerjili sistemden diğerine enerji akacaktır, ta ki birleşik sistemin tüm serbestlik dereceleri aynı ortalama enerjiye gelene dek. İstersek, her bir serbestlik derecesindeki ortalama enerjiyi sistemin sıcaklığı olarak tanımlayabilirdik, fa-

kat bunu ölçmek kolay değildir. Tarihsel nedenlerle, normal atmosfer basıncında buzun erime noktasıyla suyun kaynama noktası arasındaki sıcaklık farkının $1/100$ 'ü olarak tanımlanan Santigrat ya da Celsius dereceyi ($^{\circ}\text{C}$) sıcaklığın bilimsel birimi olarak almak neredeyse evrensel hale gelmiştir. Boltzmann sabiti, sıcaklığın bu alışılmış biriminden serbestlik derecesi başına düşen enerjiye dönüşümü sağlar. Çağdaş ölçümler, bu sabitin değerini $1,3807 \times 10^{-23}$ jul/derece olarak verir. Her durumda, sıcaklık için hangi birimi kullanırsak kullanalım, (F.5) denklemi klasik fizikte sıcaklığın mutlak sıfırına kesin bir anlam verir: Mutlak sıfır, her serbestlik derecesinin sıfır ortalama enerjiye sahip olduğu sıcaklıktır. Buzun erime noktasını sıfır almak yerine mutlak sıfır $T = 0$ almak koşuluyla, Santigrat cinsinden ölçülen sıcaklıkların, *Kelvin derece*, $^{\circ}\text{K}$ ya da sadece K cinsinden ölçülmüş oldukları söylenir. Bu ölçekte buzun erime noktası $273,16 \text{ K}$ 'dir.

Şimdi gene gaz basıncına dönelim. (F.6) denklemi, her parçacığın hızının her bir bileşeninin karesinin zamana göre ortalamasını verir. Bunların hepsi aynı olduğundan, gaz parçacıklarına göre ortalama alsak da, (F.6) denklemi gene uygulanır. Bununla birlikte, şimdi zaman ortalaması almamız gerekmiyor; çünkü enerjinin korunumuna göre, serbestlik derecesi başına düşen enerjinin serbestlik derecesine göre ortalaması zamanla değişmez. (Bu, serbestlik derecesi sayısına bölünmüş toplam enerjiye eşittir.) Dolayısıyla, gaz parçacıklarının hızının her bileşeni, parçacıklara göre ortalaması alınmış olarak,

$$\frac{1}{2}m(v^2)_{\text{ort}} = \frac{1}{2} kT \quad (\text{F.7})$$

biçiminde verilir. $\frac{1}{2}$ çarpanları birbirini götürür ve bunu (F.4)'de kullanarak, bu kez

$$p = nkT \quad (\text{F.8})$$

eşitliğini buluruz. Gaz parçacıklarının m kütesinin burada or-

tadan kalktığına dikkat edin. Böylece bir V hacmindeki gaz parçacıklarının sayısı olan

$$nV = pV/kT,$$

belirli bir V hacimli, p basınçlı ve T sıcaklıklı tüm gazlar için aynıdır. Bu, Avogadro varsayımının doğrulanmasıdır.

Atom kütleleri, yükleri, yarıçapları vs. için bir büyüklük ölçüğü saptanıncaya dek, fizikçiler ve kimyacılar, belirli bir V hacmi içindeki gaz moleküllerinin sayısını sağlıklı olarak hesaplayamazlardı. Bu nedenle, (F.8) gaz yasası, oldukça değişik bir yapıda yazılmıştı ve genelde öyle yazılır. Birim hacimdeki gaz parçacıklarının sayısı olan n ile çalışmak yerine, birim hacimdeki kütle olan ρ yoğunluğu ortaya atılır. m kütleli gaz parçacıkları için yoğunluk

$$\rho = nm \quad (\text{F.9})$$

olarak hesaplanır. Ayrıca, m kütlelerini, gaz moleküllerinin molekül ağırlığı μ ile bir birim atom ağırlığı olan bir moleküle karşı gelen m_1 kütlelerinin çarpımı olarak ifade edebiliriz:

$$m = \mu m_1 \quad (\text{F.10})$$

Ya da eşdeğer olarak, Avogadro sayısı N_0 , $1/m_1$ olarak tanımlandığından,

$$m = \mu/N_0 \quad (\text{F.11})$$

yazabiliriz. Böylece (F.8) gaz yasası

$$p = \rho RT/\mu \quad (\text{F.12})$$

şeklinde yazılabilir; R gaz sabiti adını alır:

$$R = k/m_1 = kN_0. \quad (\text{F.13})$$

Burada esas nokta, molekül ağırlığı bilinen gazların basınç, yoğunluk ve sıcaklığını ölçerek, R 'yi hesaplamamanın açık bir yolunun bulunmuş olmasıdır. Bu yolla, on dokuzuncu yüzyılda

R 'nin $8,3 \times 10^3$ jul/kg-K değerine sahip olduğu bilinir hale gelmişti. R bilinince, diğer değişken de bilinirse, ya Boltzmann sabiti k için, ya da kütle m_1 (veya eşdeğer olarak N_0) için bir değer bulunabilirdi.

Örneğin, 1901'de, ışıının termodinamiği ile ilgili ünlü bir çalışmada, Max Planck, Boltzmann sabitini $k \approx 1,34 \times 10^{-23}$ jul/K olarak hesaplayabilmişti. Öte yandan, (F.13) denklemini ve gaz sabitinin $R = 8,27 \times 10^3$ jul/kg.K'lık değerini kullanarak da

$$m_1 = k/R = \frac{1,34 \times 10^{-23}}{8,27 \times 10^3} = 1,62 \times 10^{-27} \text{ kg}$$

ya da eşdeğer olarak

$$N_0 = 1/m_1 = 6,17 \times 10^{26}/\text{kg}$$

değerlerini hesaplamıştı. Ayrıca, elektroliz çalışmalarından alınmış

$$F \equiv e/m_1 \equiv eN_0 = 9,63 \times 10^7 \text{ coulomb/kg}$$

faraday değerini kullanarak, Planck, elektronun yükünü de hesaplayabilmişti:

$$e = Fm_1 = 9,63 \times 10^7 \times 1,62 \times 10^{-27} = 1,56 \times 10^{-19} \text{ coulomb.}$$

On yıl sonra, Millikan, elektronik yükün doğrudan ölçümünü başarmış ve

$$e = 1,592 \times 10^{-19} \text{ coulomb}$$

değerini bulmuştu. Millikan, faradayın değerini $F = 9,65 \times 10^7$ coul/kg alarak, Avogadro sayısını

$$N_0 = \frac{9,65 \times 10^7}{1,592 \times 10^{-19}} = 6,062 \times 10^{26}/\text{kg}$$

ya da eşdeğer olarak

$$m_1 = 1/N_0 = 1,65 \times 10^{-27} \text{ kg}$$

hesaplayabilmişti. Ayrıca, gaz sabitini $R = 8,32 \times 10^3 \text{ jul/kg.K}$ olarak, Boltzmann sabitini de hesaplamıştı:

$$k = R/N_0 = \frac{8,32 \times 10^3}{6,062 \times 10^{26}} = 1,372 \times 10^{-23} \text{ jul/K}$$

Enerjinin eşbölüşüm ilkesi, bir gazın enerji içeriğinin de basit şekilde tahminine izin verir. (F.6) denklemine göre, her gaz parçacığı

$$\frac{1}{2} m \overline{v_x^2} + \frac{1}{2} m \overline{v_y^2} + \frac{1}{2} m \overline{v_z^2} + \frac{3}{2} kT$$

ortalama kinetik enerjisine sahiptir. Her parçacığın kütlesi m ise, birim kütleye düşen enerji

$$\epsilon = \frac{3}{2} kT/m = \frac{3}{2} RT/\mu$$

Bu, gerçekte sadece helyum gibi tek-atomlu gazlar için doğrudur. Molekülleri iki-atomlu olan bir gaz için (O_2 ya da N_2 gibi), molekülün yönelimini belirtmek için gerekli iki açıya karşılık gelen iki serbestlik derecesi daha vardır; dolayısıyla molekül başına $2 \times \frac{1}{2} kT$ kadarlık bir ek enerji söz konusudur ve kütle başına enerji

$$\epsilon = \frac{5}{2} Rt/\mu$$

Örneğin, oksijen için $\mu = 32$ 'dir; böylece tipik $T = 300 \text{ K}$ 'lik oda sıcaklığında oksijenin bir kilogramındaki ısı enerji

$$\frac{5}{2} \times 8,3 \times 10^3 \times 300/32 = 1,9 \times 10^6 \text{ jul}$$

değerine eşittir. Kütlesi bilinen bir gazda istenen sıcaklık değişimini meydana getirmek için gereken enerjinin ölçümleri, R gaz sabitine değer biçmek için bir başka yol sağlar.

G Millikan'ın Yağ Damlası Deneyi

Bu bölümde Millikan'ın yağ damlacıklarınca taşınan elektrik yükü değerlerini saptamak amacıyla, damlacıkların hareketleriyle ilgili ölçümlerin nasıl kullanılabileceğini göstermek için İkinci Newton Yasası'nı ve viskozluğun Stokes Yasası'nı uygulayacağız.

Bir yağ damlasının, elektrik alanı yokken, sadece yerçekimin etkisi altında düştüğünü varsayalım. Bu damla, (A.3) denkleminde göre, aşağıya doğru

$$F_{\text{yerç}} = mg \quad (\text{G.1})$$

değerinde bir yerçekimi kuvveti hissedecektir; burada m damlanın kütlesi ve $g = 9,806 \text{ m/s}^2$ 'dir. Damlanın aşağıya doğru olan hareketi, havanın viskozluğu tarafından engellenecek; yani bu viskozluk, aşağıya doğru olan bileşeni Stokes Yasası'yla verilen

$$F_{\text{vis}} = -6\pi\eta a v \quad (\text{G.2})$$

gibi bir kuvvet doğuracaktır; burada $\pi = 3,14159...$, η havanın viskozluğu adını alan bir parametre (ki bunun için Millikan $1,825 \times 10^{-5} \text{ newton.s/m}^2$ değerini almıştı), a damlanın yarıçapı ve v damlanın aşağıya doğru olan hızıdır. (G.2) denklemindeki eksi işareti, bu kuvvetin hıza ters yönde (burada, yukarıya doğru) etkidiğini anlatır. Başlangıçta, damla düşmeye başladığında hızı küçüktür; dolayısıyla (G.1), (G.2)'den daha büyüktür ve damla aşağıya doğru ivmelenir. Daha sonra, hız arttıkça, (G.2)'deki viskozluk kuvvetinin büyüklüğü artar; bu durumda aşağı doğru olan net kuvvet ve dolayısıyla ivme azalır. Sonunda hız, (G.2)'nin (G.1)'i tam yok edeceği bir değere ulaşır; işte bundan sonra damla bu hızla düşer, artık ivme yoktur. Damlacığın en sonunda ulaştığı bu v_0 "limit" hız, (G.1) ve (G.2) denklemlerinin toplamını sıfıra eşitleyerek bulunur:

$$0 = mg - 6\pi\eta a v_0 \quad (\text{G.3})$$

Damlanın ρ yoğunluğunu (hacim başına kütle olarak) biliriz. m ile a arasında bir bağıntımız da var; m kütlesi, damlanın $4\pi a^3/3$ olan hacmi çarpı ρ 'dur:

$$m = 4\pi a^3 \rho / 3. \quad (G.4)$$

(G.4)'ün (G.3)'te kullanılması

$$0 = 4\pi a^3 \rho g / 3 - 6\pi \eta a v_0$$

eşitliğini verir ve buradan damlacığın yarıçapını bulabiliriz:

$$a = \sqrt{\frac{9\eta v_0}{2g\rho}} \quad (G.5)$$

Bunu (G.4)'te yerine koyarak damlacığın kütlesini buluruz:

$$m = \frac{4\pi\rho}{3} \left(\frac{9\eta v_0}{2g\rho} \right)^{3/2} \quad (G.6)$$

Böylece (G.5) ve (G.6)'yı kullanarak, yoğunluğu bilinen bir damlacığın kütlesini ve yarıçapını, v_0 limit hızından çıkarabiliriz.

Şimdi, bir yağ damlacığının, sadece yerçekimi ve viskozluğun değil, ayrıca aşağıya doğru yönelmiş bir E elektriksel alanın da etkisi altında hareket ettiğini düşünelim; bu elektriksel alan da q değerinde bir elektriksel yük taşıyan damlacık üzerinde

$$F_{\text{elek}} = qE \quad (G.7)$$

gibi aşağı doğru bir elektriksel kuvvet bileşeni doğurur. (Burada q 'nın eksi olduğunu varsayalım; bu durumda F_{elek} de eksidir. Bu demektir ki elektriksel kuvvet aslında yukarıya doğrudur.) Alan da varken, yağ damlacığının ulaşacağı limit hız gene, ivmenin ve dolayısıyla damla üzerine etkiyen toplam kuvvetin sıfır olması koşulundan elde edilir:

$$0 = F_{\text{yerğ}} + F_{\text{vis}} + F_{\text{elek}}. \quad (G.8)$$

(G.1), (G.2) ve (G.7)'yi kullanarak, bunu

$$0 = mg - 6\pi\eta a v + qE$$

şeklinde buluruz ve buradan damlacık üzerindeki yükü bulabiliriz:

$$q = (-mg + 6\pi\eta a v)/E \quad (G.9)$$

m ve a 'yı bulmak için, her damlanın önce alan yokken düşmesine bakılmalı ve sonra q 'yu bulmak için, alan uygulanarak damlanın yükselmesi gözlenmelidir.

Bunun nasıl işlediğini görmek için sayısal değerleri yerine koymadan önce, bu basit analize (ikisi de Millikan tarafından) yapılmış iki düzeltmeye değinmeliyiz.

İlkin, havanın kaldırma etkisi de söz konusudur. Arkhimedes zamanından beri bilinmektedir ki, bir sıvı içerisine batırılmış bir cisim üzerine uygulanan kaldırma etkisi, cismin ağırlığını, cismin yerini aldığı sıvının ağırlığına eşit miktarda azaltır. Burada ki durumda, havanın kaldırma etkisi, etkin yerçekimi kuvvetini, (G.1) değerinden

$$F_{\text{yerç}} = mg - \frac{4\pi}{3}a^3\rho_{\text{hava}}g$$

değerine indirir. (G.4) denklemini hatırlarsak görürüz ki, kaldırmanın tüm etkisi tam olarak, denklemlerimizde her yerde ρ yoğunluğunu

$$\rho_{\text{etkin}} = \rho - \rho_{\text{hava}} \quad (G.10)$$

biçiminde etkin bir yoğunlukla değiştirmektir. Oda sıcaklığında ve deniz-düzeyi-atmosfer basıncında hava yoğunluğu $1,2 \text{ kg/m}^3$ 'tür; Millikan'ın kullandığı yağın yoğunluğu ise $0,9199 \times 10^3$ 'tü. Dolayısıyla denklemlerimizde kullanılması gereken yoğunluk şudur:

$$\rho_{\text{etkin}} = 0,9187 \times 10^3 \text{ kg/m}^3.$$

İkinci düzeltme çok daha karmaşıktır ve sayısal olarak da daha önemlidir. Çok küçük damlacıklar için, yani hava moleküllerinin çarpışmalar arası ortalama ℓ serbest yolundan çok fazla büyük olmayan damlacık yarıçapı için, Stokes Yasası tam doğru değildir. Bu durumda, damlacığın dolayında akan hava, Stokes'un varsaydığı gibi, tam düzgün bir akışkan olarak davranmaz; fakat bir dereceye kadar serbest hareket eden moleküller topluluğu gibi hareket eder. Bunu hesaba katmak için, Millikan gerçekte η hava viskozluğunu etkin bir viskozluk ile değiştirdi ve bunun

$$\eta_{\text{etkin}} = \eta / (1 + A \ell / a) \quad (\text{G.11})$$

olarak alınabileceği tahmininde bulundu; burada A damlanın boyutuna ya da havanın özelliklerine bağlı olmayan bir sabittir. Kuiramsal bir hesaplama $A = 0,788$ değerini vermişti; fakat Millikan $A = 0,874$ değerinin daha iyi sonuç verdiğini bulmuştu; yani farklı damlacıklarla ölçülen elektronik yüklerin, bu A değeri kullanılarak hesaplandığında, birbirlerine daha yakın çıktıklarını görmüştü. Damlacık yarıçapı a 'yı bulmak için (G.5) denkleminde kullanılması gereken etkin viskozite budur. İlke olarak, η_{etkin} a 'ya bağlı olduğundan, a 'yı bulmak için oldukça karmaşık bir cebirsel denklem çözmeliyiz. İyi ki ℓ/a çok küçüktür; η_{etkin} η 'ya çok yakındır ve bu nedenle etkin viskozluğu bulmak için (G.11)'de a 'nın düzeltilmemiş değerini kullanmak uygun bir yaklaşımdır:

$$\eta_{\text{etkin}} \approx \eta / \left(1 + A \ell \sqrt{\frac{2g\rho_{\text{etk}}}{9\eta v_0}} \right) \quad (\text{G.12})$$

[Bu kez burada işin içine (G.10) kaldırma düzeltmesini katarız.] Sonra bunu (G.5) denkleminde η 'nın yerine kullanarak damlacık yarıçapını

$$a = \sqrt{\frac{9\eta_{\text{etkin}} v_0}{2g\rho_{\text{etkin}}}} \quad (\text{G.13})$$

ve etkin damlacık kütesini

$$m_{\text{etkin}} = \frac{4\pi}{3} \rho_{\text{etkin}} a^3 = \frac{4\pi}{3} \rho_{\text{etkin}} \left(\frac{9\eta_{\text{etkin}} v_0}{2g\rho_{\text{etkin}}} \right)^{3/2} \quad (\text{G.14})$$

(G.14) olarak buluruz. Daha sonra da (G.9)'dan, kütle ve viskozluk için etkin değerler kullanılarak, damlacığın üzerindeki yük hesaplanır:

$$q = (-m_{\text{etkin}}g + 6\pi\eta_{\text{etkin}}av)/E. \quad (\text{G.15})$$

Bunun sayısal olarak nasıl hesaplandığını görmek için, Millikan'ın 1911 tarihli makalesindeki 16 numaralı yağ damlacığını ele alalım. Bu damlacığın, elektrik alanı yokken, $5,449 \times 10^{-4}$ m/s ortalama limit hızıyla düştüğü gözlenmişti. Yağın (G.10) etkin yoğunluğunu $0,9187 \times 10^3$ kg/m³, havanın düzeltilmemiş viskozluğunu $1,825 \times 10^{-5}$ newton.s/m² ve hava moleküllerinin ℓ ortalama serbest yolunu $9,6 \times 10^{-8}$ metre alarak, (G.12) etkin viskozluk

$$\begin{aligned} \eta_{\text{etkin}} &= \frac{1,825 \times 10^{-5}}{1 + 0,874 \times 9,6 \times 10^{-8} \times \sqrt{\frac{2 \times 9,806 \times 0,9187 \times 10^3}{9 \times 1,825 \times 10^{-5} \times 5,499 \times 10^{-4}}}} \\ &= 1,759 \times 10^{-5} \text{ newton.s/m}^2 \end{aligned}$$

olarak bulunur. Damlacığın yarıçapı ise (G.13) denkleminde hesaplanabilir:

$$a = \sqrt{\frac{9 \times 1,759 \times 10^{-5} \times 5,449 \times 10^{-4}}{2 \times 9,806 \times 0,9187 \times 10^3}} = 2,188 \times 10^{-6} \text{ metre}$$

(Millikan da $2,188 \times 10^{-6}$ metrelik bir değer bulmuştu.) Damla-
nın etkin kütlesi, (G.14) denkleminde

$$\begin{aligned} m_{\text{etkin}} &= \frac{4\pi}{3} \times 0,9187 \times 10^3 \times (2,188 \times 10^{-6})^3 \\ &= 4,03 \times 10^{-14} \text{ kg} \end{aligned}$$

olarak çıkar. $E = 3,178 \times 10^5$ volt/metre değerli bir elektrik alanı ile, damlacığın ilk yükselmede $v = -5,746 \times 10^{-4}$ m/s'lik hızla yukarı doğru çıktığı gözlenmişti. (Burada eksi işareti konmuştur, çünkü v aşağı yöndeki hız bileşeni olarak tanımlandı ve damla aslında yükselir. Yani burada viskozluk kuvvetleri yerçekimiyle aynı yönde etmektedir.) Artık (G.15) denkleminde, damlacık üzerindeki elektrik yükü

$$\begin{aligned} q &= [-(4,03 \times 10^{-14} \times 9,806) \\ &\quad - (6\pi \times 1,759 \times 10^{-5} \times 2,188 \times 10^{-6} \times 5,746 \times 10^{-4})] / 3,178 \times 10^5 \\ &= -2,555 \times 10^{-18} \text{ coulomb} \end{aligned}$$

olarak bulunur. Bu, kendi başına, bize elektronik yükü vermez; çünkü damlacığın kaç tane fazlalık elektron taşıdığını bilmek zorundayız. Millikan bu sorunu, elektrik alanını birkaç kez açıp kapayarak çözmüştü: Alanı her açışındaki yükselmede damlacığın elektrik yükünü ölçmüş ve bu ardışık yükselmelerde yükteki değişimin, daima aynı yük niceliğinin tamsayı katlarına yakın olduğunu gözlemlemişti. Tüm bu verileri bir araya getirerek, Millikan 1911'de, elektronun $(-1,592 \pm 0,003) \times 10^{-19}$ coulomba eşit bir $-e$ yüküne sahip olduğu sonucuna varmıştı. Özellikle, ilk yükselmede damlacığın taşıdığı elektron yüklerinin sayısını

$$\frac{-2,555 \times 10^{-18}}{-1,592 \times 10^{-19}} = 16,05$$

olarak hesaplamıştı. Yani 16 numaralı damlacık ilk yükselmede mutlaka 16 elektron yükü taşıyordu. Küçük uyuşmazlığın $(0,05/16 \approx \text{yüzde } 0,3)$, ölçmenin küçük rasgele hatalarından ileri geldiği kolayca anlaşılabilirdi.

Millikan'ın deneyindeki en büyük tek hata, onun kendi ölçmelerinden değil de, havanın viskozluğu için şimdi bilinenden oldukça düşük bir değer kullanmasından kaynaklanmıştı. η için Millikan'ın deney yaptığı sıcaklıkta (23°C) bugün kabul edilen değer $1,844 \times 10^{-6}$ newton.s/m²'dir; bu, Millikan'ın değerinden yüzde 1

daha fazladır. Bu hatayı düzeltmek, η_{etkin} değerini yüzde 1'e yakın, damlacık yarıçapını yüzde 0,5, damlacık kütesini yüzde 1,5 ve tüm yükleri yüzde 1,5 artırmaya neden olur. Özellikle η 'daki artışı düzelttikten sonra, elektronik yük için Millikan'ın 1911'de bulduğu değer $(-1,616 \pm 0,003) \times 10^{-19}$ coulomb haline gelir.

H Radyoaktif Bozunum

Burada radyoaktif bozunumun üstel yasasını türetecek ve bunun radyoaktif elementlerin yaşlarını kestirmede nasıl kullanılabileceğini göstereceğiz.

Bir radyoaktif elementin $t_{1/2}$ yarı-ömrü, elementin herhangi bir miktarının yarısının bozunuma uğrayacağı zamandır. Radyoaktif elementin N_0 tane atomuyla başlar ve t zaman beklersek, yarı-ömrün $t/t_{1/2}$ kesri kadar süre geçmiş olacak; atomların sayısı $\frac{1}{2}$ 'nin $t/t_{1/2}$ kuvvetiyle azalmış olacak ve dolayısıyla kalan atomların sayısı aşağıdaki gibi verilecektir:

$$N = \left(\frac{1}{2}\right)^{t/t_{1/2}} N_0 \quad (\text{H.1})$$

Örneğin, radyum 1600 yıllık bir yarı-ömre sahiptir; buna göre $4,5 \times 10^9$ yıl önce oluştuğunda yer küremizde mevcut olan radyumun şu anda

$$\left(\frac{1}{2}\right)^{4,5 \times 10^9 / 1600 \times 10^3} \approx 10^{-850.000}$$

kadarlık kesri yer küremizde hâlâ var demektir. Bu sayının aşırı küçüklüğü, bugün yer küremizde bulunan radyumun, daha uzun yaşayan elementlerin radyoaktif bozunumunda üretilmiş olması gerektiğine bizi inandırır.

Radyoaktivitede belirli bir azalma için gerekli zamanı bulmak amacıyla bu tür hesaplar tersine çevrilebilir. (H.1)'den t 'yi bulmak için logaritma kullanmalıyız. Herhangi bir sayının logaritması, bu sayıyı verecek 10'un kuvvetidir (bir tamsayı olması gerekmez) örneğin $10^0 = 1$, $10^1 = 10$, $10^2 = 100$ vb ... olduğundan,

$$\log 1 = 0, \log 10 = 1, \log 100 = 2, \dots \text{ vb.}$$

dir. Ayrıca $10^{-1} = 0,1$, $10^{-2} = 0,01$, ... vb. olması nedeniyle

$$\log 0,1 = -1, \log 0,01 = -2, \dots \text{ vb.}$$

dir. Dahası, $2 = 10^{0,3010}$, $3 = 10^{0,4771}$, ... vb. olduğundan,

$$\log 2 = 0,3010, \log 3 = 0,4771, \dots \text{ vb.}$$

dir. Ayrıca, $\log x = a$ ve $\log y = b$ ise, bunlar $x = 10^a$ ve $y = 10^b$ demek olduğundan, $xy = 10^a \times 10^b = 10^{a+b}$ ve dolayısıyla

$$\log (xy) = \log x + \log y \quad (\text{H.2})$$

dir. Benzer olarak

$$\log (x/y) = \log x - \log y \quad (\text{H.3})$$

yazılabilir. Son olarak, $\log x = a$ dersek, $x = 10^a$ dır; $x^y = 10^{ay}$ ve dolayısıyla buradan şu bağıntıyı da bulabiliriz:

$$\log (x^y) = y \log x \quad (\text{H.4})$$

(H.1) denklemini çözmek için, sadece iki tarafın logaritması-nı almak gerekir. Bu

$$\log (N/N_0) = (t/t_{1/2}) \times \log \left(\frac{1}{2} \right) = -0,3010 \times (t/t_{1/2}) \quad (\text{H.5})$$

ifadesini verir. Sözgelisi, herhangi bir radyoaktif örneğin başlangıçtaki yoğunluğunun yüzde 1'e düşmesi için geçecek zaman, yarı-ömrün katı olarak,

$$t/t_{1/2} = \frac{\log(0,01)}{-0,3010} = \frac{-2}{-0,3010} = 6,64$$

kadardır.

Bir radyoaktif örneğin yaşını bulmak için, sadece çeşitli ilk bollukların oranı bilindiğinde bile, gene radyoaktif yoğunlukların ölçümelerini kullanabiliriz. İki izotopa sahip olan bir element düşünelim; bu izotoplar başlangıçta (yani yıldızlarda) $N_{10}/N_{20} = r_0$ oranında üretilmiş olsunlar ve şimdi bulunma oranları $N_1/N_2 = r$

olsun. (H.1) denklemini her iki izotopa uygulayarak

$$N_1 = \left(\frac{1}{2}\right)^{t/t_1} N_{10}$$

$$N_2 = \left(\frac{1}{2}\right)^{t/t_2} N_{20}$$

yazabiliriz; burada t_1 ve t_2 , 1. ve 2. izotopun yarı-ömürleridir. Bu iki denklemin oranı şudur:

$$r = \left(\frac{1}{2}\right)^{t/t_1 - t/t_2} r_0$$

Logaritma alarak

$$\log r - \log r_0 = \left(\frac{t}{t_1} - \frac{t}{t_2}\right) \log \frac{1}{2}$$

ya da t 'yi çözerek

$$t = \frac{\log r - \log r_0}{\left(\frac{1}{t_1} - \frac{1}{t_2}\right) \log \frac{1}{2}} \quad (\text{H.6})$$

buluruz. Örneğin ^{235}U ve ^{238}U sırasıyla $0,714 \times 10^9$ yıllık ve $4,501 \times 10^9$ yıllık yarı-ömürlere sahiptirler;

$$r_0 \equiv (^{235}\text{U}/^{238}\text{U})_{\text{ilk}} \approx 1,65$$

kadar olduğuna inanılan bir başlangıç oranı ile oluşmuşlardır ve şu anda

$$r \equiv (^{235}\text{U}/^{238}\text{U})_{\text{şimdi}} = 0,00723$$

bolluk oranı ile bulunmaktadırlar. Bu durumda (H.6) denklemini uranyumun yaşını

$$t_u = \frac{\log (0,00723) - \log (1,65)}{\left(\frac{1}{0,714 \times 10^9} - \frac{1}{4,501 \times 10^9}\right) \times \log \frac{1}{2}}$$

olarak verir. Buradaki logaritmaların değerleri

$$\begin{aligned}\log (0,00723) &= -2,1409 \\ \log (1,65) &= 0,2175 \\ \log (1/2) &= -0.3010\end{aligned}$$

dur; böylece uranyumun yaşıını $6,65 \times 10^9$ yıl olarak buluruz. Evrenimiz en az bu yaşıta olmalıdır.

Bir elementin yarı-ömrünü bilirsek, tek tek atomların hangi hızla radyoaktif bozunuma uğrayacaklarını hesaplayabiliriz. Bir radyoaktif elementin N_0 tane atomuyla başladığımızı varsayalım ve çok kısa bir t zaman aralığı kadar bekleyelim. Bu süre sonunda N atom kalmışsa, $N_0 - N$ atom bozunmuş demektir ve herhangi bir atomun bozunmuş olma olasılığı $(N_0 - N)/N_0$ 'dır. (H.1) denklemine göre bu,

$$\frac{\text{kısa bir } t \text{ süresinde}}{\text{bozunma olasılığı}} = \frac{N_0 - N}{N_0} = 1 - \left(\frac{1}{2}\right)^{t/t_{1/2}} \quad (\text{H.7})$$

şeklinde verilir. Bunu hesaplamak amacıyla, herhangi bir sayının küçük kuvvetleri için var olan aşağıdaki genel formülü kullanınız:

$$a^\varepsilon \approx 1 + \varepsilon(\log a)/M \quad (\text{H.8})$$

Burada M , 0,4343... değerli bir saf sayıdır. (H.8) denklemini, ε 'un öyle küçük değerleri için geçerli bir yaklaşıklıktır ki ε^2 ile orantılı terimler göz ardı edilir. Bu açılımı, $a = 1/2$ ve $\varepsilon = t/t_{1/2}$ alıp, (H.7) denklemine uygulayarak, bir atomun $t_{1/2}$ 'den çok küçük bir t zaman aralığında bozunma olasılığını aşağıdaki gibi buluruz:

$$\begin{aligned}\frac{\text{kısa bir } t \text{ süresinde}}{\text{bozunma olasılığı}} &\approx -\left(\frac{t}{t_{1/2}}\right)(\log \frac{1}{2})/M \\ &= \left(\frac{0,3010}{0,4343}\right)\left(\frac{t}{t_{1/2}}\right) = 0,6931\left(\frac{t}{t_{1/2}}\right) \quad (\text{H.9})\end{aligned}$$

Örneğin, bize radyumun ($t_{1/2} = 1600$ yıl) bir atomu verilmişse, gözlediğimiz ilk 10 yıl içinde atomun bozunma olasılığı

$$0,6931 \times \frac{10}{1600} = \text{yüzde } 0,43$$

tür. [(H.8) denklemini sınamak ve M 'nin nasıl hesaplandığını görmek için, denklemin sol tarafının $1/\varepsilon$ kuvvetini alalım. Bunu daha derli toplu olarak şöyle yazabiliriz:

$$[1 + \varepsilon(\log a)/M]^{1/\varepsilon} = [(1 + \delta)^{1/\delta}]^{(\log a)/M}$$

Burada $\delta \equiv \varepsilon(\log a)/M$ 'dir. Şimdi ε çok küçükse, δ da çok küçüktür ve $(1 + \delta)^{1/\delta}$ niceliği e adı verilen bir limite yaklaşır (elektron yüküyle karıştırılmasın). Örneğin $\delta = 0,01$ veya $0,0001$ ya da $0,000001$ alarak

$$\begin{aligned} (1,01)^{100} &= 2,704814 \\ (1,0001)^{10000} &= 2,718146 \\ (1,000001)^{1000000} &= 2,718282 \end{aligned}$$

değerlerini hesaplayabiliriz. Bu sayıların yakınsaması, iyice küçük δ 'lar için $(1 + \delta)^{1/\delta}$ niceliğinin $2,71828$ sayısına yakın bir limite yaklaştığını (kanıtlamadan) gösterir. Bu limit için daha kesin bir değer şudur:

$$e \equiv \lim_{\delta \rightarrow 0} (1 + \delta)^{1/\delta} = 2,718281285.$$

$(1 + \delta)^{1/\delta}$ 'yı e 'ye eşit yazmak

$$[1 + \varepsilon(\log a)/M]^{1/\varepsilon} \approx e^{(\log a)/M} \approx 10^{(\log e)(\log a)/M}$$

sonucunu verir. Dolayısıyla

$$M = \log e = 0,4342944819$$

alırız; öyle ki

$$[1 + \varepsilon(\log a)/M]^{1/\varepsilon} \approx 10^{\log a} = a$$

olur. Bunun ε kuvvetini alınca (H.8) denklemi çıkar; böylece bu formülü ve M için alınan değeri doğrulamış oluruz.]

(H.9)'daki $t_{1/2}/0,6931$ niceliği bir başka anlama da sahiptir: Bu nicelik, radyoaktif elementin her bir atomunun ortalama ömrüdür (t_{ort}). Bunu görmek için, bize bir radyoaktif maddenin bir atomunun verildiğini düşünelim; bu atom bir radyoaktif bozunuma uğrarsa, bize derhal bir başka atom verilsin. Yarı-ömre göre çok uzun bir T zamanı kadar beklersek, bu sürede gözleyeceğimiz bozunumların sayısı *çarpı* iki bozunum arasındaki ortalama zaman t_{ort} T 'ye eşit olmalıdır:

$$\text{Bozunumların sayısı} = T/t_{ort}.$$

Fakat bu süre boyunca var olan bir atoma sahip olduğumuzdan, herhangi bir kısa t zaman aralığında bir bozunumun düzgün bir olasılığı vardır ve bu da bozunumların sayısı *çarpı* toplam zaman aralığının t/T kesrine eşittir:

$$\text{Kısa bir } t \text{ süresinde bozunumun olasılığı} = \frac{T}{t_{ort}} \times \frac{t}{T} = \frac{t}{t_{ort}}$$

Bunun (H.9) denklemiyle karşılaştırılması gösterir ki, ancak ve ancak bir atomun ortalama ömrü

$$t_{ort} = t_{1/2}/0,6931 = 1,4427 t_{1/2} \quad (\text{H.10})$$

ise, bu iki formül uyumlu olur. Örneğin, radyum atomunun ortalama ömrü, 1600 yıllık yarı-ömre eşit değil, fakat $1600 \times 1,4427 = 2300$ yıla eşittir.

Bu uyarılar, m atom kütesini tahmin etmek için radyoaktifliği kullanmaya yönelik bir yöntem akla getirir. Bir radyoaktif elementin yarı-ömrünü ölçebildiğimizi varsayalım; sözelimi, bir radyum örneğinin on yılda radyoaktifliğinin ilk şiddetinin yüzde 99,568'ine düştüğünü gözleyelim. (H.5) denklemini kullanarak yarı-ömrün

$$t_{1/2} = \frac{-0,3010 \times 10 \text{ yıl}}{\log (0,99568)} = 1600 \text{ yıl}$$

olduğu sonucuna varırız. Ayrıca bize bu radyoaktif elementin bilinen m kütleli bir örneğinin verilmiş olduğunu varsayalım yeterince küçük bir örnek olsun bu, öyle ki radyoaktif bozunumları tek tek sayabilelim (bunu, örneğin, radyumdan çıkan alfa parçacıkları bir çinko sülfür ekrana çarptığında üretilen ışık parlamalarını sayarak yapabiliriz). Kısa bir t süresince gözlenen bozunumların sayısı, tek tek atomların bozunumu için (H.9) olasılığı *çarpı* örnekteki atomların $m/\mu m_1$ sayısına eşit olacaktır:

$$\text{Bozunumlar} = 0,693 \left(\frac{t}{t_{1/2}} \right) \times \frac{m}{\mu m_1} \quad (\text{H.11})$$

(Burada μ atom ağırlığı ve m_1 birim atom ağırlığına karşı gelen kütledir; böylece μm_1 bir atomun ağırlığıdır.) Birim zamandaki bozunumların oranını ölçerek ve m , μ ve $t_{1/2}$ değerlerini bilerek, bunu, m_1 atom kütesini ya da eşdeğer olarak, $N_0 \equiv 1/m_1$ Avogadro sayısını bulmak için kullanabiliriz.

I Atomda Potansiyel Enerji

Burada, bir atom çekirdeğinden belirli bir uzaklıkta bulunan yüklü bir parçacığın potansiyel enerjisi için bir formül türeteceğiz ve belirli bir hıza sahip bir alfa parçacığının çekirdeğe en fazla yaklaşabileceği uzaklığı kestirmek için bu formülü kullanacağız.

q elektrik yüklü bir parçacığın q' yüklü bir çekirdekten r uzaklığında bulunduğunu düşünün. Bu parçacığın potansiyel enerjisi, r' 'ye bağlı bir nicelik olduğunu vurgulamak için, $V(r)$ şeklinde gösterilir. $V(r)$ 'yi bulmak için, parçacığın, çekirdeğin elektrik alanı tarafından r' 'den r' 'ye itildiğini kafanızda canlandırın, r' burada r' 'ye çok yakın olsun. Gidilen uzaklık çok küçük olduğundan, yol boyunca kuvvet neredeyse sabit (yaklaşık r' 'deki değerine eşit) kalır ve Coulomb Yasası'yla

$$F \approx \frac{k_e q q'}{r'^2}$$

olarak verilir. Kat edilen mesafe $r' - r$ 'dir; dolayısıyla alan tarafından yapılan iş $F \times (r' - r)$ 'dir. Bu, tanım olarak potansiyel enerjideki artışa eşittir; dolayısıyla r' , r 'ye çok yakın olmak üzere

$$V(r) - V(r') \approx F \times (r' - r)$$

ya da, bir başka deyişle,

$$\frac{V(r') - V(r)}{r' - r} \approx -F = \frac{-k_e q q'}{r^2} \quad (I.1)$$

yazabiliriz. “ $\approx$ ” işareti “yaklaşık olarak eşit” anlamına gelse de, (I.1) ifadesi, r' r 'ye yaklaşırken, $V(r') - V(r)$ 'nin davranışı için kesin bir ifade olarak anlaşılmalıdır. Bu limitte (I.1)'in sol yanında hem pay hem payda sıfır olsa da, oranları $-F$ 'ye eşit bir sonlu limite yaklaşmalıdır. Bu limit, genel matematikte $V(r)$ 'nin *türevi* olarak bilinir.

(I.1) koşulu bize sadece $V(r)$ 'nin r ile nasıl değiştiğini söyler. (I.1) denklemini sağlayan herhangi bir $V(r)$ verilsin; buna bir sabit ekleyerek, (I.1)'in başka bir çözümünü bulmuş oluruz. $V(r)$ 'yi saptamak için, çekirdekten çok uzak mesafelerde potansiyel enerjinin sıfır olduğu şeklinde oldukça doğal bir anlaşma yapabiliriz:

$$\text{çok büyük } r\text{'ler için, } V(r) \text{ sıfıra yaklaşır.} \quad (I.2)$$

Bu iki koşul $V(r)$ 'yi belirtmeye yetecektir. İş kuvvet çarpı mesafe ve kuvvet $1/r^2$ ile orantılı olduğundan, V 'nin $1/r$ ile orantılı olduğunu tahmin edelim:

$$V(r) = A/r$$

Bu varsayımı sınamak ve A sabitini hesaplamak için (I.1) denklemini kullanalım.

$$V(r') - V(r) = A \left(\frac{1}{r'} - \frac{1}{r} \right) = A(r - r')/rr'$$

olduğuna dikkat edelim; buna göre

$$\frac{V(r')-V(r)}{r'-r} = A/r'$$

dür. r' 'nün r' 'ye yaklaştığı limitte, sağ taraf $-A/r'^2$ dir; dolayısıyla $A = k_e q q'$ ise, (I.1) denklemi gerçekten de sağlanır. (I.2)'de, $1/r$ ile orantılı $V(r)$ için açıkça sağlanmaktadır. Bu durumda çözümümüzün

$$V(r) = \frac{k_e q q'}{r} \quad (I.3)$$

olduğu sonucuna varırız. (I.3) denkleminin (I.1) koşulunu sadece yaklaşık olarak sağladığını vurgulamakta yarar var; fakat r' , r' 'ye gitgide yakınlaştıkça, yaklaştırım sınırsız biçimde kesin hale gelir; dolayısıyla (I.3) denklemine, problemimizin kesinlikle doğru bir çözümü olarak bakılmalıdır. Kalkülüs bu türden hesaplamalar için icat edilmiştir ve kullandığımız yöntem, kalkülüsün yöntemlerine temel bir örnek oluşturur.

$q = 2e$ yüklü bir alfa parçacığı sonsuzda E_∞ enerjisi ile harekete geçerse ve $q' = Ze$ yüklü bir çekirdeğe r kadar yaklaştığında v hızına sahipse, bu durumda enerjinin korunumuna göre, başlangıçtaki E_∞ enerjisi, $V(r)$ potansiyel enerjisi ile $\frac{1}{2} m v^2$ kinetik enerjisinin toplamına eşit olmalıdır:

$$E_\infty = \frac{2k_e Z e^2}{r} + \frac{1}{2} m v^2 \quad (I.4)$$

Örneğin, alfa parçacığı dosdoğru çekirdeğe yönelmişse, (I.4) denkleminin $v = 0$ 'lı çözümüyle verilen bir $r_{\min}$ uzaklığında bu alfa parçacığı durgun hale gelecektir:

$$r_{\min} = \frac{2k_e Z e^2}{E_\infty} \quad (I.5)$$

Alfa parçacığı yatay olarak 10^8 voltluk bir gerilim farkıyla hızlandırılmışsa, enerjisi 2×10^8 elektron-volt (çünkü yükü $2e$ 'dir), ya da

$$2 \times 10^8 \times 1,6 \times 10^{-19} = 3,2 \times 10^{-11} \text{ jul}$$

olacaktır. (1.5) denklemi çekirdeğe en fazla yaklaşma uzaklığını

$$r_{\min} = \frac{2 \times 8,987 \times 10^9 \times Z \times (1,6 \times 10^{-19})^2}{3,2 \times 10^{-11}}$$

$$= 1,4 \times 10^{-17} Z \text{ metre}$$

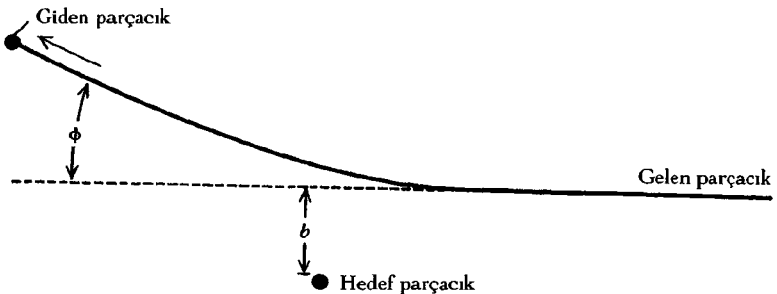
olarak verir. Altın için $Z = 79$ 'dur; dolayısıyla alfa parçacığı çekirdeğin merkezinden 10^{-16} metrelik bir uzaklığa kadar sokulur; gerçekten de çekirdeğin içine yeterince girdi denecek kadar çekirdeğe nüfuz eder.

J Rutherford Saçılması

Burada, bir atom çekirdeğinden bir alfa parçacığının saçılması için Rutherford tarafından türetilmiş olan formülü ele alacağız ve bu formülün, çekirdeğin varlığını doğrulamak ve yükünü ölçmek için nasıl kullanılacağını göstereceğiz.

Bir alfa parçacığının bir atoma doğru, saptırılmadığında, çekirdeği bir b mesafesiyle ıskalayacak biçimde fırlatıldığını varsayın. Bu nicelik, yani alfa parçacığı ile çekirdek arasındaki kuvvetler mucizevi biçimde kesilseydi gerçekleşecek olan, en fazla yaklaşma mesafesi *vurma parametresi* olarak bilinir. İkinci Newton Yasası'nı her alfa parçacığının hareketine uygulayarak, alfa parçacığının ilk ve son hızlarının yönleri arasındaki açı olan ϕ saçılma açısını hesaplayabiliriz (şekle bakın).

Burada bu hesabın ayrıntılarına giremeyeceğiz; fakat gene de boyutsal analiz denen bir mantıklı düşünme yöntemiyle son ya-



Bir saçılma olayının şematik çizimi. b vurma parametresi ile ϕ sapma açısının tanımı görülmüyor.

nita doğru etkili bir biçimde yürütebiliriz. Bu yöntem şu ilkeye dayanır: Hesaplamaya çalıştığımız nicelik her ne ise, onun değeri, bağlı olduğu diğer niceliklerin ölçülmesinde kullanılan birimlere bağlı olamaz. Rutherford saçılması, bu yöntemin gücüne ve sınırlamalarına iyi bir örnek oluşturur.

İlkin, ϕ saçılma açısının bağlı olabileceği girdi parametrelerinin neler olduğunu düşünelim. Bu açı kesin şekilde b vurma parametresine ve alfa parçacığının ilk v hızına bağlı olacaktır. Ayrıca, İkinci Newton Yasası ile Coulomb Yasası'nı birleştirerek görürüz ki, çekirdekten r uzaklığındayken alfa parçacığının ivmesi

$$a = \frac{F}{m_\alpha} = \frac{k_e(2e)(Ze)}{m_\alpha r^2} \quad (J.1)$$

dir ve çekirdekten uzaklaşan yöndedir. (Alfa parçacığının yükünün $2e$ olduğunu anımsayın; burada $-e$ elektronun yüküdür. Çekirdeğin yükü Ze olarak yazılmıştır. m_α alfa parçacığının kütlesi, k_e ise Coulomb Yasası'nda görülen sabittir.) Böylece saçılma açısı k_e , Z , e ve m_α 'ya, fakat sadece tek bir birleşim halinde bağlı olacaktır:*

$$2k_e Z e^2 / m_\alpha \quad (J.2)$$

Bu büyüklükler, b , v ve (J.2), ϕ saçılma açısının bağlı olabileceği yegâne girdi parametreleridir.

ϕ derece ya da radyan cinsinden ölçülür; dolayısıyla değeri, uzaklıkları, zamanları, kütleleri ya da yükleri ölçmek için kullanılan birim sisteminden bağımsız olmalıdır. Örneğin, hiçbir hesap yapmaksızın biliriz ki, ϕ için yazılacak doğru formül, $\phi = 1/b$, $\phi = 1/v$ ya da $\phi = 1/bv$ gibi bir şey olmayacaktır; çünkü bu niceliklerin sayısal değerleri uzunluk ve zaman için kullanılan birimlere bağlıdır. Örneğin, ϕ , $1/b$ 'ye eşit olsaydı, b metre yerine santimetre ile ölçüldüğü takdirde saçılma açısı 100 kere da-

* Alfa parçacığı ve çekirdek arasındaki r uzaklığı (J.2) içine alınmamıştır; çünkü r , ϕ 'nin bağlı olabileceği giriş parametrelerinden biri değildir, o bir dinamik değişkendir ve çarpışma esnasında İkinci Newton Yasası uyarınca değişir.

ha büyük çıkardı. Dolayısıyla mesele, b , v ve (J.2)'yi boyutsuz bir birleşim halinde bir araya getirmektir; yani onlardan, uzaklık, zaman vb. için kullanılan birimlere bağlı olmayan bir birleşim oluşturmak...

(J.2)'nin birimi, doğrudan (J.1)'den görülebileceği gibi (sadece r^2 'yi denklemin sol tarafına geçirin), ivme çarpı uzunluğun karesinin birimleridir. Öte yandan, ivmenin birimi zamanın karesi başına uzaklıktır (yani $9,8 \text{ m/s}^2$) böylece (J.2)'nin biriminin

$$2k_eZe^2/m_\alpha \sim (\text{uzaklık})^3/(\text{zaman})^2 \quad (\text{J.3})$$

olduğunu da söyleyebiliriz. Girdi parametrelerimiz arasında zaman yok, fakat v hızı var ve onun birimleri

$$v \sim \text{uzaklık/zaman} \quad (\text{J.4})$$

dır. Zamanı ölçmek için kullanılan birimlerden bağımsız bir nicelik kurmak için, (J.2)'yi v^2 'ye bölmeliyiz. Bu,

$$2Zk_e e^2/m_\alpha v^2 \sim \text{uzaklık} \quad (\text{J.5})$$

birimine sahip bir nicelik verir. Sonuçta, uzaklık ya da zamanı ölçmek için kullanılan birimlerden bağımsız bir nicelik oluşturmak için, (J.5)'i girdilerimiz arasında tek uzaklık olan b vurma parametresine bölmeliyiz. Böylece şunu buluruz:

$$2Zk_e e^2/m_\alpha v^2 b \quad (\text{J.6})$$

Vardığımız sonuç şudur: ϕ saçılma açısı ancak girdi parametrelerinin bir tek bu birleşimine bağlı olabilir. Eşdeğer olarak, bu bağıntıyı ters çevirip diyebiliriz ki, (J.6) birleşimi sadece saçılma açısına bağlı $f(\phi)$ gibi bir nicelik olarak ifade edilebilir:

$$2Zk_e e^2/m_\alpha v^2 b = f(\phi) \quad (\text{J.7})$$

Bu durumda verilen bir ϕ saçılma açısı için $b(\phi)$ vurma parametresi

$$b(\phi) = 2Zk_e e^2 / m_\alpha v^2 b f(\phi) \quad (J.8)$$

şeklinde verilir.

Boyutsal analiz bize $f(\phi)$ niceliğinin doğası hakkında hiçbir şey söyleyemez; fakat bununla birlikte (J.8) içinde Rutherford saçılması hakkında çok fazla bilgi saklamaktadır. Örneğin, sap-tanmış bir ϕ açılı, sözgelimi 90° 'li, bir saçılmayla ilgileniyorsak, Ze çekirdek yükünü iki katına çıkardığımızda vurma parametresi de iki katına çıkar ve alfa parçacığının v hızını iki katına çıkardığımızdaysa vurma parametresi dört kat azalır. Böylesine az iş ile, bu kadar çok şey öğrenmek hiç de fena değil!

Rutherford çekirdekten saçılan alfa parçacıklarının yörüngelerini hesaplamak için Newton mekaniğini kullandı ve b vurma parametresi ile ϕ sapma açısının birbirlerine

$$b(\phi) = \frac{2Zk_e e^2}{m_\alpha v^2 \tan(\phi/2)} \quad (J.9)$$

biçiminde bağlı olduğunu buldu. Bu, bizim biraz önce boyutsal analizle elde ettiğimiz (J.8) genel yapısına uygundur ve $f(\phi)$ niceliğinin

$$f(\phi) = \tan(\phi/2)$$

değerine sahip olduğu bilgisini de verir. Burada "tan", açığa bağlı nicelik için trigonometride "tanjant" olarak bilinen bir kısaltmadır: Dar açıları θ ve $90^\circ - \theta$ olan bir dik üçgen çizersek (yani, bir açısı 90° ya da "dik" açı olan), o zaman $\tan \theta$, üçgenin θ değerli açısının karşısındaki kenarının $90^\circ - \theta$ değerli açısının karşısındaki kenarına oranıdır. Örneğin, her iki dar açısı 45° 'ye eşit olan bir dik üçgende, bu açıların karşısındaki kenarlar eşit uzunluktadır ve bunların oranı 1'dir, dolayısıyla $\tan 45^\circ = 1$ 'dir. Bu durumda Rutherford formülü, (J.9), $\phi = 90^\circ$ için vurma parametresinin

$$b(90^\circ) = \frac{2Zk_e e^2}{m_\alpha v^2}$$

olduğunu söyler. Bu, dosdoğru çekirdeğe atılmış bir alfa parçacığı için en fazla yaklaşıma uzaklığının tam yarısıdır.

Dikkat edilirse, daha genel olarak, (J.9) denklemi, vurma parametresiyle sapma açısı arasında akla yakın bir bağıntı verir. Dik üçgenler cinsinden yapılan yorumundan açıktır ki, $\tan\theta$ niceliği, $\theta = 0$ 'da sıfırdan $\theta = 90^\circ$ 'de sonsuza kadar düzgün bir şekilde artar. $\theta = 0$ için b 'nin sonsuz olduğu görülür, çünkü ancak alfa parçacığı çekirdeği tamamıyla ıskaladığı zaman sıfır sapma mümkün olur; ϕ arttıkça, b düzgün şekilde düşer, çünkü daha yakın çarpışmalar daha fazla sapma demektir; ve $\phi = 180^\circ$ için b sıfır olur, çünkü alfa parçacığının tam geri dönmesi için dosdoğru çekirdeğe atılması gerekir.

Belirli bir sapma için vurma parametresini ya da tersini bilmeyi istemek yerine, çok ince bir levhaya rasgele vurma parametreleriyle fırlatılan alfa parçacıklarının *dağılımını* hesaplamak istediğimizi varsayalım. Belirli bir ϕ açısından *daha büyük* bir sapmaya uğraması için, alfa parçacığı, levha içindeki bir atom çekirdeğine göre $b(\phi)$ 'den *daha küçük* bir vurma parametresine sahip olmalıdır. Dolayısıyla, $b(\phi)$ 'yi gelen alfa parçacıkları akımına dik küçük bir diskin yarıçapı olarak düşünebiliriz; öyle ki bir alfa parçacığı (sapmayacak olsaydı) bu disklerden birini vuracak şekilde atıldığında, ϕ açısından daha büyük bir açıyla sapar. Her bir disk π çarpı yarıçapın karesine eşit bir etkin alana, yani

$$\sigma = \pi [b(\phi)]^2 \quad (\text{J.10})$$

etkin alanına sahiptir; işte buna en az ϕ açısıyla saçılma için *te-sir kesiti* denir. Sapma açılarının dağılımını bulmak için, levha alanının hangi kesrinin bu diskler tarafından işgal edildiğini hesaplamamız gerekir. Levhanın M kütlesi, tek bir atomun m kütlesi çarpı levhadaki atomların N sayısına eşittir; öyleyse N

$$N = M/m \quad (\text{J.11})$$

ile verilir. Ayrıca, levhanın kütlesi, ρ yoğunluğu (hacim başına kütle) çarpı hacmidir; levhanın hacmi ise S yüzey alanı ile ℓ kalınlığının çarpımı olarak verilir. Böylece

$$M = \rho S \ell \quad (\text{J.12})$$

dir. Üstelik, tek bir atomun kütlesi

$$m = A/N_0 \quad (\text{J.13})$$

olarak ifade edilebilir; burada A atom ağırlığı, N_0 Avogadro sayısı olarak bilinen niceliktir ve $1/N_0$ birim atom ağırlığı olacak şekilde tanımlanmıştır ($1/N_0 = 1,67 \times 10^{-27}$ kg). (J.12) ve (J.13) ifadelerini (J.11)'de yerlerine koyarak, levhadaki atomların sayısını

$$N = \rho S \ell N_0 / A \quad (\text{J.14})$$

olarak yazabiliriz. ϕ 'den daha büyük açılarla saçılma için $P(\phi)$ olasılığı, levhanın toplam S alanının, her bir disk $\sigma(\phi)$ alanlı olmak üzere, levhadaki atomlara karşılık gelen N tane disk tarafından kapatılma oranıyla verilir:

$$P(\phi) = N \sigma(\phi) / S. \quad (\text{J.15})$$

Burada disklerin hesaba katılacak ölçüde çakışmadıkları varsayılır.

(J.14) denklemini yerine koyarak görürüz ki, S levha alanları birbirlerini yok eder ve

$$P(\phi) = \rho \ell N_0 \sigma(\phi) / A \quad (\text{J.16})$$

ifadesini buluruz. Bu çok genel bir formüldür, her türlü saçılma sürecine uygulanabilir. Örneğin, bazı nükleer tepkimelerde (fakat hepsinde değil) herhangi bir açıda saçılma tesir kesiti $\sigma(0)$, çekirdeğin geometrik enine-kesit alanı büyüklüğünde ya da altın çekirdekleri için 2×10^{-28} m² kadardır. Altın yaklaşık 2×10^4 kg/m³ bir yoğunluğa sahiptir ve atom ağırlığı 197'dir; dolayısıyla altın levhadan saçılma olasılığı, (J.16) ile

$$(2 \times 10^4 \text{ kg/m}^3) \times \ell \times (6 \times 10^{26} \text{ /kg}) \times (2 \times 10^{-28} \text{ m}^2)/197 = 12 \ell$$

olarak verilir; ℓ (buradaki tüm uzunluklar gibi) metre cinsinden ifade edilir. $\ell = 10^{-3} \text{ m}$ gibi oldukça kalın bir levha için, saçılma olasılığı yüzde 1,2'dir. Daha kalın levhalar için saçılma olasılığı bire yaklaşır; yani diskler hatırı sayılır derecede üst üste çakışmaya başlarlar ve artık yukarıdaki tartışma uygulanır olmaktan çıkar.

Rutherford saçılması özel hali için, $\sigma(\phi)$ tesir kesiti, (J.9) ve (J.10) ile

$$\sigma(\phi) = 4\pi Z^2 k_e^2 e^4 / m_\alpha^2 v^4 [\tan(\phi/2)]^2 \quad (\text{J.17})$$

olarak verilir. Demek ki bir ϕ ya da daha büyük bir açıyla saçılmanın (J.16) olasılığı $1/[\tan(\phi/2)]^2$ ile orantılıdır. Bu bağıntının doğrulanması, gerçekten de alfa parçacığı üzerindeki kuvvetin uzaklığın ters-karesiyle orantılı olduğunu onaylar. (Özellikle çekirdek yükü büyük bir hacme dağılmış olsaydı, tesir kesiti ve saçılma olasılıkları ϕ açısı 180 dereceye yaklaşırken çok daha hızlı bir şekilde sıfıra inerdi.) Ayrıca, (J.17)'yi (J.16) ile birlikte kullanarak, saçılma olasılığının Z^2 ile orantılı olduğunu görürüz; dolayısıyla, verilen herhangi bir açıda bu olasılığın ölçülmesi, çekirdek yükü için bir değer bulmaya izin verir.

K Momentumun Korunumu ve Parçacık Çarpışmaları

Burada momentumun korunumu ilkesini betimleyeceğiz ve bu ilkeyi, kafa kafaya çarpışmada parçacık hızları arasındaki bağıntıları incelemek için kullanacağız.

En alışılmış haliyle İkinci Newton Yasası

$$F = ma$$

olarak bilinir; burada F , m kütleli bir parçacık üzerine etkiyen kuvvet ve a bu parçacığa verilen ivmedir. İvme, hızın zamanla değişimidir ve kütle sabittir; bu nedenle ma , kütle çarpı v hızının zamanla değişimidir:

$$F = m v' \text{nin değişim hızı} \quad (\text{K.1})$$

mv niceliği parçacığın *momentumu* olarak bilinir. Momentum, v ya da F gibi, sözgelimi kuzey, doğu ve yukarı olarak alınabilecek birbirine dik üç doğrultu boyunca üç bileşeniyle belirtilen, yönlü bir niceliktir.

Momentum hakkında en önemli gerçek, korunuyor olmasıdır. Örneğin, A ve B olarak adlandırılan iki parçacığın çarpıştığını düşünelim. B 'nin A üzerine uyguladığı kuvvet ($K.1$) ile

$$F_{BA} = m_A v_A' \text{nin değişim hızı}$$

olarak verilir ve A 'nın B üzerine uyguladığı kuvvet

$$F_{AB} = m_B v_B' \text{nin değişim hızı}$$

dır. Fakat Üçüncü Newton Yasası (etki eşittir tepki) bize

$$F_{BA} = -F_{AB}$$

olduğunu söyler; burada eksi işareti kuvvetlerin zıt yönlerde olduğunu gösterir. Şu halde

$$m_A v_A' \text{nin değişim hızı} = -m_B v_B' \text{nin değişim hızı}$$

ya da, bir başka ifadeyle,

$$m_A v_A + m_B v_B' \text{nin değişim hızı} = 0 \quad (K.2)$$

sonucuna varılır. Yani, iki parçacığın $m_A v_A + m_B v_B$ toplam momentumunun her bileşeni korunmaktadır: çarpışmadan sonraki değeri, önceki değeriyle aynıdır.

Şimdi bunu kafa kafaya çarpışmaya uygulayalım; burada parçacıklar birbirlerine yaklaştıkları çizgi boyunca çarpışırlar. Bu basit durumda, momentumun ve hızın sadece bu çizgi boyunca olan bileşenleriyle ilgilenmemiz gerekiyor. Çarpışmadan önceki ve sonraki hızları ayırt etmek için, sırasıyla 0 ve 1 rakamlarını kullanacağız. Bu durumda ($K.2$) bize

$$m_A v_{A0} + m_B v_{B0} = m_A v_{A1} + m_B v_{B1} \quad (K.3)$$

olduğunu söyler. Burada geçerli olması gereken bir başka koşul

daha var: Çarpışmada parçacıklar değişmiyorsa, o zaman momentum gibi kinetik enerji de korunmalıdır; yani

$$\frac{1}{2}m_A v_{A0}^2 + \frac{1}{2}m_B v_{B0}^2 = \frac{1}{2}m_A v_{A1}^2 + \frac{1}{2}m_B v_{B1}^2 \quad (K.4)$$

Doğal olarak v_{A0} , v_{B0} ilk hızları bilinir ve biz v_{A1} , v_{B1} son hızlarını hesaplamak isteriz. Bu iki bilinmeyen için, iki denklem vardır; dolayısıyla genel olarak bir çözüm elde edilebilir.

Bu denklemleri çözmek için, önce (K.3)'den v_{B1} çözülür:

$$v_{B1} = R (v_{A0} - v_{A1}) + v_{B0} \quad (K.5)$$

Burada R

$$R = m_A/m_B \quad (K.6)$$

kütle oranıdır. (K.4)'ü $m_B/2$ ile bölüp v_{B1} için bulduğumuz değeri yerine koyarak,

$$\begin{aligned} Rv_{A0}^2 + v_{B0}^2 &= R v_{A1}^2 + [R(v_{A0} - v_{A1}) + v_{B0}]^2 \\ &= R v_{A1}^2 + R^2 (v_{A0}^2 - 2v_{A0} v_{A1} + v_{A1}^2) + \\ &\quad 2R (v_{A0} - v_{A1}) v_{B0} + v_{B0}^2 \end{aligned}$$

eşitliğini buluruz. v_{B0}^2 terimleri birbirlerini götürür; sonra her iki yanı R ile bölerek şu bulunur:

$$v_{A0}^2 = v_{A1}^2 + R(v_{A0}^2 - 2v_{A0} v_{A1} + v_{A1}^2) + 2(v_{A0} - v_{A1}) v_{B0}$$

Şimdi bunu, v_{A1} bilinmeyeniyle aynı bağıllık ilişkisine sahip tüm terimleri bir araya getirerek düzenleyelim:

$$0 = (R + 1)v_{A1}^2 - 2(Rv_{A0} + v_{B0})v_{A1} + (R - 1)v_{A0}^2 + 2v_{A0}v_{B0} \quad (K.7)$$

Bu ikinci dereceden bir denklemdir ve dolayısıyla iki çözüme sahiptir. Bunlardan biri açıktır; $v_{A1} = v_{A0}$ için (K.7)'nin sağlandığı kolayca görülür. Bunun apaçık olduğunu söylüyorum, çünkü bu, çarpışmada hiçbir şeyin olmadığı durumu temsil eder; bu durumda kuşkusuz enerji de momentum da korunur. Bununla

birlikte, ilgilendiğimiz çözüm bu değildir; biz, son hızların ilk hızlardan farklı olduğu durumdaki son hızları hesaplamak istiyoruz. Gene de, ikinci dereceden bir denklemin bir çözümünü bilmenin, diğer çözümü bulmaya daima büyük yardımı olur. (K.7)'nin sağ yanı v_{A1} 'e göre ikinci dereceden ve $v_{A1} = v_{A0}$ için sıfır olmalı ve v_{A1}^2 teriminin katsayısı $R + 1$ olduğundan, onu aşağıdaki biçimde yazmak da mümkün olmalıdır:

$$(R + 1)v^2 - 2(Rv_{A0} + v_{B0})v + (R - 1)v_{A0}^2 + 2v_{A0}v_{B0} = (R + 1)(v - v_{A0})(v - u) \quad (K.8)$$

v_{A1} niceliği burada bir v değişkeniyle değiştirilmiştir; bunu yapmamızın nedeni de, bu özdeşliğin sadece (K.7)'yi sağlayan v_{A1} niceliği için değil de, v 'nin tüm değerleri için geçerli olduğunu vurgulamaktır. u 'yu bulmak için, v 'nin herhangi bir tek değeri, diyelim ki $v = 0$ için, sadece bu denklemin her iki yanının değerlerini eşitlemeliyiz. Bu

$$(R - 1)v_{A0}^2 + 2v_{A0}v_{B0} = (R + 1)v_{A0}u$$

eşitliğini verir. v 'nin (v_{A0} 'dan başka) v_{A1} değeri, (ki bu değerde (K.8) sıfır olur) açıkça u 'ya eşittir ve dolayısıyla

$$v_{A1} = u = [(R - 1)v_{A0} + 2v_{B0}]/(R + 1)$$

R 'nin (K.6) tanımını anımsayarak bu sonuç çok daha açık olarak

$$v_{A1} = [(m_A - m_B)v_{A0} + 2m_Bv_{B0}]/(m_A + m_B) \quad (K.9)$$

şeklinde yazılabilir. Bunun (K.5)'de tekrar yerine konması, diğer son hızı verir:

$$v_{B1} = [2m_Av_{A0} + (m_B - m_A)v_{B0}]/(m_A + m_B). \quad (K.10)$$

Çözümün iki parçacık arasındaki simetrisi bu kez besbellidir: v_{B1} , v_{A1} ile aynı formülle verilir, fakat v_{A0} , v_{B0} ile ve m_B , m_A ile değiştirilmek koşuluyla.

Özel bir durum öylesine sık olarak ortaya çıkar ki, ona burada ayrıca değinmeye değer. Parçacıklardan biri, sözgelimi A , başlangıçta durgunsa, o zaman $v_{A0} = 0$ almalıyız. Bu durumda B mermi parçacığının son hızı

$$v_{B1} = \left(\frac{m_B - m_A}{m_B + m_A} \right) v_{B0} \quad (\text{K.11})$$

ve A hedef parçacığının geri tepme hızı

$$v_{A1} = \left(\frac{2 m_B}{m_B + m_A} \right) v_{B0} \quad (\text{K.12})$$

Dikkat ederseniz (K.12)'de v_{B0} 'ın katsayısı, (K.11)'in tersine, daima artıdır; böylece sezgisel olarak akla yakın bir sonuç buluruz: Hedef parçacığı, merminin ilk hareketine zıt yönde asla geri tepmez.

Bu sonuçlar, kitapta tartışılmış olan birçok keşifte önemli roller oynamışlardır. İşte bunlardan birkaç örnek:

(1) *Gaz basıncı*: Eğer bir B parçacığı çok daha ağır bir A cismine çarparsa, o zaman onun geri tepme hızı, m_A m_B 'den çok büyük olmak şartıyla, (K.11) ile verilir. m_B 'nin m_A yanında ihmal edilebilir olduğu durumda, $v_{B1} = -v_{B0}$ çıkar; yani mermi parçacığı, basitçe aynı hızla fakat ters yönde geri teper. Bir de, A hedefi, bu durumda (K.12)'nin gösterdiği gibi, ihmal edilebilir bir hızla geri teper. A bir parçacık değil de, içinde B gibi gaz parçacıklarının hapsedildiği bir odanın duvarı da, olsa aynı sonuçlar uygulanır: Ek F'de tartışıldığı gibi, duvarla kafa kafaya çarpışan gaz parçacıkları büyüklüğü değişmeyen hızlarla zıt yönde geri teperek.

(2) *Rutherford saçılması*: Geiger ve Marsden, 1911'de ince bir altın levhaya çarpan alfa parçacıklarının arada sırada tam geriye doğru saçıldıklarını gözlemişti. Fakat (K.11)'e göre, duvaran bir A parçacığına çarpan bir B mermi parçacığı, ancak $m_B - m_A$ niceliği eksi, yani m_B , m_A 'dan küçük ise, tam geriye doğru tepebilir (yani v_{B1} , v_{B0} 'a zıttır). Dolayısıyla, Rutherford, alfa

parçacığının ya kendinden daha ağır bir parçacığa ya da hatırı sayılır bir hızla hareket eden bir parçacığa çarptığı sonucuna varmıştı. İkinci olasılıkla uğraşmak için şuna dikkat ediniz: (K.10)'a göre, daha hafif bir hedef parçacıkla kafa kafaya çarpışan bir B mermi parçacığı, ancak A parçacığı B 'ye doğru

$$|v_{A0}| > \left(\frac{m_B - m_A}{2 m_A} \right) |v_{B0}| \quad (K.13)$$

hızı ile hareket ediyorsa*, tam geriye tepecektir. Örneğin, bir alfa parçacığı elektron kütesinden 7296,3 kez daha büyük bir kütleyle sahiptir; öyleyse bir elektrona kafadan çarpan bir alfa parçacığı, ancak elektron ona doğru alfa parçacığının ilk hızının 3647,6 katından daha büyük bir hızla hareket ederse geriye tepebilir. Bu öylesine olanaksız görünüyordu ki, alfa parçacığının, kendisinden çok daha ağır bir parçacığa, Rutherford'un atom çekirdeği olarak kimliklendirdiği parçacığa çarpması gerektiği sonucuna varılabilirdi.

(3) *Nötron saçılmasında çekirdeğin geri tepmesi*: Chadwick şu gözlemde bulunmuştu: Berilyum alfa ışınımına uğratıldığında ortaya çıkan ışınlar, çarpıştıkları atom çekirdeklerinin

$$\frac{1}{A_0 + A} \quad (K.14)$$

niceliğiyle orantılı hızlarla geri tepmelerine neden olurlar; burada $A_0 = 1$ 'e yakın bir sabit, A ise çekirdeklerin atom ağırlıklarıdır. (K.12)'den beklememiz gereken tam da budur; değişik durgun A hedef parçacıklarına sabit v_{B0} hızıyla çarpan bir B mermi parçacığı, onlara $1/(m_B + m_A)$ ile orantılı geri tepme hızları verecektir; ki bu da, eğer mermi A_0 atom ağırlığına ve hedef parçacıkları A atom ağırlığına sahipse, (K.14) ile orantılı demektir. Bundan dolayı, Chadwick bu ölçümlerden şu sonucu çıkarabilmişti: Berilyum ışınlarının elektrikçe yüksüz parçacıkları,

* (K.13)'teki düşey çizgiler *mutlak değerleri*; yani işaretlerine bakılmaksızın v_{A0} , v_{B0} niceliklerinin büyüklüklerini gösterir.

(K.14) denklemindeki A_0 sabitine eşit ve dolayısıyla bire yakın bir atom ağırlığına sahip olmalıdır. Bu doğrudur; nötron denen bu parçacıklar gerçekten de 1,009 gibi bir atom ağırlığına sahiptir.

Buradaki momentum tartışması, sadece ışık hızından çok küçük hızlarla hareket eden parçacıklara uygulanır. Einstein 1905'te yüksek hızlı parçacıklar için momentum tanımının değiştirilmesi gerektiğini göstermişti -fakat bu bir başka kitabın konusu.

Bu kitapta kullanılan fiziksel birimler

Nicelik	Birim	Kısaltma	Sayfa
Uzunluk	metre	m	
Zaman	saniye	s	
Kütle	kilogram	kg	29
Kuvvet	neutron	N	30
Enerji	jul	J	64
Elektrik yükü	coulomb	C	41
Elektrik akımı	amper	amp	41
Elektrik potansiyeli	volt	V	67
Mutlak sıcaklık	Kelvin derecesi	K	217
Isı enerjisi	kalori	cal	70

Bu kitapta kullanılan bazı sabitler

Nicelik	Simge	Değeri
Işık hızı	c	$2,9979246 \times 10^8$ m/s
Elektrostatik sabit	k_e	$8,987552 \times 10^9$ N.m/C ²
Elektronik yük	e	$1,60219 \times 10^{-19}$ C
Elektron-volt	eV	$1,60219 \times 10^{-19}$ J
Faraday	$N_0 e$	96485 C/mol
Avogadro sayısı	N_0	$6,0220 \times 10^{23}$ /mol
Birim atom ağırlığı kütlesi	m_1	$1,6606 \times 10^{-27}$ kg
Elektron kütlesi	m_e	$9,10953 \times 10^{-31}$ kg
Proton kütlesi	m_p	$1,67265 \times 10^{-27}$ kg
Nötron kütlesi	m_n	$1,67495 \times 10^{-27}$ kg
Güneş yılı	yıl	$3,1558 \times 10^7$ s
Yerdeki kütleçekimi ivmesi	g	9,806 m/s ²
Kütleçekimi sabiti	G	$6,672 \times 10^{-11}$ N.m ² /kg ²
Isının mekanik eşdeğeri		4,184 J/cal
Boltzmann sabiti	k	$1,3807 \times 10^{-23}$ J/K
Çevre/çap oranı	π	3,1415927
$\delta \rightarrow 0$ için $(1+\delta)^{1/\delta}$	e	2,7182818

KAYNAK: "Review of Particle Properties" *Rev.Mod.Phys.* 52, No.2, Kısım II (Nisan 1980). Her bir nicelikteki hata, son ondalıkta birden büyük değildir.

Elementler

Element	Simge	Atom numarası	Atom ağırlığı
Hidrojen	H	1	1,0079
Helyum	He	2	4,00260
Lityum	Li	3	6,941
Berilyum	Be	4	9,01218
Bor	B	5	10,81
Karbon	C	6	12,011
Azot	N	7	14,0067
Oksijen	O	8	15,9994
Flor	F	9	18,998403
Neon	Ne	10	20,179
Sodyum	Na	11	22,98977
Magnezyum	Mg	12	24,305
Alüminyum	Al	13	26,98154
Silişyum	Si	14	28,0855
Fosfor	P	15	30,97376
Sülfür	S	16	32,06
Klor	Cl	17	35,453
Argon	Ar	18	39,948
Potasyum	K	19	39,0983
Kalsiyum	Ca	20	40,08
Skandiyum	Sc	21	44,9559
Titanyum	Ti	22	47,90
Vanadyum	V	23	50,9415
Krom	Cr	24	51,996
Manganez	Mn	25	54,9380
Demir	Fe	26	55,847
Kobalt	Co	27	58,9332
Nikel	Ni	28	58,70
Bakır	Cu	29	63,546
Çinko	Zn	30	65,38
Galyum	Ga	31	69,72
Germanyum	Ge	32	72,59
Arsenik	As	33	74,9216
Selenyum	Se	34	78,96
Brom	Br	35	79,904
Kripton	Kr	36	83,80
Rubidyum	Rb	37	85,4678
Stronsiyum	Sr	38	87,62
İtiryum	Y	39	88,9059
Zirkonyum	Zr	40	91,22
Niyabyum	Nb	41	92,9064
Molibden	Mo	42	95,94
Teknetyum	Tc	43	97

Buradaki atom ağırlıkları ^{12}C atomunun ağırlığının 1/12 sine göre dir ve *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, ed. by R.C.Weast and M.J.Astle, 62nd edition (CRC Press, 1981-82)'den alınmıştır.

Element	Simge	Atom numarası	Atom ağırlığı
Rutenyum	Ru	44	101,07
Rodyum	Rh	45	102,9055
Paladyum	Pd	46	106,4
Gümüş	Ag	47	107,868
Kadmiyum	Cd	48	112,41
İndiyum	In	49	114,82
Kalay	Sn	50	118,69
Antimon	Sb	51	121,75
Tellür	Te	52	127,60
İyot	I	53	126,9045
Ksenon	Xe	54	131,30
Sezyum	Cs	55	132,9054
Baryum	Ba	56	137,33
Lantan	La	57	138,9055
Seryum	Ce	58	140,12
Praseodim	Pr	59	140,9077
Neodim	Nd	60	144,24
Prometyum	Pm	61	145
Samaryum	Sm	62	150,4
Evropiyum	Eu	63	151,96
Gadolinyum	Gd	64	157,25
Terbiyum	Tb	65	158,9254
Disprosyum	Dy	66	162,50
Holmiyum	Ho	67	164,9304
Erbiyum	Er	68	167,26
Tulyum	Tm	69	168,9342
İterbiyum	Yb	70	173,04
Lütesyum	Lu	71	174,967
Hafniyum	Hf	72	178,49
Tantal	Ta	73	180,9479
Tungsten	W	74	183,85
Renyum	Re	75	186,2
Osmiyum	Os	76	190,2
İridyum	Ir	77	192,22
Platin	Pt	78	195,09
Altın	Au	79	196,9665
Cıva	Hg	80	200,59
Talyum	Tl	81	204,37
Kurşun	Pb	82	207,2
Bizmut	Bi	83	208,9804
Polonyum	Po	84	209
Astatin	At	85	210
Radon	Rn	86	222
Fransiyum	Fr	87	223
Radyum	Ra	88	226,0254
Aktinyum	Ac	89	227,028
Toryum	Th	90	232,0381
Protaktinyum	Pa	91	231,0359

Element	Simge	Atom numarası	Atom ağırlığı
Uranyum	U	92	238,029
Neptünyum	Np	93	237,0482
Plutonyum	Pu	94	244
Amerisyum	Am	95	243
Küriyum	Cm	96	247
Berkelyum	Bk	97	247
Kaliforniyum	Cf	98	251
Aynştaynyum	Es	99	254
Fermiyum	Fm	100	257
Mendelyevyum	Md	101	257
Nobelyum	No	102	259
Lavrensiyum	Lr	103	260

Okuma Notları

- D. L. Anderson, *The Discovery of the Electron*. Van Nostrand, 1964.
- E. N. da C. Andrade, *Rutherford and the Nature of the Atom*. Doubleday, 1964.
- R. T. Beyer, ed., *Foundations of Nuclear Physics*. Dover, 1949.
- J. B. Birk, ed., *Rutherford at Manchester*. Benjamin, 1965.
- Sir James Chadwick, ed., *The Collected Papers of Lord Rutherford of Nelson O. M.*, F. R. S. Interscience, 1963.
- I. B. Cohen, "Conservation and the Concept of Electric Charge: An Aspect of Philosophy in Relation to Physics in the Nineteenth Century", M. Clagett, ed., *Critical Problems in the History of Science*. University of Wisconsin Press, 1959.
- Franklin and Newton. American Philosophical Society, 1956.
- J. G. Crowther, *The Cavendish Laboratory, 1874-1974*. Science History, 1974.
- B. Dübner, *Oersted and The Discovery of Electromagnetism*. Blaisdell, 1962.
- A. S. Eve, *Rutherford: Being the Life and Letters of the Rt. Hon. Lord Rutherford, O. M.* Macmillan, 1939.
- N. Feather, *Lord Rutherford*. Priory Press, 1973.
- C. C. Gillispie, ed., *Dictionary of Scientific Biography*. Scribner's, 1970.
- G. Holton, "Subelectrons, Presuppositions, and the Millikan-Ehrenhaft Dispute", *Historical Studies in the Physical Sciences*, 9 (1978), 161.
- A. J. Ihde, *The Development of Modern Chemistry*, Harper & Row, 1964.
- A. I. Miller, *Albert Einstein's Special Theory of Relativity: Emergence (1905) and Early Interpretation (1905-1911)*. Addison-Wesley, 1980.
- Sir Mark Oliphant, *Rutherford: Recollection of the Cambridge Days*. Elsevier, 1972.
- A. Pais, "Einstein and the Quantum Theory", *Reviews of Modern Physics*, 51 (1979), 863.
- "Radioactivity's Two Early Puzzles", *Reviews of Modern Physics*, 49 (1977), 925.
- D. Roller and D. H. D. Roller, *The Development of the Concept of Electric Charge*. Harvard University Press, 1954.
- R. H. Stuewer, ed., *Nuclear Physics in Retrospect: Proceedings of a Symposium on the 1930s*. University of Minnesota Press, 1979.
- George Thomson, *J. J. Thomson: Discoverer of the Electron*. Doubleday, 1965.
- J. J. Thomson, *Electricity and Matter: The 1903 Silliman Lectures*. Scribner's, 1906.
- Recollections and Reflections*. G. Bell, 1936.
- R. A. R. Tricker, *Early Electrodynamics: The First Law of Circulation*. Pergamon Press, 1965.
- C. Weiner, ed., *History of Twentieth Century Physics: Course LVII of The Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi"*. Academic Press, 1977.
- E. Whittaker, *A History of the Theories of Aether and Electricity*. Thomas Nelson, 1963.
- Alexander Wood, *The Cavendish Laboratory*. Cambridge University Press, 1964.
- Notes and Records of the Royal Society of London*, cilt. 27, no. 1, Ağustos 1972. [Rutherford üzerine Oliphant, Massey, Feather, Blackett, Lewis, Mott, O'Shea ve Adams tarafından yazılmış makaleler].

Dizin

- Abamper, 53
Abdera, 1
Aepinus Franz Ulrich Theodosius, 19
Ağdalık (viskozluk), 106, 107, 110, 113, 221-227
Akb (atomik kütle birimi), 161
Aktinyum, 158
Alfa bozunumu,
 desenleri, 178
 temel radyoaktif dizilerde, 159
Alfa parçacıkları,
 atom ağırlıkları, 138
 büyük açılı saçılma, 141-148
 helyum çekirdeği olarak tanımlanması, 129-130
 hiperbolik yörüngeleri, 149
 kütle/yük oranı, 128
 saçılma açılarının ölçümü, 150-151
 saçılması, 141
Amper, 41, 53-55
Ampère, André Marie, 52-54, 56
Andersen, Hans Christian, 57
Anderson, Carl, 185
Andrade, E. N. da Costa, 130
Angström, 3
Anot, 24
 adlandırılışı, 101
 Thomson'un katot ışıını tüpünde, 34
Anyon, 101
Ara vektör bozonlar, 193
Aston, Francis William, 96, 99
Atom,
 boyut tahmini, 113
 etkin tesir kesiti, 150
 ilk yorumlar, 1-2
 kütleleri, 84, 124-125
 potansiyel enerjisi, 233-236
 tanımı, 3

Atom ağırlığı, 87-99, 250-252
Avogadro'nun çalışmaları, 93
belirlenmesi, 161
Dalton'un 1803 değerleri, 88
günümüzdeki değerleri, 91
izotoplar, 93, 97
tamsayı kavramı, 158, 160-162
Atom çekirdekleri, 3, 4
geri tepme hızı, 168
keşfi, 141-153
Rutherford'un yaklaşımı, 141-142
Atom numarası, 154
belirlenmesi, 129
Moseley'in ölçümleri, 154-157
Rutherford'un hesaplamaları, 153
Atomculuğa direniş, 2
Avogadro sayısı, 93
belirlenmesi, 138
elektronik yükün ölçülmesi, 113
Millikan'ın hesaplamaları, 219
Avogadro, Amedeo, Conte di Quaregna, 91, 101

Becker, H., 166
Becquerel, Antoine Henri, 118, 125, 128
Bede, Venerable, 14
Berilyum ışınları,
yapılan deneyler, 168-173
Bernoulli, Daniel, 39
Berzelius, Jöns Jakob, 93
Beta bozunumu,
ana radyoaktif dizilerde, 159
desenleri, 178
ve nötrino salınması, 182
Beta parçacıkları,
elektron olarak tanımlanışları, 128
kütle/yük oranı, 78-81
yükleri, 157
Bethe, H. A., 190
Bileşikler,
doğru kimyasal formülleri, 91
Dalton'un kimyasal formülleri, 89
Dalton'un simgeleri, 90
Bilimsel gösterim, 9-10
Biot, Jean-Baptiste, 52

Blackett, P. M. S., 122
Blake William, 195
Bohr, Niels Hendrik David, 78, 121, 153, 155, 182, 193
Boltzmann sabiti,
 gaz özellikleri, 212-220
 Millikan'ın hesaplaması, 219
Boltzmann, Ludwig, 2
Bothe, W., 166
Boyutsal analiz, 236, 239
Breit, Gregory, 173
Brown hareketi, 84
Brown, C. F., 174
Butler, C. C., 191

C. T. R. Wilson'ın sis odası, 105
Cabeo, Niccolo, 15, 18
Camsı elektrik, 15-20
Carlisle, Anthony, 99
Carpışma, korunum yasaları, 242-248
Cassen, B., 175
Cavendish Henry, 7, 39
Cavendish Laboratuvarı, 5
 elektronik yük deneyleri, 103
 Ernet Rutherford'un başvurması, 122
 James Maxwell dönemi, 7-8
 J. J. Thomson'un başvurması, 8
 kadınlar, 8
 kütle spektrofisi, 96
 kuruluşu, 5
 Lord Rayleigh dönemi, 8
 yenilenmesi, 193-194
Chadwick Sir James, 122, 166, 170, 182
 berilyum deneyleri, 168-173
 nötron odası, 169
Chadwick'in nötron odası, 169
Chamberlain, Owen, 187
Chew Geoffrey, 192
Cockcroft, John D., 122, 176
Cohen I. Bernard, 108, 122
Collinson, Peter, 16-17
Compton, Arthur Holly, 182
Condon, E. U., 175
Conversi, M., 189-190
Coulomb, Charles Augustine, 39

Coulomb Yasası, 40-43, 143, 203, 205, 233, 237
Coulomb, tanımı, 41
Coulomb'un burulma terazisi, 40, 42
Cowan, Clyde, L. Jr., 183
Crookes, Sir William, 26, 93
Crooks tüpü, 26
Crowther J. A., 152
Curie Pierre, 126, 127, 132, 139
Curie, Marie Skłodowska, 126, 127

Çekirdek kuvvetlerinin elektron değiş tokuşu kuramı, 187-190

D çizgileri, 77-79
Dahl, O., 174
Dalton, John, 2
 atom ağırlıklarıyla ilgili çalışmaları, 87-91
 atom kütleleriyle ilgili çalışmaları, 124-125
Davy, Sir Humphry, 100
Değiş tokuş kuvveti, 171
Demokritos, 1, 80
Deşik kuramı, 185-187
Dirac, Paul Adrien Maurice, 184, 185
Dorn, Friedrich Ernst, 131
Döteron, 173
Du Fay, Charles-François de Cisternay, 15, 20, 41
Dyne, tanımı, 31

Ehrenhaft, Felix, 112
Einstein Albert, 160, 161, 248
 genel görelilik kuramı, 31
 özel görelilik kuramı, 160, 248

Elektrik,
 atomculuk, 108
 boşalması, 22-28
 doğası, 14-21
 iki akışkan kuramı, 16-19
 ilk itme deneyleri, 15-16
 tek akışkan kuramı, 18-19

Elektrik alanı,
 birimleri, 43
 hesaplanması, 46
 katot ışınlarını saptırması, 45-48
 tanımı, 43
 ve alan çizgileri, 203-206

- Elektrik iletimi, keşfi, 14-15
- Elektrik kuvveti, 38-45
 - ters-kare yasası, 39
 - uzaklığa bağlılığı, 38-39
 - yönü, 41, 43
- Elektrik potansiyeli, tanımı, 67
- Elektrik yükü. Ayrıca bkz. Elektron yükü
 - adlandırılması, 18
 - birimleri, 41
 - dağılımı, 124-125
 - elektrolit elektrik birimi, 104
 - korunumu, 18
 - Millikan'ın yağ damlası deneyi, 109-112
 - ve alan çizgileri, 47, 48
- Elektroliz,
 - çağdaş yorumu, 100
 - keşfi, 99
- Elektromanyetizma,
 - keşfi, 50
 - keşfinin etkisi, 52, 56
 - Maxwell denklemleri, 7-8
 - özellikleri, 52-56
- Elektron, 3, 4
 - katot ışınlarında, 24-28
 - kavramın kabul edilişi, 81
 - keşfi, 19-20
 - kütle/yük oranı, 34
 - özellikleri, 11-12
 - temel parçacık olarak, 75-81
- Elektron-volt, 72
- Elektron yükü,
 - Millikan'ın ölçümü, 113
 - ölçümü, 105-113
- Elektrosatik birimler, 41, 111-112
- Elementler,
 - atom ağırlıkları, 2
 - atom numarası, 3
 - çekirdek yükü, 154
 - Dalton'un simgeleri, 90
- Ellis, C. D., 182
- Enerji, 64-66, 71-75. Ayrıca bkz. Enerjinin korunumu, Kinetik enerji
- Enerjinin korunumu,
 - ilkesi, 73
 - Joule'ün deneyleri, 69-71

katot ışını deneylerinde, 210-212
ve radyoaktivite, 139-140
Eve, A. S., 123
Evren'in büyük patlama kuramı, 178

Fajans, K., 157
Faraday, Michael, 22, 24, 43, 44, 83, 124
 elektroliz araç gereçleri, 102
 elektroliz üzerine çalışmalar, 100-103
Faraday (mol başına yük), 104-105 112, 219
Feather, N., 122, 168
Feenberg, Eugene, 173
Fermi, Enrico, 3, 175, 183
Fletcher, Harvey, 109
Floresan ışık, 22
Foton, 181
Franklin, Benjamin, 16, 17, 18, 19

Gamma ışınları, 130
Gamow, George, 122, 176
Gauss, Karl Friedrich, 56
Gauss, tanımı, 54
Gay-Lussac, Joseph Louis, 89-90
Gaz basıncı ve parçacık çarpışması, 246
Gaz sabiti, 218
Gazlar,
 elektirik iletimi, 24-25
 kinetik kuramı, 92
 ve Boltzmann sabiti, 212-220
Geiger, Hans Wilhelm, 141, 142, 246
Geiger-Marsden deneyleri, 141-143, 144-145, 151-153
Geissler, Johann Heinrich, 24
Gell-Mann, Murray, 192
Gerilimin ölçümü, 71-72
Giesel, F., 128
Gilbert, William, 14, 49
Gill, Eric, 122
Glazebrook, R. T., 8
Goldstein Eugen, 25, 26, 27, 80, 94
Gram, tanımı, 29
Gray, Stephen, 14, 15
Grummont, Gottfried Heinrich, 22

Hadronlar, 4, 191, 192
 Hafstad, L. R., 173, 174
 Hahn, Otto, 179
 Hauksbee, Francis, 15
 Hava pompaları, 24
 Heisenberg Werner, 170
 Heitler, Walter, 171
 Helyum, 129
 Hertz, Heinrich, 8, 26-27, 81
 Herzberg, Gerhard, 171
 Heydenberg, N., 173, 175
 Hız, 32
 Hızlandırıcılar,
 Bevatron, 187, 189 192
 CERN, XIII, XV, XVI, XVII
 Cockcrof-Walton, 122
 Fermilab, 123
 Siklotron, 123
 Stanford Lineer Hızlandırıcı Merkezi (SLAC), 191, 192
 Van de Graaf, 174, 175
 Hidrojen atomu, 81, 83, 97
 Higgs bozonu, 193
 Hittrof, J. W., 25
 Holton, G., 108, 112
 Huygens, Christian, 68

 Işık, 3, 8, 22-24, 181-182
 Iwanenko, D., 171

 İş,
 kinetik enerji, 64-65, 207-210
 tanımı, 64
 İvme,
 katot ışınlarının sapmasında, 37
 kavram, 28-30
 Newton'un İkinci Yasası'nda, 28-33
 İyonlar, 101-103
 İzotoplar,
 atom ağırlıkları, 97
 ayırılması, 98
 keşfi, 93-94, 95
 tanımı, 93

ve radyoaktivite, 94-95
ve yarı-ömürler, 134-135
İzotopları ayırmada elektromanyetik sapma yöntemi, 98-99

Joliot-Curie Frédéric, 166, 168
Joliot-Curie Irene, 166, 167, 168
Joule, James Prescott, 68-70
Jul, tanımı, 64

Kabarcık odası, 192
Kaliforniya Teknoloji Enstitüsü, 85, 192
Kalori, tanımı, 70
Kanal ışınları, 94
Kapitsa, Pyotr Leonidoviç, 122, 170
Karşıtmion, 190-191
Karşınötrino, 183
Karşıtproton, 187
Katot, 24

adlandırılışı, 101
Thomson'un katot ışını tüpünde, 34
Katot ışını parçacıkları. Bkz. Elektron
Katot ışını tüpü,
televizyon, 35
Thomson'un deneyleri, 34

Katot ışınları,
elektiriksel sapması, 45-48, 61-64, 199
enerjinin korunumu, 210
kavramı, 24-26
manyetik sapması, 57-59, 60-62
sapması, 33-38
sapmasının keşfi, 25-28
Katot ışınlarının elektiriksel sapması, 45-48, 197-199
Katot ışınlarının manyetik sapması, 57-59, 61-63, 200-202
Katyon, adlandırılması, 101
Kaufmann, Walter, 72-73, 81, 128, 210
Kelvin, Lord. Bkz. Thomson, Sir William
Kilogram, tanımı, 29
Kinetik enerji,
formülü, 64
ış, 207-210
korunumu, 65
potansiyel enerjiyle ilişkisi, 65-67

Klor, atom ağırlığı, 97
Kozmik ışınlar, 72, 87, 185, 188, 190-191, 192
Kraliyet Enstitüsü, 100
Kuantum kuramı, 121, 153
Kuarklar, 192-193
Kuvvet. Ayrıca bkz. Elektrik kuvveti, Manyetik kuvvet
 alışverişi, 171
 Coulomb Yasası, 143
 katot ışınlarının sapmasında, 36-37
 kavramı, 29
 Newton'un İkinci Yasası, 32-33
 toplam, 33
Kütle,
 ağırlıktan farkı, 31
 kavramı, 29
 ve Einstein'ın görelilik kuramı, 160-161
Kütle spektrografı, 96-97
Kütle/yük oranı,
 alfa parçacıklarının, 128
 genelliği, 76
 hesaplanması, 73-74, 200-202
 hidrojen atomu, 84-85
 katot ışını parçacıkları, 63
 Thomson'un deney sonuçları, 73-75
Kütleçekimi, Newton'un kuramı, 38

Laborde, A., 139
Larmor frekansı, 78
Larmor, Sir Joseph, 78
Lattes, C. M., 190
Lawrence, E. O., 72, 176
Lenard, Phillip, 80, 147
Leptonlar, 4, 191
Leukippos, 1, 80
Limit merkez teoremi, 142
Lockyer, J. Norman, 129
Lorentz, Hendrick Antoon, 78, 79

Mach, Ernst, 2, 81, 108
Maddenin atomik yapısı, 3
Majorana, Ettore, 171
Manhattan Projesi, 99
Manyetik alan, 53-55

Manyetik çubuk, 49
Manyetik kuvvet,
 hesaplanması, 58
 ilk tanımları, 48-50
 yönü, 51
Manyetizma. Bkz. Manyetik kuvvet, Elektromanyetizma
Maricourt, Pierre de, 49
Marsden, Ernst, 141, 142, 246
Marshak, R. E., 190
Massachusetts Teknoloji Enstitüsü (MIT), 165
Maxwell, James Clerk, 7-8, 41
Mayer, Julius, 68
McGill Üniversitesi, 118-119
Meitner, L., 182
Mekanik enerjinin ısıya dönüşebilirliği, 68-70
Mezon, 189
Michelson, A. A., 85
Millikan, Robert Andrews, 85, 86, 87, 145, 193
 fotoelektrik çalışmaları, 181-182
 yağ damlası deneyleri, 109-113, 221-227
Mol, tanımı, 93
Moleküler ağırlık, 92-93
Moleküller, 3
Momentum,
 korunum yasası, 146
 tanımı, 146
Momentumun korunumu yasası, 146
 ve parçacık çarpışması, 242-248
Moore, A. D., 80-81
Morse, Samuel F. B., 56
Moseley, H. G. J., 154, 155, 157
Mott, Sir Nevill, 121
Müon, 190

Nagaoka, Hantaro, 115
Neddermeyer, S. H., 189
Needham, Joseph, 49
Ne'eman, Yuval, 192
Nevton, tanımı, 30
Nevton/amper.metre, 54
Newton, Sir Isaac, 2, 7, 28
 birinci hareket yasası, 32
 ikinci hareket yasası, 29-32, 106, 197, 237

kütleçekimi kuramı, 38
üçüncü hareket yasası, 32, 65, 146
Newton'un hareket yasaları, 28
Nicholson, William, 99
Nollet, Abbé Jean-Antoine, 16, 22
Nötron, 3, 4, 163-179
atom ağırlığı, 248
beta bozunumu, 175-176
çekirdekdeki sayısı, 172
keşfi, 4, 125, 166, 170
kütlesi, 173
rolü, 170-171
temel parçacık olarak kabul edilişi, 173-175
ve atomik ölçek, 98
Nötron saçılımında çekirdek geri tepmesi, 247-248
Nötrino, 182-184
kütlesi, 183
tahmini sayısı, 184
Occhialini, C. P. S., 190
Oersted, Hans Christian, 50, 53, 57
Oliphant, Sir Mark, 121
Orthmann, W., 182
Ostwald, Wilhelm, 108-109

Pais, A., 140
Pancini, E., 190
Pauli dışarlama ilkesi, 185
Pauli, Wolfgang, 182, 187
Peregrinus, Peter, 49
Perrin, Jean Baptiste, 27, 84, 109, 140
Piccioni, O., 190
Pion (π mezon), 190
Pippard, Sir Brian, 123, 193
Planck, Max, 219
Platon, 14, 48
Plücker, Julius, 24, 25
Potansiyel enerji, 66-67, 233-236
Powell, C. F., 190
Pozitron, 184-185
Priestley, Joseph, 39
Principia (Newton), 28
Proton, 3, 4
adlandırılışı, 124-125

çekirdekdeki sayısı, 172
 saçılımı, 173
 ve atomik ölçek, 98
 Prout, William, 80, 97

 Radon, 132
 Radyoaktivite (ana madde),
 adlandırılışı, 126
 alfa, 120
 beta, 120, 175-176, 183
 bozunum ürünleri, 162
 diziler, 159
 keşfi, 94, 120, 125-140
 Rutherford ve Soddy'nin açıklaması, 132
 üstel yasası, 227-233
 ve enerjinin korunumu, 139
 ve izotopların ortaya çıkışı, 95-96
 yorumlanması, 125-140
 Radyum, 126, 134, 138, 227
 Ramsay, William, 129, 130
 Rasetti, F., 171-172
 Rayleigh, Lord, 8
 Reçinemsiz elektrik, 16-20
 Reines, Frederick, 183
 Robson, John, 39
 Rochester, G. D., 191
 Royal Society, 12, 15, 122, 166
 Royds, T. D., 130
 Röntgen, Wilhelm Konrad, 116
 Rumford, Count, 68
 Russell, A. S., 157
 Rutherford Sir Ernest, 5, 9, 78, 117, 130, 139, 158, 193
 Canterbury College'da, 119
 Cavendish Profesörlüğü, 122
 çekirdeğin bölünmesi deneyleri, 163-166
 çekirdeğin keşfi, 141-142, 148-150, 246-247
 çekirdek yükünün ölçülmesi, 151-152
 gamma ışınları, 130
 helyum deneyleri, 129-130
 hesapladığı atom numaraları, 153
 McGill Üniversitesi'nde, 118, 119
 nötron, 179
 protonun adlandırılması, 125
 saçılma formülü, 236-242

toriyum deneyleri, 131-132, 133, 158
Rutherford'ın çekirdek parçalama odası, 165

Saçılma, 141, 152-153, 236-242. Ayrıca bkz. Geiger-Marsden deneyleri
Sağ el kuralı, 53
Sakata, S., 190
Sapma,
 elektiriksel, 45-48, 199-203
 manyetik, 57-59, 199-203
 şematik çizim, 236
Savart, Félix, 52
Segrè, Emilio Gino, 171, 187
Shaw, W. N., 8
Sıcaklığın tanımı ve ölçümü, 216-217
Sıkı bağlı çekirdeklerin kararlı vadisi, 176-179
Sis odası deneyleri, 184, 189
Soddy Frederick, 94, 118, 130, 131-133, 139, 157
Sodyum spektrumu, 76-77
Soy gazlar, 132
Spektrum, 76, 129
Spencer, Adam, 16
Stanford Linear Hızlandırıcı Merkezi, 191, 192
Statcoulomb, 41
Stevenson, C. E., 189
Stokes, Sir George, 106
Stokes Yasası, 110, 221, 224
Stoney, George Johnstone, 81, 84, 103
Strassman, Fritz, 179
Street, J. C., 189
Strutt, John William, 8

Tamm, I. E., 171
Tamsayı kuralı, 97-98
Tau (lepton), 191
Televizyonun katot ışını tüpü, 35
Telgrafın gelişimi, 56
Temel parçacıklar. Bkz. Parçacıklar
Ters-kare yasası, 39-41
Thompson, Benjamin, 68,
Thomson, Sir Joseph John, 5, 8, 12-13, 33, 94
 atom düşüncesi, 81
 deney araç gereçleri, 34
 deney sonuçları, 60-64
 deneylerde enerji bağlantıları, 71-75

elektromanyetik saptırma yöntemi, 99
elektronik yük deneyleri, 105-113
katot ışını deneyleri, 5, 27-28, 48, 57, 79-80, 198, 212
temel parçacıklar, 75-76
yerdeğiştirme formülü, 35-36
Thomson, Sir William, 7, 8
Toryum, 126, 131, 133
Toryum dizileri, 158-159
Toryum emanasyonu, 131, 133, 158
Toryum X, 131, 134-135, 158
Townsend, J. S. E., 105, 107
 elektronik yük deneyleri, 105
 elektronik yük ölçümü, 112
Tribo-elektrik sıra, 21
Trinity College, Cambridge, 12
Tseng, Kung-Liang, 49
Tuve, Merle A., 173, 174

Uranyum, 126, 134-136
Uranyum dizileri, 159
Urey, Harold, 98

Üstel gösterim, 9-10

Van de Graff hızlandırıcısı, 174, 175
Varley, Cromwell, 26
Vektörler, 32-33
Villard, P., 130
Volta, Kont Alessandro, 50
Volt, tanımı, 67
Vurma parametresi, 149, 150, 152, 236

Walton, E. T. S., 72, 122, 176
Wang Chung, 49
Watson William, 16, 22
Weber Wilhelm, 56, 57, 59
Weber/m², 54
Weisskopf, Victor F., 187
Weyl, Hermann, 185
Whewell, William, 101
Wiegand, Clyde, 187
Wien, Wilhelm, 94, 99
Wilson, Charles Thomson Rees, 105, 106
Wilson, H. A., 105, 108, 109, 112, 193
Wooster, W. A., 182

X ışını kəçli, 116, 118. Ayrıca bkz. radyoaktivite

Yarı ömür, 134

bozunum eğrisi, 135

saptanması, 135-137

ve radyoaktif bozunumların hesaplanması, 227-233

Yerçekimi ve potansiyel enerji, 66

Yerdeğiştirme yasaları, 157-158

Ypsilantis, Tom, 187

Yukawa, Hidekei, 187

Yük, Bkz. Elektrik yükü

Yükün korunumu, 18

Zeeman etkisi, 77

Zeeman, Pieter, 76, 78, 79

Zincirleme çekirdek tepkimesi, 179

Zweig, George, 192

Nobel Ödüllü parlak bir çağdaş kuramsal fizikçi olan Steven Weinberg, *Atomaltı Parçacıklar*'da elektron, proton ve nötronun keşfini olanaklı kılan yirminci yüzyıl fiziğindeki ana gelişmelerin öyküsünü, klasik fiziğin bu keşiflerde önemli roller oynamış temelleriyle birlikte anlatıyor. Tıpkı Einstein, Eddington ve Feynman gibi Weinberg de, kendi konusunu herkesin anlayabileceği bir biçimde anlatma yeteneğine sahip: Böylece, atom ağırlıkları, Dalton'un sabit oranlar yasası, elektroliz, elektron yükünün ölçümü, radyoaktivite ve benzeri konular, Weinberg'in kalemi sayesinde akıcı öykülere dönüşüyor. Evren'in başlangıcı konu alan *İlk Üç Dakika* adlı kitabını da yayımladığımız ünlü fizikçiden, bilimi ve tarihi kaynaştıran yeni bir popüler bilim kitabı...

